



**HAL**  
open science

# MIROIRS ATOMIQUES : DIFFRACTION EN INCIDENCE RASANTE ET RUGOSITE D'UN MIROIR MAGNETIQUE

Laurent Cognet

► **To cite this version:**

Laurent Cognet. MIROIRS ATOMIQUES : DIFFRACTION EN INCIDENCE RASANTE ET RUGOSITE D'UN MIROIR MAGNETIQUE. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1999. Français. NNT: . tel-00010099

**HAL Id: tel-00010099**

**<https://pastel.hal.science/tel-00010099v1>**

Submitted on 12 Sep 2005

**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.

N° ordre :

Institut d'Optique Théorique et Appliquée

Université de Paris-Sud  
U.F.R. Scientifique d'Orsay

Thèse présentée pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences  
de l'Université Paris XI

par

**Laurent COGNET**

Sujet :

**MIROIRS ATOMIQUES : DIFFRACTION EN INCIDENCE  
RASANTE ET RUGOSITE D'UN MIROIR MAGNETIQUE**

Soutenue le 24 Juin 1999 devant le jury composé de :

MM . M. ORRIT	Rapporteur
C. SALOMON	Rapporteur
J. BAUCHE	Examineur
J. BAUDON	Examineur
N. WESTBROOK	Examineur
A. ASPECT	Directeur de thèse
W.D. PHILLIPS	Membre invité

## REMERCIEMENTS

*Mon premier remerciement s'adresse à Christian IMBERT pour m'avoir accueilli dans le laboratoire de l'Institut d'Optique alors qu'il en était le directeur. L'accueil chaleureux, la confiance et le réconfort qu'il exprimait envers les doctorants du laboratoire ont été pour moi des encouragements précieux.*

*J'exprime ici toute ma gratitude à Pierre CHAVEL, directeur du DEA « Optique et photonique » jusqu'en 1997 puis à la tête du laboratoire nouvellement dénommé « Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique ». L'intérêt qu'il portait à mon travail, ses encouragements et son soutien ont été très stimulants.*

*Alain ASPECT m'a donné la possibilité d'effectuer mes premiers pas de chercheur au sein de son équipe en me proposant ce sujet de recherche passionnant. Sa disponibilité, ses talents de pédagogue et son incroyable soif de partager le spectre très large de ses compétences n'ont jamais été pris en défaut au cours de ces trois années. Je lui en suis sincèrement reconnaissant.*

*J'ai eu la chance d'être également encadré par Nathalie et Christoph WESTBROOK. L'impressionnante intuition de Chris doublée d'une culture couvrant de vastes domaines de la physique d'une part, l'expertise et la rigueur de Nathalie d'autre part, sur la physique en général, sur l'optique en particulier, ont été des apports tout à fait complémentaires pendant ma thèse.*

*C'est avec plaisir que je me souviendrai des nombreuses heures passées autour de l'expérience avec mes collègues. En premier lieu je tiens à remercier Arnaud LANDRAGIN pour l'inimaginable nombre d'explications qu'il a pu me donner dans les premiers mois de ma thèse. Je voudrais bien sûr associer Gabriel HORVATH, David HOLLEVILLE et Véronique SAVALLI aux résultats obtenus sur l'expérience de diffraction en incidence rasante, sans oublier Roberta MARANI pour son aide sur les simulations numériques.*

*Il est des moments dans la vie d'un thésard qui sont plus marquants que d'autres : les soirées de « manip » sur le miroir magnétique passées auprès de William D. PHILLIPS (Bill) avec Paul FEATONBY et Véronique en font indéniablement partie. Elles ont en effet été le théâtre de discussions à bâtons rompus, sur la physique expérimentale et théorique, mais aussi sur des sujets plus métaphysiques. Ecrire un article avec Bill est également une expérience pleine d'enseignements pour un jeune chercheur. Je tiens donc à le remercier pour sa constante disponibilité et je suis très honoré qu'il ait accepté de faire partie de mon jury de soutenance. Merci également à Gary ZABOW et Maria DRNDIC pour nous avoir aidé à installer le miroir magnétique sur notre enceinte expérimentale dans l'ambiance électrique de la coupe du monde de football.*

*L'excellente ambiance qui règne dans le groupe d'Optique Atomique contribue indéniablement au plaisir d'effectuer une thèse dans ce groupe. Merci à Antoine BROWAEYS, Denis BOIRON, Philippe BOUYER, Vincent BOYER, Guillaume DELANNOY, Bruno DESRUELLE, Carsten HENKEL, Guillaume LABEYRIE, Yann LECOQ, Emmanuel MANDONNET, Stuart MURDOCH, Stefan NOWAK, Julie POUPARD, Alice ROBERT, Wilbert ROOIJAKKERS et Olivier VERZELEN. Merci également à André VILLING et à son imprimante pour leur bonne humeur quotidienne.*

*Une thèse expérimentale ne saurait être effectuée dans de bonnes conditions sans l'aide de services techniques efficaces. Je tiens à remercier en premier lieu Stéphane MARTIN pour sa disponibilité lors de problèmes d'électronique mais aussi pour son immuable bonne humeur. Merci également aux mécaniciens : Gérard GALTIER, Robert MANON et Patrick ROTH ; et merci à Jean-Louis DUCHEMIN pour les nombreuses interventions effectuées au laboratoire. Je tiens également à remercier Christine AVIGNON-VERITE pour son aide efficace au service des commandes de l'Institut et Isabelle GAY pour avoir effectué le tirage de ce mémoire avec gentillesse et rapidité.*

*J'ai énormément appris lors de l'organisation du « Meeting of the Young European Atom Opticians » en 1998, en particulier grâce à Françoise CHAVEL et Klaus SENGSTOCK. Je les remercie sincèrement pour leur aide et leurs nombreuses explications.*

*J'ai pris beaucoup de plaisir à effectuer un peu d'enseignement au cours de cette thèse, aux côtés de Thierry AVIGNON, Denise BAILLY, Christophe BLONDEL, Lionel JACUBOWIEZ, Yvan LORGERE, Raymond MERCIER, Marie-Thérèse PLANTAGENEST et Hervé SAUER. Merci à tous.*

*J'ai eu la chance d'effectuer mon service national dans le Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences à Paris, pendant l'année 96-97. J'y ai beaucoup appris sur le refroidissement d'atomes par lasers et sur la métrologie. Cela m'a permis de commencer ma thèse dans d'excellentes conditions. Je tiens donc à remercier en particulier André CLAIRON, Selma Ghezali, Philippe LAURENT, Pierre LEMONDE et Giorgio SANTARELLI.*

*Je suis très honoré par la présence de Jacques BAUCHE, de Jacques BAUDON, de Michel ORRIT et de Christophe SALOMON dans mon jury de thèse. Je tiens en particulier à remercier les rapporteurs pour la lourde tâche qu'ils ont accepté de remplir ainsi que pour leurs remarques constructives sur le manuscrit.*

*Je remercie la DGA qui a financé ma thèse, et qui m'a permis de passer ces trois années dans de bonnes conditions matérielles.*

*Je n'oublierai évidemment pas dans ces remerciements Séverine, ma famille et mes amis ; leur soutien a été essentiel.*

*à Séverine et son « poisson d'avril »,  
à mes parents,*



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Théorie de la diffraction d'atomes sur une onde évanescente en incidence rasante</b>	<b>5</b>
1.1 Rappels sur le miroir à onde évanescente . . . . .	5
1.1.1 Expression du champ dans l'onde évanescente . . . . .	7
1.1.1.1 Notations . . . . .	7
1.1.1.2 Coefficients de transmission . . . . .	8
1.1.1.3 Définition d'une nouvelle base de polarisation . . . . .	9
1.1.1.4 Polarisation TE . . . . .	9
1.1.1.5 Polarisation TM . . . . .	10
1.1.1.6 Ordres de grandeur . . . . .	11
1.1.2 Potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux . . . . .	11
1.1.3 Les déplacements lumineux pour une transition $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$	13
1.1.4 Le potentiel de van der Waals . . . . .	15
1.1.4.1 Approximation de Lennard-Jones . . . . .	15
1.1.4.2 Résultats de l'électrodynamique quantique . . . . .	16
1.1.4.3 Le potentiel total comme somme du potentiel de van der Waals et du potentiel dipolaire . . . . .	17
1.2 Principes de base de la diffraction sur un réseau en réflexion . . . . .	20
1.3 Les échecs des modèles scalaires . . . . .	22
1.3.1 Modèle scalaire . . . . .	22
1.3.1.1 Point de vue classique . . . . .	23
1.3.1.2 Réseau de phase mince . . . . .	24
1.3.1.3 Approximation de Born à partir d'ondes modifiées . . . . .	24
1.3.1.4 Conclusion . . . . .	26
1.4 Diffraction inélastique ou diffraction "non scalaire" . . . . .	27
1.4.1 Choix des polarisations . . . . .	28
1.4.2 Transitions Raman stimulées . . . . .	29
1.4.2.1 Conditions de résonance . . . . .	30
1.4.2.2 Changement de référentiel . . . . .	31
1.4.2.3 Intérêt du référentiel en mouvement . . . . .	35
1.4.2.4 Présence d'une impureté de polarisation circulaire . . . . .	36

1.4.2.5	Similitudes et différences de la diffraction inélastique et de la diffraction au sens habituel . . . . .	38
1.5	Conclusion . . . . .	40
<b>2</b>	<b>Données sur l'atome de <math>^{87}\text{Rb}</math></b>	<b>43</b>
2.1	Introduction . . . . .	43
2.2	Structure hyperfine de l'atome de Rb . . . . .	43
2.3	Déplacements lumineux de l'état fondamental de l'atome de Rb . . . . .	46
2.4	Cas des grands désaccords . . . . .	48
2.5	Validité de l'approximation des grands désaccords . . . . .	50
2.6	Intérêt de l'isotope 87 . . . . .	51
2.7	Coefficients de couplage pour des transitions dans le niveau fondamental du $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	53
2.7.1	Termes de couplage entre niveaux vérifiant $\Delta M_F = \pm 1$ . . . . .	54
2.7.1.1	Calcul exact . . . . .	55
2.7.1.2	Approximation des grands désaccords . . . . .	55
2.7.1.3	Commentaires . . . . .	56
2.7.2	Termes de couplage entre niveaux vérifiant $\Delta M_F = \pm 2$ . . . . .	57
2.8	Conclusion . . . . .	58
2.9	Données numériques complémentaires . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Montage expérimental</b>	<b>63</b>
3.1	La source d'atomes froids . . . . .	63
3.1.1	Le ralentissement . . . . .	64
3.1.2	Le piégeage . . . . .	64
3.1.3	La compression spatiale du nuage . . . . .	68
3.1.4	Le refroidissement par mélasse optique . . . . .	68
3.2	Le pompage optique . . . . .	69
3.2.1	Dynamique du pompage optique . . . . .	71
3.2.2	Réalisation expérimentale . . . . .	73
3.2.3	Contrôle de la direction de l'axe de quantification . . . . .	77
3.3	Le réseau de diffraction . . . . .	78
3.3.1	Le laser Ti:Sa . . . . .	78
3.3.2	Réalisation expérimentale de l'onde évanescente bichromatique . . . . .	82
3.3.3	Contrôle de la position et de la taille du col du faisceau rétro-réfléchi . . . . .	86
3.4	Détection des atomes . . . . .	88
3.4.1	Caractéristiques de la sonde . . . . .	89
3.4.2	Mesure en absorption . . . . .	92
3.4.3	Mesure par imagerie de fluorescence . . . . .	94
3.5	Conclusion . . . . .	96
<b>4</b>	<b>Expérience de diffraction d'atomes en incidence rasante</b>	<b>99</b>
4.1	Introduction . . . . .	99
4.2	Analyse de spectres de diffraction . . . . .	101
4.2.1	Spectre brut : absorption en fonction du temps . . . . .	101



4.2.1.1	Interprétation du nombre de pics observés . . . . .	101
4.2.1.2	Influence du faible désaccord utilisé sur les déplacements lumineux . . . . .	104
4.2.2	Spectre corrigé : nombre d'atomes détectés en fonction du temps . .	105
4.2.3	Cinématique . . . . .	107
4.2.4	Influence de la polarisation des atomes . . . . .	110
4.2.5	Influence de la polarisation du laser : diffraction en polarisations TM-TM . . . . .	112
4.2.5.1	Modification du montage expérimental . . . . .	112
4.2.5.2	Résultats obtenus . . . . .	112
4.3	Analyse de "l'efficacité expérimentale" . . . . .	116
4.3.1	Analyse des pics de diffraction . . . . .	116
4.3.2	Le taux d'émission spontanée . . . . .	120
4.3.2.1	Pour un rebond sur un potentiel dipolaire . . . . .	120
4.3.2.2	Modification de la trajectoire de l'atome . . . . .	121
4.3.2.3	Modification de la largeur de la transition . . . . .	121
4.3.2.4	Probabilité d'émission spontanée pour chacun des niveaux impliqués . . . . .	123
4.3.2.5	Distributions en énergie des atomes subissant une émission spontanée . . . . .	125
4.3.2.6	Proportion des atomes détectés parmi ceux subissant une émission spontanée . . . . .	128
4.3.2.7	Effet de l'émission spontanée sur la forme des spectres sans diffraction . . . . .	129
4.3.3	Effet de l'émission spontanée sur la détermination de l'efficacité de diffraction . . . . .	132
4.4	Conclusion . . . . .	134
<b>5</b>	<b>Analyse quantitative de l'efficacité de diffraction</b>	<b>137</b>
5.1	Introduction . . . . .	137
5.2	Résultats expérimentaux . . . . .	139
5.2.1	Influence de l'intensité de l'onde polarisée TE . . . . .	139
5.2.2	Influence de la différence de fréquence dans le régime de forte efficacité	141
5.2.3	Influence de la différence de fréquence dans le régime de faible efficacité	146
5.3	Modèles théoriques . . . . .	149
5.3.1	Introduction, modèle quantique . . . . .	149
5.3.2	Modèle semi-classique de Landau-Zener . . . . .	151
5.3.2.1	Couplage Raman . . . . .	151
5.3.2.2	Coefficients de transmission et de réflexion de la séparatrice de Landau-Zener . . . . .	152
5.3.2.3	Oscillations de Stückelberg . . . . .	153
5.3.3	Comparaison expérience/théorie . . . . .	157
5.3.3.1	Modèle de Landau-Zener dans l'approximation des grands désaccords . . . . .	157
5.3.3.2	Effet du potentiel de van der Waals . . . . .	160

5.3.3.3	Prise en compte de la structure hyperfine de l'état excité et de l'effet Zeeman . . . . .	161
5.3.3.4	Modèle quantique : résolution numérique de l'équation de Schrödinger . . . . .	163
5.4	Discussion . . . . .	164
5.4.1	Incertitudes expérimentales . . . . .	165
5.4.1.1	Vérification de la puissance des faisceaux laser . . . . .	165
5.4.1.2	Incertitude sur la superposition des cols des faisceaux TM et TE . . . . .	166
5.4.1.3	Incertitude sur la vitesse initiale des atomes . . . . .	167
5.4.1.4	Incertitude sur la différence de fréquence entre les deux faisceaux . . . . .	167
5.4.1.5	Conclusion . . . . .	168
5.4.2	Critiques des modèles : mise en jeu de plus de deux niveaux . . . . .	168
5.4.2.1	Modèle de Landau-Zener à trois niveaux . . . . .	168
5.4.2.2	Résolution numérique de l'équation de Schrödinger à trois niveaux . . . . .	172
5.4.2.3	Résolution numérique de l'équation de Schrödinger à cinq niveaux . . . . .	174
5.5	Conclusion . . . . .	174
<b>6</b>	<b>Étude expérimentale du potentiel créé par un miroir magnétique</b>	<b>177</b>
6.1	Étude théorique simplifiée du potentiel . . . . .	178
6.1.1	Principe du miroir magnétique . . . . .	178
6.1.2	Caractéristiques du miroir . . . . .	179
6.1.3	Miroir constitué d'un nombre infini de fils infiniment longs . . . . .	181
6.1.3.1	Cas où les fils sont infiniment fins . . . . .	181
6.1.3.2	Cas où le profil des fils est quelconque . . . . .	182
6.1.4	Influence du nombre de fils sur la forme du potentiel . . . . .	183
6.1.4.1	Étude qualitative de la forme du potentiel réel . . . . .	184
6.1.4.2	Calculs simplifiés du potentiel réel . . . . .	187
6.1.5	Relation entre le potentiel magnétique et le champ magnétique . . . . .	189
6.2	Dispositif expérimental . . . . .	191
6.2.1	Alimentation du miroir . . . . .	191
6.2.2	Atome de $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	191
6.2.3	Champ magnétique directeur . . . . .	192
6.2.4	Utilisation d'une fente . . . . .	193
6.2.5	La détection des atomes . . . . .	193
6.3	Étude du seuil de réflexion des atomes . . . . .	194
6.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	194
6.3.1.1	Rebonds . . . . .	194
6.3.1.2	Mesure des seuils de réflexion . . . . .	196
6.3.1.3	Influence de la largeur de la sonde sur la forme des seuils . . . . .	198
6.3.2	Analyse des résultats . . . . .	199
6.3.2.1	Analyse théorique simplifiée . . . . .	199

6.3.2.2	Modélisation des fils à l'aide de nappes de courants . . . . .	201
6.3.3	Conclusion . . . . .	204
6.4	Etude des facteurs influant sur la rugosité du miroir . . . . .	204
6.4.1	But recherché . . . . .	205
6.4.2	Analyse d'une image . . . . .	205
6.4.3	Influence de la direction du champ magnétique directeur . . . . .	210
6.4.4	Mesure de la rugosité en fonction du courant dans le miroir . . . . .	212
6.4.4.1	Résultats expérimentaux . . . . .	212
6.4.4.2	Comparaison aux miroirs déjà étudiés . . . . .	214
6.5	Conclusion . . . . .	214
<b>Conclusion générale</b>		<b>217</b>
<b>Annexes</b>		<b>220</b>
<b>A Evaluation expérimentale de l'efficacité du pompage optique</b>		<b>220</b>
A.1	Une méthode classique : l'effet Stern et Gerlach . . . . .	220
A.2	Evaluation de l'efficacité de pompage optique . . . . .	221
A.2.1	Principe de la méthode . . . . .	221
A.2.2	Hypothèses et notations . . . . .	223
A.2.3	Résultat obtenu . . . . .	223
<b>B Distributions en énergie <math>D_{2,1}(E)</math> et <math>D_{1,1}(E)</math></b>		<b>226</b>
B.1	Distribution en énergie $D_{2,1}(E)$ . . . . .	227
B.1.1	Expression de $\frac{dP}{dt}$ . . . . .	227
B.1.2	Expression de la cote $z_e$ en fonction de l'énergie de sortie $E$ . . . . .	227
B.1.3	Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction de la cote $z_e$ . . . . .	228
B.1.4	Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction $E$ et de $\frac{dt}{dE}$ . . . . .	228
B.1.5	Expression finale de $D_{2,1}(E)$ . . . . .	229
B.2	Distribution en énergie $D_{1,1}(E)$ . . . . .	229
B.2.1	Expression de $\frac{dP}{dt} = \Gamma'(t)$ . . . . .	230
B.2.2	Expression de la cote $z_e$ en fonction de l'énergie de sortie $E$ . . . . .	230
B.2.3	Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction de la cote $z_e$ . . . . .	230
B.2.4	Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction $E$ et de $\frac{dt}{dE}$ . . . . .	230
B.2.5	Expression finale de $D_{1,1}(E)$ . . . . .	230
<b>C Données numériques relatives aux expériences présentées dans le chapitre 5.</b>		<b>232</b>
<b>D Article paru en 1997 (diffraction en incidence normale)</b>		<b>234</b>

E Article paru en 1998 (diffraction en incidence rasante)	241
Bibliographie	246

# Introduction générale

La diffraction de particules sur un réseau lumineux offre un des plus beaux exemples de complémentarité onde-corpuscule : la particule peut être décrite par une onde ou l'onde lumineuse formant le réseau par des photons d'impulsion  $\hbar k$ , ce qui permet de décrire la quantification des ordres de diffraction (séparés de  $2\hbar k$ ). A l'origine, cet effet a été prédit par Kapitza et Dirac en 1933 pour des électrons [1].

Néanmoins, suivant la proposition de la référence [2] plusieurs mises en évidence de déflexion de particules par ondes lumineuses stationnaires ont été décrites en utilisant des atomes neutres [3, 4, 5, 6, 7]. Finalement, l'effet Kapitza-Dirac a été observé et confronté *quantitativement* à la théorie pour la première fois par D.E. Pritchard et ses collaborateurs en 1986 en utilisant un jet d'atomes de sodium traversant une onde laser stationnaire [8]. Dans les années qui suivirent, ils complétèrent cette étude par plusieurs expériences [9, 10], dont par exemple l'obtention de diffraction de Bragg lorsque le réseau de diffraction est "épais" [11].

La diffraction d'atomes par ondes lumineuses présente un intérêt de premier plan pour l'optique atomique. En effet, elle permet de réaliser des lames séparatrices cohérentes pour onde de de Broglie pouvant être incorporées dans des instruments d'optique *atomique* plus complexes. En particulier, des interféromètres à atomes [12, 13, 14] ont été réalisés grâce à l'utilisation de plusieurs réseaux de diffraction [15, 16, 17, 18, 19]. Pour de telles applications, il est donc intéressant de disposer de réseaux de diffraction dont la séparation entre les ordres est la plus importante possible. Ainsi, J.V. Hajnal et G.I. Opat ont proposé de réaliser la diffraction d'atomes sur un réseau en réflexion et en incidence rasante [20]. En effet, en incidence rasante, la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie impose des séparations selon la direction orthogonale au réseau de diffraction beaucoup plus grandes qu'en incidence normale, tandis que dans le plan du réseau elles sont inchangées et égales à  $2\hbar k$  (entre deux ordres adjacents). En particulier, cette configuration permet d'augmenter de près d'un facteur cent les séparations angulaires entre les ordres de diffraction par rapport à celles observées dans les expériences de D.E. Pritchard, réalisées en incidence normale et en transmission (les séparations angulaires y étaient limitées à  $\sim 50 \mu\text{rad}$ ).

La première expérience de diffraction réalisée avec succès en incidence rasante et en réflexion sur une onde évanescente provient du groupe de W. Ertmer en 1993 [21], complétée quelques années plus tard (1996) par une expérience réalisée dans l'équipe de V. Lorent avec des efficacités plus importantes [22]. A cette époque, le processus responsable de l'obtention d'une diffraction efficace en incidence rasante sur un réseau

évanescent n'était pas pour autant totalement compris : le modèle scalaire [23, 24, 25] était incapable de rendre compte de l'effet, alors qu'en 1997, notre groupe démontrait sa validité pour décrire la diffraction d'atomes sur un réseau évanescent en incidence normale [26]<sup>1</sup>. Qualitativement, pour satisfaire la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, les transferts d'impulsion subis par les atomes dans la direction orthogonale à la modulation du réseau de diffraction (dans le plan d'incidence) sont d'autant plus importants que l'incidence est rasante. Ainsi, selon le modèle scalaire, la variation spatiale du potentiel suivant cet axe doit être suffisamment rapide pour qu'il possède les composantes de Fourier permettant de satisfaire ces conditions. Or le potentiel formant le réseau de diffraction varie lentement suivant l'axe orthogonal au miroir ; autrement dit, le potentiel réflecteur est "mou". La description scalaire de la diffraction prédit donc des efficacités de diffraction en incidence rasante exponentiellement faibles.

La description de la diffraction d'atomes en incidence rasante a alors suscité un important intérêt théorique. Finalement, un consensus permettant d'interpréter les expériences en incidence rasante est apparu [28, 29, 30]. Il implique la dégénérescence de l'état fondamental des atomes ainsi que la présence de différentes polarisations dans l'onde évanescente et prédit la possibilité d'obtenir des ordres de diffraction significativement peuplés pour des configurations bien précises. Néanmoins, suite à ces travaux théoriques, la diffraction en incidence rasante manquait, jusqu'au travail décrit ici (chapitres 1 à 4), d'une étude expérimentale quantitative et approfondie.

Mais notre travail est allé au-delà d'une simple validation du modèle théorique de la diffraction en incidence rasante. En effet, l'approche théorique développée dans notre groupe [29] a conduit à une image suggérant d'observer des interférences atomiques analogues aux oscillations de Stückelberg connues en théorie des collisions. L'observation et l'analyse de ce phénomène font l'objet du cinquième chapitre de ce mémoire.

La dernière partie de cette thèse a été consacrée à l'étude d'un miroir magnétique. En effet, nous disposons d'un montage expérimental dont la sensibilité a permis de mettre en évidence l'existence de réflexion diffuse liée à une rugosité nanométrique de miroirs à onde évanescente, de taille comparable à la longueur d'onde de de Broglie atomique. Ainsi, ce savoir-faire original a été à l'origine d'une collaboration CNRS/NSF avec deux laboratoires américains à l'université d'Harvard<sup>2</sup> (M. Prentiss) et au NIST<sup>3</sup> (W.D. Phillips), ce qui nous a permis de réaliser la caractérisation du miroir magnétique présentée dans ce mémoire.

Les miroirs magnétiques reposent sur l'interaction entre le dipôle magnétique permanent des atomes paramagnétiques et un champ magnétique inhomogène [31, 32]. Depuis la première réalisation expérimentale d'un miroir magnétique [33] par le groupe de E. Hinds

---

1. Nous ne présenterons pas dans ce mémoire l'étude de la diffraction en incidence normale à laquelle le début de cette thèse a été consacré, puisqu'elle a été décrite de manière approfondie dans le mémoire de thèse d'Arnaud Landragin [27] ainsi que dans la référence [26] qui est reproduite intégralement dans l'annexe D.

2. Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, 02138, U.S.A.

3. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 20899, U.S.A.

---

en 1995 à l'aide de bandes magnétiques de cassettes audio, suivie de peu par celle du groupe de P. Hannaford en 1996 à l'aide d'aimants permanents [34], plusieurs réalisations expérimentales ont été décrites [35, 36, 37]. Le miroir que nous avons étudié est constitué d'un réseau de fils d'or déposés sur un substrat de saphir et parcourus par un courant. Il a été conçu et réalisé à Harvard [38]. Un des intérêts de ce type de miroir est de pouvoir brancher et débrancher le miroir à tout instant, ce qui n'est pas le cas des miroirs magnétiques utilisant des aimants ou des magnétisations permanentes. Signalons que l'on peut également réaliser des réseaux variés de fils suivant ce principe [38], ce qui devrait permettre de réaliser par exemple, des miroirs concaves ou bien des réseaux de diffraction.

De manière générale, une des caractéristiques essentielles que doivent posséder les miroirs à atomes pour être utiles à l'optique atomique est de réfléchir les atomes sans dégrader leur cohérence spatiale. Notre groupe a réalisé en 1996 la première mise en évidence et la première mesure quantitative de réflexion diffuse sur un miroir à atomes. Cela a permis de montrer l'importance cruciale de la rugosité du miroir, même lorsque la réflexion s'effectue loin du miroir [39, 40]. En particulier, il a été montré que cette rugosité revêt un caractère aléatoire puisqu'elle provient de la diffusion de la lumière sur la surface du prisme. Les miroirs magnétiques ont donc l'avantage de ne pas subir ce type d'effet puisqu'aucune onde lumineuse n'intervient lors de la réflexion. Il ne faut pas pour autant croire que les miroirs magnétiques ne présentent pas de rugosité. Les processus induisant des réflexions atomiques diffuses sont simplement différents. Ainsi, les processus invoqués pour décrire la rugosité du miroir étudié dans ce mémoire ne présentent pas le caractère aléatoire des miroirs à onde évanescente : nous l'interprétons par une modulation périodique du potentiel. Les premiers chiffres de rugosité de miroirs magnétiques ont été publiés par le groupe de E. Hinds à partir de mesures très indirectes en 1997 [41] ; elles ont été complétées très récemment par de nouvelles mesures plus directes sur un miroir concave constitué de bandes magnétiques vidéo [42]. Enfin le groupe de P. Hannaford a donné ces derniers mois une première mesure de rugosité sur un miroir du même type que celui que nous étudions dans ce mémoire [37].

Nous présentons donc ici l'étude de deux caractéristiques importantes du potentiel réflecteur d'un miroir magnétique : premièrement la hauteur de la barrière de potentiel et deuxièmement, la mesure de la rugosité du miroir. Ainsi, à l'aide d'un modèle théorique simple, nous avons essayé d'identifier les facteurs qui peuvent modifier cette rugosité et essayé de montrer expérimentalement leur influence : la présence d'un champ magnétique additionnel ou bien le nombre de fils du miroir. Nous avons également effectué des mesures montrant qu'il est possible, avec des fils de garde [34], de diminuer significativement la rugosité induite par les effets de taille finie du miroir, ce qui ouvre la voie à l'élaboration de miroirs atomiques magnétiques encore meilleurs et à la réalisation de réseaux de diffraction.

### **Plan du mémoire :**

Les cinq premiers chapitres concernent l'étude de la diffraction d'atomes en incidence rasante sur une onde évanescente :

- Le *premier* chapitre est consacré à l'analyse théorique de la diffraction en incidence

rasante sur une onde évanescente.

- Le *deuxième* chapitre fournit les données concernant l'atome de rubidium, nécessaires à la compréhension des expériences de diffraction en incidence rasante.
- Le *troisième* chapitre décrit le montage expérimental utilisé pour effectuer les expériences de démonstration et de caractérisation de diffraction "non scalaire" en incidence rasante sur une onde évanescente.
- Les résultats de ces expériences sont présentés dans le *quatrième* chapitre.
- Le *cinquième* chapitre est consacré à l'analyse des modulations observées dans l'efficacité de diffraction, qui révèlent un phénomène d'interférence atomique.

Enfin, le *sixième* chapitre concerne l'étude du miroir magnétique constitué par un réseau de fils parcourus par un courant.



# Chapitre 1

## Théorie de la diffraction d'atomes sur une onde évanescente en incidence rasante

Ce chapitre est consacré à l'analyse théorique de la diffraction en incidence rasante sur une onde évanescente. Sa structure est la suivante : nous rappellerons dans un premier temps le principe du miroir à onde évanescente, et nous en profiterons pour fixer les notations que nous utiliserons dans tout ce manuscrit (paragraphe 1.1.1 et 1.1.2). Nous porterons une attention particulière à l'influence de la polarisation de l'onde lumineuse, ainsi qu'à la description de l'état interne dans lequel se trouve l'atome (nous nous limiterons dans ce chapitre à la structure fine de l'atome). Dans le paragraphe 1.1.3, nous décrirons le cas simple d'une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$  puisqu'il permet de traiter qualitativement tous les phénomènes physiques que nous voulons développer dans ce premier chapitre. La prise en compte de la structure hyperfine de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  fait l'objet du chapitre 2. Il faut également tenir compte de la présence de l'interface pendant le rebond de l'atome. Celle-ci sera décrite par le potentiel de van der Waals dans les paragraphes 1.1.4. Une deuxième partie introduira des principes généraux de la diffraction sur une onde évanescente stationnaire. Nous rappellerons alors dans une troisième partie, qu'une analyse théorique de la diffraction en incidence rasante utilisant un modèle scalaire (cette notion sera alors expliquée) est insuffisante, et qu'il faudra avoir recours à des modèles plus sophistiqués où la structure interne de l'état fondamental de l'atome ainsi que les polarisations dans l'onde évanescente jouent des rôles déterminants : il s'agit du contenu de la quatrième partie de ce chapitre.

### 1.1 Rappels sur le miroir à onde évanescente

Suivant la proposition de R.J.Cook et R.K.Hill en 1982 [43], la réflexion d'atomes froids sur un miroir à onde évanescente est basée sur l'interaction de l'atome avec un champ électromagnétique inhomogène  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ . Dans le cas où le potentiel d'interaction est répulsif,

la réflexion peut être obtenue pourvu que le maximum du potentiel soit supérieur à l'énergie cinétique des atomes à l'entrée du potentiel. Le cas d'un potentiel exponentiel est illustré sur la figure 1.1.

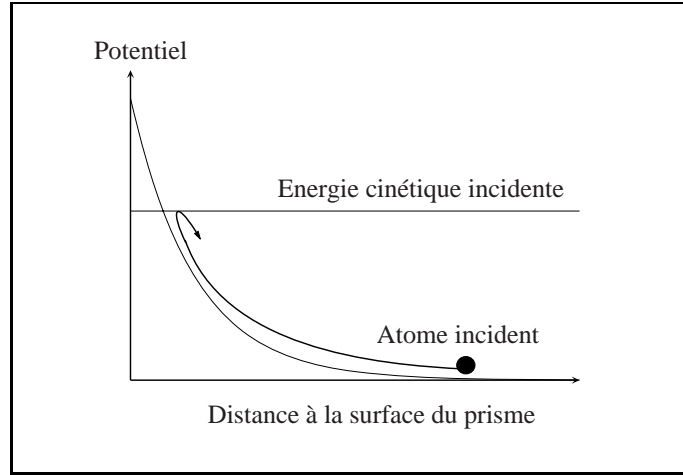


FIG. 1.1: *Principe du miroir à atomes*

Notons que dans le cas général, le potentiel n'est pas purement exponentiel [44], puisqu'il faut tenir compte du potentiel de van der Waals décrivant l'interaction entre l'atome et la surface du prisme (voir figure 1.2).

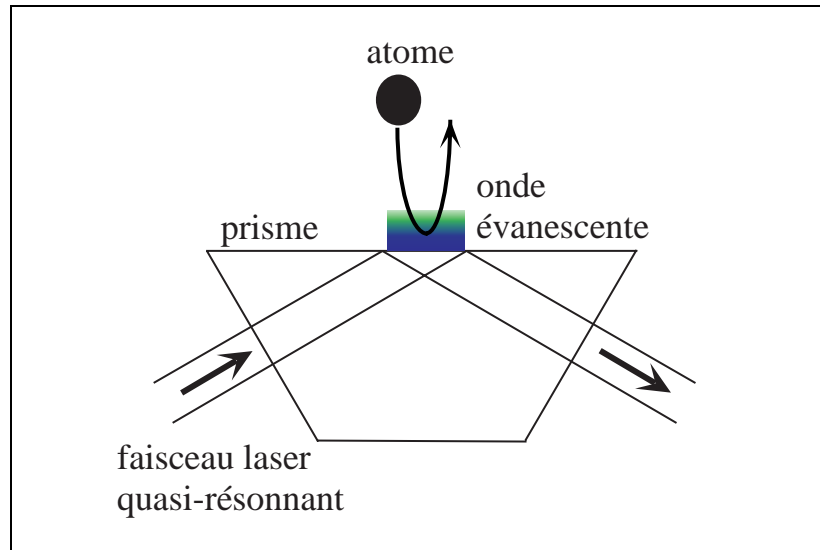


FIG. 1.2: *Schéma de principe du miroir à atomes à onde évanescente*

Le miroir à onde évanescente est réalisé en utilisant la réflexion totale d'un faisceau laser à l'intérieur d'un prisme [45] (voir figure 1.2). Au-dessus de la surface du prisme, l'amplitude du champ laser décroît exponentiellement avec la distance au prisme. La fréquence du laser est ajustée de manière à être légèrement supérieure à celle de la transition atomique (désaccord "bleu"). Lorsqu'un atome entre dans l'onde évanescente, il subit une force dipolaire répulsive [43, 46] résultant de l'interaction entre l'atome et le champ évanescent :

l'atome est repoussé vers les zones de champ faible, il subit une réflexion.

Nous allons dans un premier temps donner les expressions du champ dans l'onde évanescente pour différentes polarisations (paragraphes 1.1.1). Dans un deuxième temps, nous donnerons le potentiel dipolaire décrivant l'interaction entre l'atome et l'onde évanescente (paragraphe 1.1.2). Pour finir, nous donnerons l'expression des déplacements lumineux pour une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$  (paragraphe 1.1.3).

## 1.1.1 Expression du champ dans l'onde évanescente

### 1.1.1.1 Notations

Une onde plane monochromatique de fréquence  $\omega_L/2\pi$  dans le vide est envoyée sur un prisme d'indice  $n_1$  avec une incidence  $i$  par rapport à la normale à la surface d'entrée. Son amplitude est notée  $\mathcal{E}_0$  avant le prisme,  $\mathcal{E}_1$  dans le prisme et  $\mathcal{E}_{ev}$  au-dessus du prisme. Son vecteur polarisation est noté  $\vec{\varepsilon}_0$  (respectivement  $\vec{\varepsilon}_1$  et  $\vec{\varepsilon}_{ev}$ ). Le vecteur complexe  $\vec{\varepsilon}_0$  est normé :  $|\vec{\varepsilon}_0|^2 = 1$ . Enfin, son vecteur d'onde est noté  $\mathbf{k}_0$  (respectivement  $\mathbf{k}_1$  et  $\mathbf{k}_{ev}$ ) et son module vérifie  $|\mathbf{k}_0| = k_0 = \omega_L/c$ .

L'amplitude du champ s'écrit donc dans chacune des trois régions [27] :

$$\mathbf{E}_0 = \mathcal{E}_0 \vec{\varepsilon}_0 e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.1)$$

$$\mathbf{E}_1 = \mathcal{E}_1 \vec{\varepsilon}_1 e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.2)$$

$$\mathbf{E}_{ev} = \mathcal{E}_{ev} \vec{\varepsilon}_{ev} e^{i(\mathbf{k}_{ev} \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)} + c.c. \quad (1.3)$$

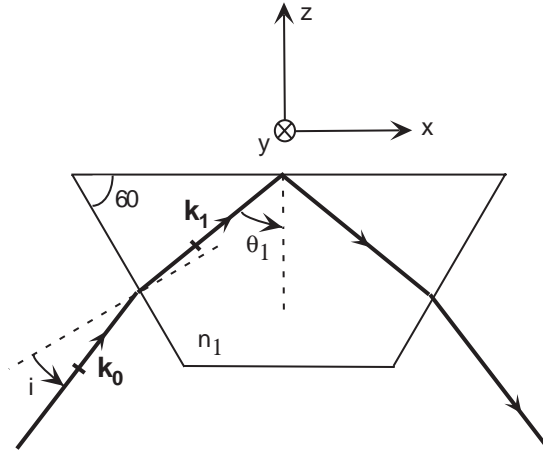


FIG. 1.3: Le faisceau laser entre dans le prisme avec une incidence  $i$ , il subit une réflexion totale sur la face supérieure du prisme, puis en ressort. Les axes et les vecteurs d'onde sont indiqués sur la figure.

En notant  $\theta_1$  l'angle d'incidence de l'onde par rapport à la normale à la surface supérieure du prisme, la condition de réflexion totale s'écrit [45] :

$$n_1 \sin(\theta_1) > 1 \quad (1.4)$$

Le vecteur d'onde dans l'onde évanescente  $\mathbf{k}_{ev}$  s'écrit donc :

$$\mathbf{k}_{ev} = k_x \mathbf{e}_x + i\kappa \mathbf{e}_z \quad (1.5)$$

avec

$$\mathbf{k}_{ev}^2 = |\mathbf{k}_0|^2 = \left(\frac{\omega_L}{c}\right)^2 \quad (1.6)$$

et  $\kappa$  et  $k_x$ , homogènes à des modules de vecteurs d'onde :

$$\kappa = k_0 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \quad (1.7)$$

$$k_x = k_0 n \sin \theta_1 \quad (1.8)$$

Lorsque la condition de réflexion totale donnée par 1.4 est remplie,  $\kappa$  est réel et  $\mathbf{E}_{ev}$  se réécrit plus simplement :

$$\mathbf{E}_{ev} = \mathcal{E}_{ev} \vec{\epsilon}_{ev} e^{-\kappa \cdot z} e^{i(k_x \cdot x - \omega_L t)} + c.c \quad (1.9)$$

L'onde résultante est évanescente : elle décroît exponentiellement selon  $Oz$  et elle est progressive selon  $Ox$ .

### 1.1.1.2 Coefficients de transmission

Afin de relier les amplitudes de l'onde incidente et de l'onde évanescente, nous allons définir des coefficients de transmission en amplitude aux interfaces du prisme de la façon suivante :

$$t_{01} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_0} \text{ pour la première interface,} \quad (1.10)$$

$$t_{1ev} = \frac{\mathcal{E}_{ev}}{\mathcal{E}_1} \text{ pour la seconde interface.} \quad (1.11)$$

D'autre part, avant et au-dessus du prisme, les intensités<sup>1</sup> sont données par :

$$I_0 = 2c\epsilon_0 |\mathcal{E}_0|^2 \text{ et } I_{ev} = 2c\epsilon_0 |\mathcal{E}_{ev}|^2 \quad (1.12)$$

et dans le prisme dont l'indice est  $n_1$ , l'intensité est :

$$I_1 = 2n_1 c \epsilon_0 |\mathcal{E}_1|^2 \quad (1.13)$$

---

1. Dans le cas d'une onde évanescente, la notion d'intensité n'est pas usuelle. En anticipant sur la suite, les déplacements lumineux sont proportionnels au carré des amplitudes des ondes. Ainsi, dans le cas d'une onde progressive, ils sont proportionnels à l'intensité de l'onde. L'intérêt de cet abus de langage est donc de nous permettre de dire que les déplacements lumineux sont proportionnels à l'intensité de l'onde, que l'onde envisagée soit progressive ou évanescente.

Cela conduit à définir des coefficients de transmission en intensité :

$$T_{01} = \frac{I_1}{I_0} = n_1 |t_{01}|^2 \quad (1.14)$$

$$T_{1ev} = \frac{I_{ev}}{I_1} = \frac{|t_{1ev}|^2}{n_1} \quad (1.15)$$

Les grandeurs utiles pour comparer les expériences à des calculs théoriques sont les coefficients de transmission en amplitude et en intensité entre l'entrée du prisme (accessible expérimentalement), et l'onde évanescente. Nous les noterons  $t_{ev}$  et  $T_{ev}$ . Ils valent :

$$t_{ev} = t_{01} t_{1ev} \quad (1.16)$$

$$T_{ev} = |t_{01}|^2 |t_{1ev}|^2 = T_{01} T_{1ev} \quad (1.17)$$

### 1.1.1.3 Définition d'une nouvelle base de polarisation

Dans l'onde évanescente, il sera commode d'utiliser une base de polarisations circulaires par rapport à l'axe  $Oy$ . Les vecteurs de cette base s'écrivent en fonction de ceux de la base  $\{\vec{\varepsilon}_x, \vec{\varepsilon}_y, \vec{\varepsilon}_z\}$  :

$$\begin{aligned} \vec{\varepsilon}_+ &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_z + i\vec{\varepsilon}_x) \\ \vec{\varepsilon}_\pi &= \vec{\varepsilon}_y \\ \vec{\varepsilon}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_z - i\vec{\varepsilon}_x) \end{aligned} \quad (1.18)$$

$\vec{\varepsilon}_+$  et  $\vec{\varepsilon}_-$  correspondent à des polarisations circulaires vis à vis de  $Oy$ , et  $\vec{\varepsilon}_\pi$  correspond à une polarisation linéaire parallèle à  $Oy$ . En notation de physique atomique, pour un axe de quantification selon  $Oy$ ,  $\vec{\varepsilon}_+$ ,  $\vec{\varepsilon}_-$  et  $\vec{\varepsilon}_\pi$  correspondent à des polarisations  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  et  $\pi$ .

### 1.1.1.4 Polarisation TE

Dans le cas d'une onde incidente  $\mathbf{E}_0$  de polarisation Transverse Électrique (TE), le vecteur polarisation est  $\vec{\varepsilon}_0 = \vec{\varepsilon}_y = \vec{\varepsilon}_\pi$ .

L'application des lois de Snell-Descartes [45] conduit aux résultats suivants : d'une part la polarisation reste linéaire et parallèle à  $Oy$  dans l'onde évanescente (et dans le prisme), et d'autre part les coefficients de transmission en amplitude valent :

$$t_{01}^{TE} = \frac{2 \cos i}{\cos i + n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin i}{n}\right)^2}} \quad (1.19)$$

$$t_{1ev}^{TE} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + i \frac{\kappa}{k_0}} \quad (1.20)$$

### 1.1.1.5 Polarisation TM

Lorsque la polarisation de l'onde incidente  $\mathbf{E}_0$  est Transverse Magnétique (TM), les vecteurs de polarisation s'écrivent dans la base  $\{\vec{\varepsilon}_x, \vec{\varepsilon}_y, \vec{\varepsilon}_z\}$  :

$$\vec{\varepsilon}_{1, TM} = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 \\ 0 \\ -\sin \theta_1 \end{pmatrix} \text{ dans le prisme,} \quad (1.21)$$

$$\vec{\varepsilon}_{ev, TM} = \frac{1}{k_0} \frac{1}{\sqrt{2(n_1 \sin \theta_1)^2 - 1}} \begin{pmatrix} -i\kappa \\ 0 \\ k_x \end{pmatrix} \text{ dans l'onde évanescente.} \quad (1.22)$$

On peut réécrire  $\vec{\varepsilon}_{ev, TM}$  dans la base circulaire (cf. équations 1.18) :

$$\vec{\varepsilon}_{ev, TM} = \frac{1}{\sqrt{2}k_0} \frac{1}{\sqrt{2(n_1 \sin \theta_1)^2 - 1}} \begin{pmatrix} \kappa - k_x \\ 0 \\ \kappa + k_x \end{pmatrix} \text{ dans l'onde évanescente.} \quad (1.23)$$

L'équation 1.23 montre la décomposition de l'onde évanescente suivant les deux ondes de polarisations purement circulaires,  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ .

Le coefficient de transmission en amplitude à la première interface est donné par :

$$t_{01}^{TM} = \frac{2 \cos i}{n_1 \cos i + \sqrt{1 - \left(\frac{\sin i}{n}\right)^2}} \quad (1.24)$$

En revanche, à la deuxième interface, nous allons distinguer deux coefficients de transmission en amplitude  $t_{1ev}^+$  et  $t_{1ev}^-$  pour chacune des deux polarisations  $\vec{\varepsilon}_+^{\rightarrow}$  et  $\vec{\varepsilon}_-^{\rightarrow}$  :

$$\mathbf{E}_{ev}^{TM} = (t_{1ev}^+ \vec{\varepsilon}_+^{\rightarrow} + t_{1ev}^- \vec{\varepsilon}_-^{\rightarrow}) \mathcal{E}_1^{TM} e^{-\kappa.z} e^{i(k_x.x - \omega_L t)} + c.c \quad (1.25)$$

$$= (\mathcal{E}_+^{TM} \vec{\varepsilon}_+^{\rightarrow} + \mathcal{E}_-^{TM} \vec{\varepsilon}_-^{\rightarrow}) e^{-\kappa.z} e^{i(k_x.x - \omega_L t)} + c.c \quad (1.26)$$

avec

$$t_{1ev}^+ = \frac{\kappa - k_x}{\sqrt{2}k_0} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{\cos \theta_1 + i \frac{n_1 \kappa}{k_0}} \quad (1.27)$$

$$t_{1ev}^- = \frac{\kappa + k_x}{\sqrt{2}k_0} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{\cos \theta_1 + i \frac{n_1 \kappa}{k_0}} \quad (1.28)$$

De manière similaire aux équations 1.16 et 1.17 nous définissons des coefficients de transmission entre l'onde incidente et l'onde évanescente pour les deux polarisations  $\sigma^\pm$  :

$$t_{ev}^\pm = \frac{\mathcal{E}_\pm^{TM}}{\mathcal{E}_0^{TM}} = t_{01}^{TM} t_{1ev}^\pm \quad (1.29)$$

$$T_{ev}^\pm = |t_{01}^{TM}|^2 |t_{1ev}^\pm|^2 \quad (1.30)$$

---

2. La notation  $t_{1ev}^+$  et  $t_{1ev}^-$  n'est pas ambiguë puisque une polarisation incidente TE conduit à une onde évanescente polarisée linéairement selon  $Oy$ .

### 1.1.1.6 Ordres de grandeur

Nous allons prendre les valeurs numériques qui correspondent aux expériences décrites dans ce mémoire :  $i = 12.62^\circ$ ,  $\theta_1 = 53.28^\circ$ ,  $n_1 = 1.869$ . Nous obtenons alors  $\kappa = 1.12k_0$  et  $k_x = 1.50k_0$ . De plus :

$$T_{ev}^- = 1.731 \text{ et } T_{ev}^+ = 0.037 \quad (1.31)$$

$$\frac{T_{ev}^-}{T_{ev}^+} = \frac{\kappa - k_x}{\kappa + k_x} = 47.5 \text{ et } \left| \frac{t_{ev}^-}{t_{ev}^+} \right| = 6.9 \quad (1.32)$$

$$T_{ev}^{TE} = 0.948 \quad (1.33)$$

Nous voyons ainsi que lorsque l'onde incidente est polarisée TM, l'onde évanescente est composée de 97.9% ( $1 - T_{ev}^+/T_{ev}^-$ ) en intensité d'onde polarisée  $\sigma^-$  par rapport à l'axe  $Oy$ . C'est pourquoi, lors du calcul des déplacements lumineux, dans le cas TM, on pourra considérer au premier ordre que l'onde évanescente est purement polarisée  $\sigma^-$ . Rappelons que dans le cas TE, elle est purement polarisée  $\pi$ .

Il s'agit là d'un phénomène extrêmement intéressant puisqu'avec notre choix pour axe de quantification, nous avons la possibilité de choisir la polarisation de l'onde évanescente parmi les polarisations  $\sigma^-$  ou  $\pi$  simplement en passant du cas TE au cas TM à l'entrée du prisme. Nous verrons dans la suite de ce mémoire que nous utiliserons largement cette propriété. Remarquons que l'obtention d'une onde polarisée majoritairement  $\sigma^+$  s'obtient simplement avec une onde polarisée TM entrant par l'autre côté du prisme (*i.e.* se propageant de la droite vers la gauche sur la figure 1.3).

Il est également intéressant de remarquer que l'intensité de l'onde évanescente est près de deux fois plus grande dans le cas TM que dans le cas TE.

## 1.1.2 Potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux

La réflexion des atomes sur une onde évanescente est rendue possible grâce à l'existence du couplage dipolaire électrique entre l'atome et le champ [43].

Considérons le cas d'un atome à deux niveaux : le niveau fondamental noté  $f$  et le niveau excité noté  $e$  sont séparés par l'énergie  $\hbar\omega_a$ . L'atome à deux niveaux est caractérisé par un dipôle électrique d'élément de matrice  $\mathbf{d} = \langle f|\mathbf{D}|e\rangle$ . S'il est plongé dans un champ  $\mathbf{E} = \mathcal{E}\vec{\varepsilon}e^{-i\omega_L t} + c.c$  (avec  $|\vec{\varepsilon}| = 1$ ), le couplage entre l'atome et le champ peut être caractérisé par la fréquence de Rabi ( $\Omega$ ) [47] :

$$\Omega = 2\frac{\mathbf{d}\cdot\vec{\varepsilon}\mathcal{E}}{\hbar} = 2\frac{d\cdot\mathcal{E}}{\hbar} \text{ avec } (d = \mathbf{d}\cdot\vec{\varepsilon}) \quad (1.34)$$

On définit alors le paramètre de saturation  $s$  en fonction de la fréquence de Rabi, de la largeur naturelle de l'état excité  $\Gamma$  et du désaccord à résonance  $\delta = \omega_L - \omega_a$  [47] :

$$s = \frac{2\frac{\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.35)$$

Afin de calculer  $s$  à partir des paramètres expérimentaux, on peut le réécrire en fonction de l'intensité (définie dans les équations 1.12 et 1.13), et de l'intensité de saturation  $I_{sat}$ , paramètre caractéristique de la transition atomique envisagée. L'intensité de saturation  $I_{sat}$  dépend de la largeur de la transition  $\Gamma$  et de sa longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0 = 2\pi/k_0$  :

$$I_{sat} = \pi \frac{hc}{3} \frac{\Gamma}{\lambda_0^3} \quad (1.36)$$

On trouve alors :

$$s = \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (1.37)$$

Dans le cas de l'atome de Rb pour la transition  $D_2$ , on a  $\Gamma/2\pi = 5.9$  MHz,  $\lambda_0 = 780.027$  nm et  $I_{sat} = 1.6$  mW/cm<sup>2</sup>.

Pour exprimer le potentiel dipolaire, nous allons négliger la possibilité qu'un atome subisse un cycle de fluorescence pendant un rebond. Dans ces conditions, le potentiel dipolaire est simplement égal au déplacement lumineux :

$$U_{dip} = \hbar\Lambda(\mathbf{r}) \quad (1.38)$$

En régime non saturant, c'est à dire lorsque  $\delta^2 \gg (\Gamma^2, \Omega^2)$ , on a  $s \ll 1$  et l'expression du potentiel dipolaire est simple [48] :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\delta}{2} \times s = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})^2}{4\delta} \quad (1.39)$$

Plus précisément, pour une onde évanescente et en utilisant l'expression reliant  $\Omega(\mathbf{r})$  et  $I_{sat}$  (équations 1.35 et 1.37), le potentiel dipolaire s'écrit :

$$U_{dip}(z) = \hbar \frac{\Gamma^2}{8\delta} \frac{I(z=0)}{I_{sat}} e^{-2\kappa z} = \hbar\Lambda(z=0) e^{-2\kappa z} \quad (1.40)$$

Ainsi, le potentiel dipolaire est répulsif pour un désaccord à résonance positif ( $\delta > 0$ ) : les atomes sont repoussés dans les régions de champ faible. Un rebond est alors possible lorsque l'énergie cinétique incidente des atomes est inférieure au maximum du potentiel dipolaire. Le point de rebroussement  $z_{reb}$  de la trajectoire d'un atome qui rebondit vérifie donc l'équation :

$$\frac{1}{2}mv_{in}^2 = \hbar\Lambda(z=0)e^{-2\kappa z_{reb}} \quad (1.41)$$

La condition de validité de l'expression du potentiel dipolaire de l'équation 1.39 peut être testée à l'aide des paramètres expérimentaux utilisés dans nos expériences. Pour des atomes de Rb ayant une vitesse incidente de 0.59 cm/s et pour un désaccord  $\delta/2\pi = 1.3$  GHz = 220  $\Gamma/2\pi$ , le paramètre de saturation vaut au maximum  $s(z_{reb}) = 0.06$  (au point rebroussement). La condition  $s \ll 1$  est donc vérifiée.



### 1.1.3 Les déplacements lumineux pour une transition $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$

Au paragraphe précédent nous avons donné l'expression du potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux. Nous avons montré que sous certaines conditions, ce potentiel d'interaction entre le champ et l'atome est égal au déplacement lumineux de l'état fondamental de l'atome. Nous allons maintenant généraliser cette étude au cas d'une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ . Nous allons donc donner les déplacements lumineux de chaque sous-niveau de l'état fondamental, et nous verrons que le résultat dépend de la polarisation de l'onde dans laquelle est plongé l'atome. Notons que dans toute la suite de ce mémoire, l'axe de quantification est le long de l'axe  $Oy$ .

Nous nous restreignons au cas d'une onde évanescente dont la polarisation (représentée par son vecteur  $\vec{\varepsilon}$ ) est purement  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$  ou  $\pi$ . Nous utilisons alors les notations définies précédemment :  $\vec{\varepsilon} \in \{\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-, \vec{\varepsilon}_\pi\}$ .

Nous notons  $\mathbf{D}^+$  et  $\mathbf{D}^-$  les parties montante et descendante de l'opérateur dipôle électrique [49]. Nous définissons alors  $\mathbf{d}^+$  et  $\mathbf{d}^-$  les grandeurs correspondantes sans dimension par  $\mathbf{D}^+ = d\mathbf{d}^+$  et  $\mathbf{D}^- = d\mathbf{d}^-$  où  $d$  est le moment dipolaire réduit de la transition (dans notre cas, il s'agit de la transition  $D_2$  du rubidium):

$$d^2 = \hbar\Gamma \frac{3\epsilon_0}{8\pi^2} \lambda_0^3 \quad (1.42)$$

Nous notons  $\delta$  le désaccord entre la fréquence de l'onde évanescente et les transitions  $|f, J_f, M_{J_f}\rangle \rightarrow |e, J_e, M_{J_e}\rangle$ .

Dans ces conditions, en faisant apparaître le déplacement lumineux obtenu pour un atome à deux niveaux ( $\Lambda = \Omega_f^2/4\delta$  voir équation 1.39), dans le cas d'une transition dipolaire électrique entre un état fondamental  $J_f = 1/2$  et un état excité  $J_e = 3/2$  (cas de la raie  $D_2$  du Rb), et pour une polarisation selon un des vecteurs de la base  $\{\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-, \vec{\varepsilon}_\pi\}$ , les éléments de matrice du déplacement lumineux entre deux sous-niveaux de l'état fondamental  $|f, M_{J_1}\rangle$  et  $|f, M_{J_2}\rangle$  s'écrivent dans la base  $\{J, M_J\}$  [49]:

$$\Lambda_{DL}^{M_{J_1}, M_{J_2}} = \Lambda \sum_{M_J} \langle f, M_{J_1} | (\mathbf{d}^- \cdot \vec{\varepsilon}^*) | e, M_J \rangle \langle e, M_J | (\mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon}) | f, M_{J_2} \rangle \quad (1.43)$$

Les éléments de matrice du type  $\langle f, M_{J_{1,2}} | (\mathbf{d}^\pm \cdot \vec{\varepsilon}) | e, M_J \rangle$  sont donnés par les coefficients de Clebsch-Gordan indiqués sur la figure 1.4: ils connectent les sous-niveaux de l'état fondamental  $|f, M_{J_{1,2}}\rangle$  aux niveaux excités  $|e, M_J\rangle$ , via une onde dont le vecteur de polarisation  $\vec{\varepsilon}$  est l'un des vecteurs  $\vec{\varepsilon}_+$ ,  $\vec{\varepsilon}_-$  ou  $\vec{\varepsilon}_\pi$ .

En utilisant les résultats donnés sur la figure 1.4, on trouve que dans le cas de la transition  $J_f = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$  et pour une polarisation parmi  $\vec{\varepsilon}_+$ ,  $\vec{\varepsilon}_-$  ou  $\vec{\varepsilon}_\pi$ , les seuls éléments de matrice non nuls de l'opérateur déplacement lumineux sont :

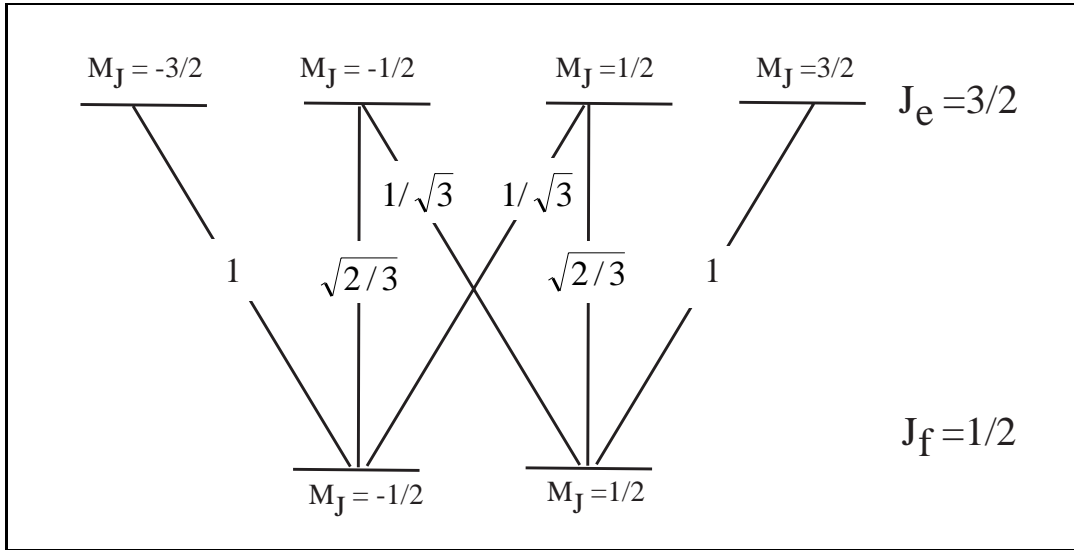


FIG. 1.4: Coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition  $|f, J_f, M_{J_f}\rangle \rightarrow |e, J_e, M_{J_e}\rangle$ . Les traits verticaux correspondent à une polarisation  $\pi$ , et ceux penchés sur la droite (gauche) à une polarisation  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ).

pour une polarisation  $\pi$  :  $\Lambda_{DL}^{M_J, M_J} = \frac{2}{3}\Lambda$  avec  $M_J = \pm 1/2$

pour une polarisation  $\sigma^+$  :  $\Lambda_{DL}^{M_J, M_J} = \Lambda$  avec  $M_J = +1/2$

$\Lambda_{DL}^{M_J, M_J} = \frac{1}{3}\Lambda$  avec  $M_J = -1/2$

pour une polarisation  $\sigma^-$  :  $\Lambda_{DL}^{M_J, M_J} = \frac{1}{3}\Lambda$  avec  $M_J = +1/2$

$\Lambda_{DL}^{M_J, M_J} = \Lambda$  avec  $M_J = -1/2$

A ce stade nous pouvons d'ores et déjà faire plusieurs commentaires : si la polarisation de l'onde est purement  $\sigma_+$  ou  $\sigma_-$  ou  $\pi$ , l'opérateur déplacement lumineux est diagonal, et aucun couplage entre les deux sous-niveaux de l'état fondamental ne peut intervenir. De plus, si la polarisation est une superposition des polarisations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ , aucun couplage n'est possible entre les sous-niveaux de l'état fondamental. En effet il faudrait  $\Delta M_j = \pm 2$ , ce qui est impossible puisqu'il n'y a que deux sous-niveaux dans un état  $J = 1/2$ . Ainsi, dans le cas où la polarisation de l'onde est un mélange de  $\sigma^+$  et de  $\sigma^-$ , nous pouvons sommer indépendamment les contributions des deux polarisations individuelles. Cela permet de traiter le cas d'une onde incidente sur le prisme polarisée TM, cas important d'un point de vue expérimental.

En revanche, si la polarisation de l'onde est un mélange de  $\pi$  et de  $\sigma^+$  (ou  $\sigma^-$ ), des couplages sont possibles entre les sous-niveaux. Dans la suite de ce chapitre nous ne calculerons pas les éléments de matrice de l'opérateur déplacement lumineux décrivant

ces couplages<sup>3</sup> ; nous utiliserons simplement le fait que de tels couplages peuvent exister.

### 1.1.4 Le potentiel de van der Waals

Dans l'onde évanescente, les atomes ne sont pas uniquement soumis au potentiel dipolaire. Les atomes s'approchant suffisamment près de la surface du prisme, le potentiel d'interaction entre l'atome et la paroi diélectrique doit être pris en compte. Il peut être interprété comme l'interaction entre le dipôle de l'atome et son image dans le diélectrique. C'est un potentiel attractif dit potentiel de van der Waals [50]. Pour un atome dans un état d'énergie bien déterminé, dans notre cas l'état fondamental, la valeur moyenne du dipôle atomique est nulle et le potentiel d'interaction de van der Waals est dû aux fluctuations du dipôle dans l'état fondamental. Il peut être également vu comme la modification du déplacement de Lamb dû à la modification de la densité de modes du champ électromagnétique en présence de l'interface vide-diélectrique.

Le calcul complet de l'expression du potentiel de van der Waals ne sera pas développé dans ce mémoire. Nous nous contenterons de reporter les résultats de la référence [27]. Nous donnerons dans cette partie les expressions du potentiel de van der Waals calculé dans l'approximation de Lennard-Jones [50, 27] (calcul électrostatique) valable à courte distance (*i.e.* sur une distance typique de  $\lambda_0/2\pi$ ), c'est à dire lorsque l'on peut négliger les temps de propagation des champs électromagnétiques. Puis pour des distances où l'interaction entre le dipôle atomique et son image ne peut plus être considérée comme instantanée, les résultats de l'électrodynamique quantique seront donnés [51, 27]. Finalement, nous comparerons le résultat des deux modèles avant de donner la forme du potentiel total dans le miroir à onde évanescente.

#### 1.1.4.1 Approximation de Lennard-Jones

La référence [27] a repris le principe du calcul de l'interaction de van der Waals proposé par J.E. Lennard-Jones [50] dans le cas de l'interaction d'un atome avec son image dans le diélectrique. L'interaction entre le dipôle et son image est modélisée par l'interaction électrostatique. Ce modèle est valable tant que la distance entre l'atome et son image reste suffisamment petite pour pouvoir négliger les temps de propagation des champs entre l'atome et son image, à savoir, sur une échelle de distance de l'ordre de  $\lambda_0/2\pi$ .

Pour un atome de Rb dans son état fondamental, on calcule les fluctuations du dipôle atomique électrostatique pour aboutir à une expression du potentiel de van der Waals  $U_{vdW}^{L.J.}$  de la forme :

$$U_{vdW}^{L.J.} = \hbar\Gamma \frac{A_{L.J.}}{(k_0 z)^3} \quad (1.44)$$

L'atome étant dans son état fondamental, les fluctuations des trois composantes du dipôle électrostatique sont égales et nous les notons  $\langle f | D_{x,y,z}^2 | f \rangle$ . Les fluctuations du dipôle total

---

3. Ils seront calculés dans le chapitre 2 dans lequel la structure hyperfine de l'atome est prise en compte.

notées  $\langle D^2 \rangle$ , sont alors trouvées en sommant les contributions des trois composantes :

$$\langle D^2 \rangle = \langle f | D_x^2 + D_y^2 + D_z^2 | f \rangle = 3 \langle f | D_z^2 | f \rangle \quad (1.45)$$

Enfin, dans le calcul de l'interaction du dipôle avec son image dans le diélectrique, la composante normale à la surface doit être prise en compte deux fois et  $A_{L.J.}$  est donné par [27] :

$$A_{L.J.} = -\frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 1} \frac{\langle f | D_x^2 + D_y^2 + 2D_z^2 | f \rangle k_0^3}{64\pi\varepsilon_0 \hbar\Gamma} \quad (1.46)$$

Il vient alors :

$$A_{L.J.} = -\frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 1} \frac{\langle D^2 \rangle k_0^3}{48\pi\varepsilon_0 \hbar\Gamma} \quad (1.47)$$

Rappelons que l'atome de Rb est pris dans son état fondamental. De plus, les transitions à 780 nm (raie  $D_2$ ) et 795 nm (raie  $D_1$ ) sont les seules considérées puisque leurs contributions sont très majoritaires. Le module du vecteur d'onde de la transition est  $k_0$ , l'inverse de la durée de vie du niveau excité est  $\Gamma$  et  $a_0$  est le rayon de Bohr. La charge de l'électron est notée  $q$  et  $\varepsilon_1$  représente la constante diélectrique du prisme ( $\varepsilon_1 = n_1^2 = 1.869^2$ ) que l'on suppose indépendante de la fréquence. Cette dernière hypothèse est raisonnable puisqu'aucune résonance du diélectrique ne coïncide avec une transition atomique pour laquelle l'interaction de van der Waals est calculée.

Sachant que  $\langle D^2 \rangle$  ne dépend que du niveau atomique fondamental et des transitions considérées [27], l'application numérique donne :

$$U_{vdW}^{L.J.} = -\hbar\Gamma \frac{0.113}{(k_0 z)^3} \quad (1.48)$$

#### 1.1.4.2 Résultats de l'électrodynamique quantique

Le résultat précédent fournit l'expression du potentiel de van der Waals lorsque l'atome est très proche de la surface du prisme et la formule 1.48 n'est *a priori* valide que pour des distances inférieures à  $\lambda_0/2\pi$ . Pour des distances grandes devant  $\lambda_0/2\pi$ , la loi en  $1/z^3$  doit être remplacée par une loi en  $1/z^4$  [51].

Les expressions du potentiel valables pour des distances plus importantes que  $\lambda_0/2\pi$  sont obtenues en ayant recours à des calculs d'électrodynamique quantique (QED) [52]. Le champ électromagnétique est alors quantifié et les effets de retard dus à la vitesse finie de la propagation de la lumière sont pris en compte. Les fluctuations quantiques du champ électromagnétique sont alors responsables de fluctuations quantiques du dipôle atomique. Et comme dans le cas précédent, ce sont les fluctuations quantiques du dipôle atomique qui engendrent de l'apparition d'une interaction de van der Waals.

Nous allons donner ici les résultats du calcul de la référence [27]. Il est principalement basé sur celui de la référence [52]. En ne prenant en compte que la transition atomique prépondérante, un résultat approché, valable à toute distance  $y$  est alors donné.

Dans le cas de l'atome de Rb, la seule transition envisagée est celle de la raie  $D_2$  à 780 nm. Le potentiel d'interaction  $U_{vdW}^{QED}$  est alors donné par [27] :

$$U_{vdW}^{QED} = -\hbar\Gamma \frac{\alpha_0\omega_a}{8\pi^2} \frac{k_0^3}{\Gamma} \int_0^\infty dx x^3 \frac{1}{1+x^2} \int_1^\infty dp H(p) e^{-2pxk_0z} \quad (1.49)$$

avec

$$H(p) = \frac{\sqrt{\varepsilon - 1 + p^2} - p}{\sqrt{\varepsilon - 1 + p^2} + p} - (1 - 2p^2) \frac{\sqrt{\varepsilon - 1 + p^2} - \varepsilon p}{\sqrt{\varepsilon - 1 + p^2} + \varepsilon p}$$

et  $\alpha_0$  ( $= 4\pi \times 319.2a_0^3$  en unité S.I.) la polarisabilité atomique statique de l'atome de Rb. Pour les courtes distances ( $z \ll \lambda_0/2\pi$ ), il est possible de trouver une expression analytique du potentiel  $U_{vdW}^{QED}$  donné par l'équation 1.49 :

$$U_{vdW}^{QED} = \hbar\Gamma \frac{A_{QED}}{(k_0z)^3} \quad (1.50)$$

$$\text{avec } A_{QED} = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \frac{\alpha_0\omega_a}{32\pi} \frac{k_0^3}{\hbar\Gamma} \quad (1.51)$$

La valeur numérique trouvée est alors  $A_{QED} = -0.112$ , ce qui est en excellent accord avec le résultat de l'approximation de Lennard-Jones.

Pour des distances  $z$  comprises entre 0 et  $10\lambda_0/2\pi$ , une équation analytique approchée est donnée dans la référence [27]. Elle reproduit à mieux que 0.6% la solution exacte donnée l'équation 1.49 :

$$f_{QED}(z) = \frac{U_{vdW}^{QED}}{U_{vdW}^{L.J.}} = 0.978 \left( \frac{1}{1 + 1.098z} - \frac{0.00493}{1 + 0.00987z^3 - 0.00064z^4} \right) \quad (1.52)$$

Cette expression du potentiel de van der Waals est en pratique extrêmement utile pour nos expériences puisqu'elle est valide dans la région explorée par les atomes lors d'un rebond sur le miroir à onde évanescente.

Sur la figure 1.5, nous avons comparé les potentiel de van der Waals donné par les deux méthodes de calcul. Le modèle utilisant l'approximation de Lennard-Jones est valide pour  $z \ll \lambda_0/2\pi$  tandis que l'expression approchée 1.52 donnée par le calcul d'électrodynamique quantique l'est pour  $z$  allant de 0 à une dizaine de  $\lambda_0/2\pi$ .

### 1.1.4.3 Le potentiel total comme somme du potentiel de van der Waals et du potentiel dipolaire

Dans l'onde évanescente, le potentiel total  $U_{tot}$  s'exprime donc comme la somme du potentiel dipolaire (équation 1.40) et du potentiel de van der Waals :

$$U_{tot}(z) = U_{dip}(z) + U_{vdW}(z) \quad (1.53)$$

$$= \hbar\Lambda(z=0)e^{-2\kappa z} - \hbar\Gamma \frac{A_{vdW}(z)}{(k_0z)^3} \quad (1.54)$$

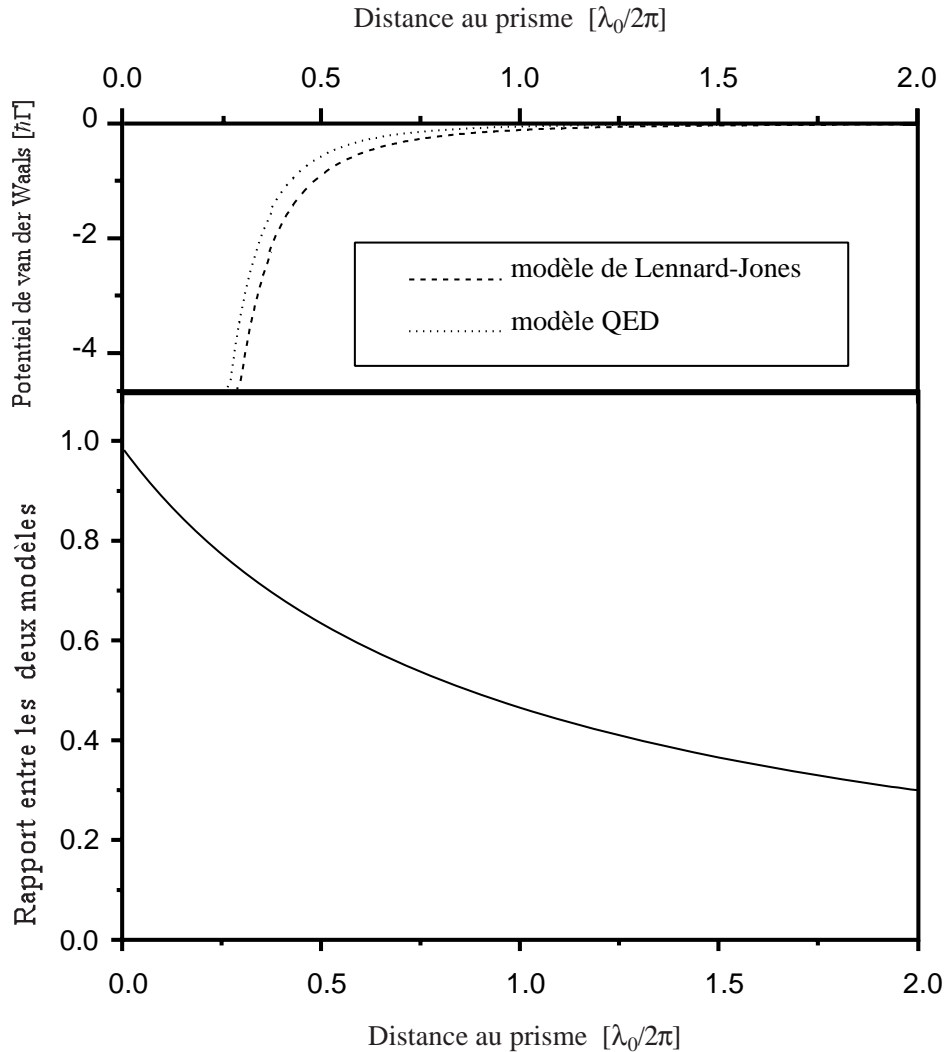


FIG. 1.5: *En haut*: Potentiel de van der Waals calculé dans l'approximation de Lennard-Jones d'une part et à l'aide du modèle QED d'autre part. *En bas*: rapport entre les deux potentiels ( $U_{vdW}^{QED}/U_{vdW}^{L.J.}$ ).

avec  $A_{vdW}(z) = A_{LJ}$  ou  $A_{vdW}(z) = f_{QED}(z) \times A_{LJ}$  suivant le modèle envisagé.

Nous avons représenté sur la figure 1.6 le potentiel dipolaire seul pour les paramètres expérimentaux correspondant aux expériences des chapitres 4 et 5, et le potentiel total résultant de la somme du potentiel dipolaire et du potentiel de van der Waals calculé en utilisant les modèles de Lennard-Jones et de l'électrodynamique quantique. Nous voyons finalement que, pour les paramètres expérimentaux utilisés, le potentiel total résultant du calcul utilisant l'approximation de Lennard-Jones est très proche du potentiel obtenu par le calcul QED même pour des distances  $z$  de l'ordre de quelques  $1/k_0$ . Cela est dû au fait que le potentiel dipolaire est prépondérant dans ces régions.

Une mesure de l'interaction de van der Waals dans un miroir à onde évanescente est

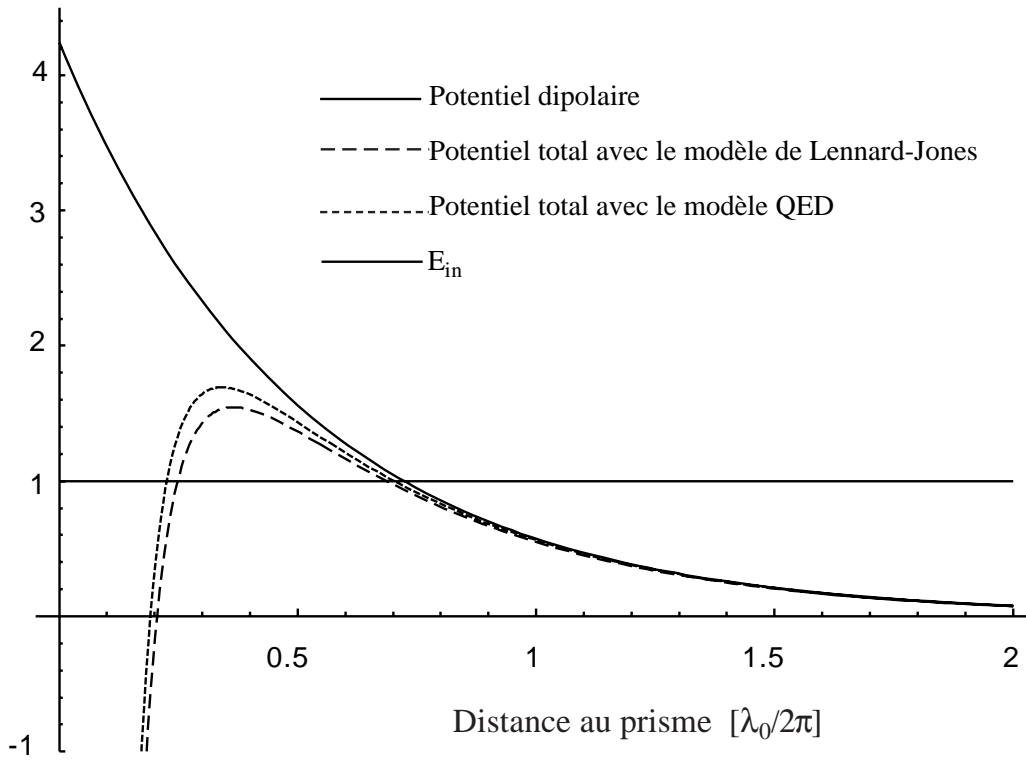


FIG. 1.6: Pour les paramètres expérimentaux de nos expériences : potentiel dipolaire et potentiel total lorsque le potentiel de van der Waals est calculé dans l'approximation de Lennard-Jones d'une part et à l'aide du modèle QED d'autre part . L'énergie incidente  $E_{in}$  des atomes est indiquée sur la figure et les potentiels sont donnés en unités de  $E_{in}$ .

décrite dans la référence [44]. Le principe de la mesure a consisté à déterminer le seuil de réflexion des atomes par rapport à l'intensité dans l'onde évanescente. Les expressions du potentiel de van der Waals données par les équations 1.48 ou 1.52 ont été confirmées. De plus, bien que les incertitudes expérimentales aient été de l'ordre de la différence entre les deux modèles, l'expérience a montré un meilleur accord avec le modèle QED. Néanmoins, une mesure plus précise reste nécessaire pour mettre en évidence les effets de retard dans l'interaction de van der Waals. Notons que l'inconvénient de cette méthode est de fournir une mesure locale du potentiel de van der Waals (*i.e.* en une cote  $z$  unique). Cela n'est pas rédhibitoire : en faisant varier l'énergie incidente des atomes, elle procure la possibilité de mesurer le potentiel de van der Waals à différentes distances. Ainsi, en améliorant la détermination de l'intensité dans l'onde évanescente il devrait être possible d'étudier les domaines de validité des modèles électrostatique et QED avec la distance au prisme avec cette méthode.

Nous proposerons au chapitre 5 une méthode alternative qui devrait permettre de mettre en évidence expérimentalement les effets de retard dans l'interaction de van der Waals. Cette méthode consiste enregistrer les franges d'un interféromètre dont la position est sensible au potentiel de van der Waals. Il s'agit d'une méthode de mesure globale, les

atomes sondant le potentiel sur l'ensemble de leur chemin (de  $z = \infty$  à  $z = z_{reb}$ ).

Sauf mention contraire, dans le reste du manuscrit la notation  $U_{vdW}$  désignera  $U_{vdW}^{QED}$ . En effet, dans la plupart des cas, nous ne distinguerons pas les deux expressions du potentiel de van der Waals décrites précédemment. Nous utiliserons donc l'expression du potentiel  $U_{vdW}^{QED}$  pour décrire l'interaction de van der Waals "en tout  $z$ ".

Enfin, pour toutes les explications qualitatives, par souci de simplicité nous raisonnerons seulement sur le potentiel évanescent. Le potentiel de van der Waals sera inclu seulement lorsqu'il apportera une modification aux raisonnements.

## 1.2 Principes de base de la diffraction sur un réseau en réflexion

Après ces rappels sur le principe du miroir à onde évanescente en particulier sur la structure du champ dans l'onde évanescente, nous allons modifier le potentiel afin d'étudier la possibilité d'obtenir de la diffraction d'atomes sur un réseau en réflexion. Nous ne tiendrons pas compte de la présence du potentiel de van der Waals dans la suite de ce chapitre.

Nous désirons dans cette partie décrire les caractéristiques cinématiques des ordres de diffraction. Pour cela, nous nous plaçons dans le cas d'une onde incidente sur le prisme dont la polarisation est TE. Dans ces conditions, le problème est traité de manière scalaire, puisque les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état fondamental sont tous égaux. On se ramène ainsi au cas d'un atome à deux niveaux.

Dans toute la suite du manuscrit, nous négligeons la pesanteur à l'intérieur de l'onde évanescente. L'énergie totale des atomes  $y$  est donc invariante et égale à leur énergie cinétique à l'entrée :  $E_{in}$ .

Considérons un réseau de diffraction formé par une onde évanescente stationnaire : elle est formée par deux ondes lumineuses qui se propagent en sens inverse et qui subissent une réflexion totale interne sur l'interface entre le vide et un milieu diélectrique (voir figure 1.7).

En utilisant les notations définies précédemment, l'amplitude complexe du champ évanescent est donnée par :

$$E_{ev}(\mathbf{r}) = (E_{ev}^+ e^{ik_x x} + E_{ev}^- e^{-ik_x x}) e^{-\kappa z} e^{-i\omega_L t} \quad (1.55)$$

où  $k_x$  et  $i\kappa$  sont les composantes du vecteur d'onde dans l'onde évanescente selon les axes  $Ox$  et  $Oz$ , et  $\omega_L$  est la fréquence du laser. Nous avons montré dans la partie 1.1 que le potentiel d'interaction entre l'atome et le champ laser est proportionnel au module du champ laser :

$$U_{dip} = U_{max} (1 + \epsilon \cos(2k_x x)) e^{-2\kappa z} \quad (1.56)$$



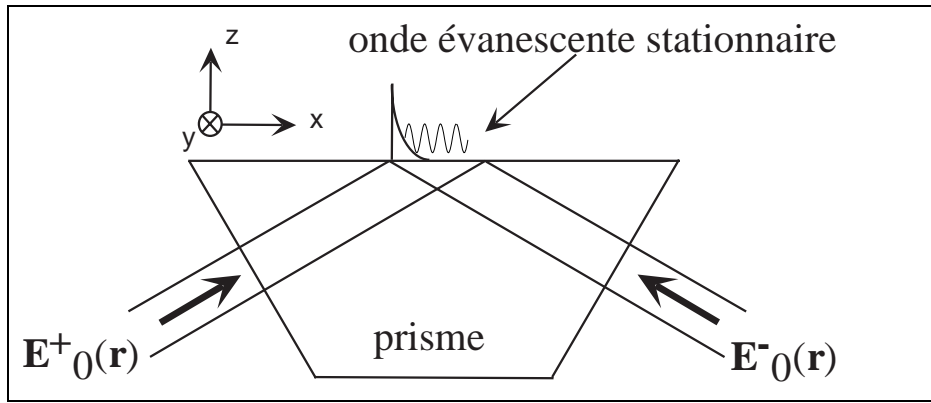


FIG. 1.7: Schéma de principe du réseau de diffraction dans une onde évanescente

avec

$$\epsilon = \frac{2|E_{ev}^+ E_{ev}^-|}{|E_{ev}^-|^2 |E_{ev}^+|^2} \quad (1.57)$$

Nous voyons donc que le potentiel d'interaction est stationnaire et modulé spatialement selon l'axe  $Ox$ , et évanescence le long de l'axe  $Oz$ .

En dehors du réseau de diffraction, nous allons noter  $\mathbf{P}_{in}$  la quantité de mouvement initiale d'un atome incident, et  $\mathbf{P}_{out}$  sa quantité de mouvement finale. Il sera diffracté dans l'ordre  $n$  si la composante de  $\mathbf{P}_{in}$  le long de l'axe  $Ox$ , notée  $P_{in,x}$ , devient  $P_{out,x} = P_{in,x} + n\hbar k_x$ . Puisque le potentiel d'interaction considéré est indépendant du temps, nous pouvons écrire la conservation de l'énergie totale lors de la réflexion/diffraction d'un atome. En dehors de l'onde évanescente, l'énergie interne de l'atome est nulle : ceci est vrai avant ou après diffraction. L'énergie cinétique de l'atome doit donc être conservée. Cela peut s'écrire :  $|\mathbf{P}_{in}| = |\mathbf{P}_{out}|$ . Lors de la diffraction dans l'ordre  $n$ , les trois composantes de la quantité de mouvement de l'atome vérifient donc :

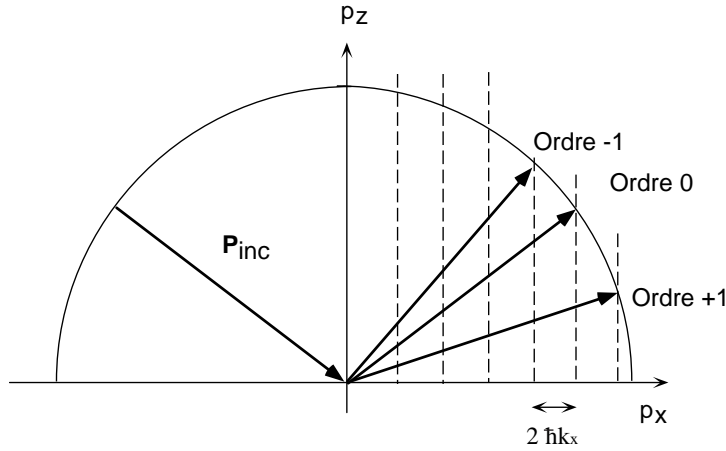
$$P_{out,x} = P_{in,x} + n\hbar k_x \quad (1.58)$$

$$P_{out,y} = P_{in,y} \quad (1.59)$$

$$P_{out,z} = \sqrt{P_{in,z}^2 - 4n^2\hbar^2 k_x^2 + 4n\hbar k_x P_{in,x}} \quad (1.60)$$

Nous voyons qu'avec notre choix de repère, il s'agit d'un problème à deux dimensions. Tout se passe dans le plan  $xOz$ . C'est pourquoi dorénavant, nous ne mentionnerons plus la composante selon  $Oy$ .

Il peut être utile d'utiliser la représentation d'Ewald pour représenter les deux composantes de la quantité de mouvement de l'atome avant et après diffraction : elle consiste à représenter la composante selon  $Oz$  en fonction de celle selon  $Ox$  (voir figure 1.8). Puisque le module de  $\mathbf{P}$  est conservé,  $\mathbf{P}_{in}$  et  $\mathbf{P}_{out}$  sont sur un même cercle. Les composantes horizontales des quantités de mouvement diffractées doivent être sur un ensemble de lignes verticales distantes de  $\hbar k_x$ .

FIG. 1.8: *Construction d'Ewald*

Nous allons maintenant nous intéresser aux deux cas extrêmes suivants: l'incidence normale et l'incidence rasante. La différence essentielle entre ces deux situations se situe au niveau du changement de quantité de mouvement selon l'axe  $Oz$ . Pour une incidence normale et lorsque  $|\mathbf{P}_{\text{in}}| \gg \hbar k_x$ , le transfert de quantité de mouvement selon  $Oz$  est négligeable devant celui selon  $Ox$  ( $2\hbar k_x$ ). En revanche, pour une incidence rasante, il peut atteindre plusieurs dizaines de  $\hbar k_x$  (et donc de  $\hbar \kappa$ ). Nous allons voir dans la partie 1.3.1 que cela est à l'origine des échecs des modèles scalaires dans leurs tentatives de décrire les expériences de diffraction en incidence rasante.

## 1.3 Les échecs des modèles scalaires

### 1.3.1 Modèle scalaire

Nous venons de décrire les caractéristiques cinématiques de la diffraction. Nous allons maintenant nous intéresser à trois méthodes permettant de calculer l'efficacité de diffraction dans le cadre d'un modèle scalaire. Dans un premier temps, nous décrirons une vision classique de la diffraction en incidence rasante, puis dans un deuxième temps, nous donnerons les résultats de l'approximation du réseau de phase mince, méthode qui est à rapprocher de l'approximation de Raman-Nath en optique lumineuse. Enfin dans un troisième temps, nous donnerons les résultats d'un calcul quantique perturbatif utilisant l'approximation de Born avec fonction d'onde modifiées.

Il est fréquent en optique atomique cohérente d'utiliser des lasers dont le désaccord est grand devant la largeur de la transition atomique et de se placer dans un régime de faible saturation. Sous ces conditions, dans la description de l'interaction atome-laser, le niveau excité peut être éliminé adiabatiquement [49]. Si l'on considère un atome dont le niveau fondamental est non-dégénéré, la fonction d'onde atomique  $\psi(\vec{r}, t)$  et l'équation de

Schrödinger deviennent alors scalaires :

$$i\hbar\partial_t\psi = -\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi + U_{dip}(\vec{r})\psi \quad (1.61)$$

où  $M$  est la masse de l'atome, et  $U_{dip}(\vec{r})$  est le potentiel d'interaction entre l'atome et le champ laser<sup>4</sup>.

Dans cette partie, nous nous plaçons donc dans le cadre d'une description scalaire de l'atome. Les trois approches que nous allons décrire sont des approches perturbatives. Ainsi, la démarche est la même pour chacune d'entre elle : dans un premier temps, les solutions du problème avec un potentiel non modulé sont cherchées. Cela correspond aux solutions de réflexion élastique. Dans un deuxième temps, la modulation est introduite comme une perturbation et les solutions correspondantes sont alors trouvées.

### 1.3.1.1 Point de vue classique

D'un point de vue classique, on peut considérer l'atome comme une bille traversant le potentiel modulé. L'effet de la modulation est un transfert de vitesse accumulé le long de sa trajectoire.

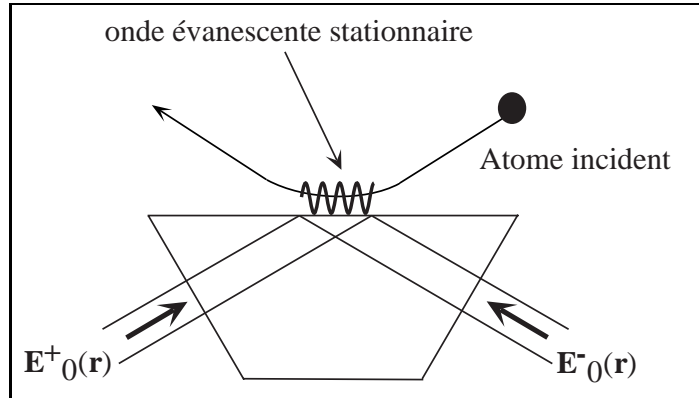


FIG. 1.9: Représentation classique d'un atome en incidence rasante

L'atome explore un grand nombre de périodes du potentiel évanescent stationnaire lorsque son angle d'incidence est rasant. Cela provient du fait que le potentiel est "mou" suivant  $Oz$ , à l'échelle de la longueur d'onde atomique, contrairement aux réseaux en réflexion de l'optique lumineuse. L'effet cumulé du transfert de vitesse qu'il acquiert à cause de la modulation du potentiel, s'annule donc. Si on note  $\xi$  le nombre de périodes qu'il explore lors de son trajet dans l'onde évanescente, le transfert de vitesse maximum  $\Delta v_{max}$  qu'il peut acquérir suivant  $Oz$ , par rapport à l'ordre zéro, est donc exponentiellement petit [53] :

$$\Delta v_{max} \propto e^{-\frac{\pi\xi}{2}} \quad (1.62)$$

4. Nous avons vu dans le paragraphe 1.1 que  $U_{dip}(\vec{r})$  s'identifie au déplacement lumineux de l'état fondamental.

### 1.3.1.2 Réseau de phase mince

Les références [25, 54] proposent une approche semi-classique pour décrire la diffraction d'atomes sur un potentiel évanescent stationnaire. La méthode employée utilise l'approximation du "réseau de phase mince". Elle n'est pas sans rappeler l'approximation de Raman-Nath en optique lumineuse : la trajectoire classique de l'atome est calculée sur un potentiel évanescent plat (c'est à dire non modulé) ; la modulation du potentiel est ensuite introduite comme une perturbation, pourvu que les trajectoires des atomes soient peu modifiées par la présence de la modulation. On calcule alors la phase accumulée le long de la trajectoire atomique non perturbée [55] en présence de la modulation grâce à la méthode WKB [56]<sup>5</sup> par exemple.

La fonction d'onde atomique réfléchi par le potentiel évanescent modulé présente donc une modulation de phase dont l'amplitude  $u_{mod}$  est proportionnelle à [53]:

$$u_{mod} \propto e^{-\frac{\pi k_x \tan \theta_i}{\kappa}} \quad (1.63)$$

où  $\theta_i$  est l'angle d'incidence de l'atome à l'entrée de l'onde évanescente.

La population du  $n^{ième}$  ordre de diffraction est alors donnée par la fonction de Bessel d'ordre  $n$  dont l'argument est  $u_{mod}$ . Dans le cas de l'incidence rasante, on a  $k_x \tan \theta_i \gg \kappa$  : ainsi, la probabilité de diffraction est exponentiellement petite.

**Remarque :** Notons que la méthode du réseau de phase mince a permis de décrire quantitativement l'expérience de diffraction en incidence normale décrite dans la référence [26]<sup>6</sup>.

### 1.3.1.3 Approximation de Born à partir d'ondes modifiées

Pour être complet dans notre brève revue des méthodes proposant un point de vue scalaire de la diffraction en incidence rasante sur un potentiel évanescent modulé spatialement, nous désirons mentionner la méthode perturbative quantique utilisant l'approximation de Born avec fonctions d'onde modifiées.

Elle consiste dans un premier temps, à calculer les fonctions d'ondes non perturbées correspondant au rebond sur le potentiel non modulé (miroir plan). Dans le cas d'un miroir dont le potentiel est purement exponentiel, des solutions analytiques existent [57], tandis que lorsque l'interaction de van der Waals est prise en compte, les fonctions d'ondes sont issues d'un calcul numérique. Les fonctions d'onde non perturbées ne sont pas des ondes planes dans l'onde évanescente. La méthode utilisée est donc une généralisation de l'approximation de Born standard : on parle alors d'approximation de Born à onde modifiées "*distorted wave Born approximation*" [58]. La fonction d'onde d'entrée est notée  $|\psi_{in}\rangle$  et la fonction d'onde de sortie  $|\psi_{out}\rangle$ .

Dans un deuxième temps, le potentiel perturbatif (modulé) est introduit. Il s'étend sur une profondeur typique de  $1/\kappa$  (voir équations 1.56 et 1.57). Au terme le plus bas en  $e^{-\frac{\pi P_{in,z}}{\hbar \kappa}}$ ,

5. La méthode WKB est l'analogue de l'approximation de l'optique géométrique en optique lumineuse.

6. Cet article est reproduit dans l'annexe D

la probabilité de diffraction dans l'ordre  $\pm 1$  est donnée en évaluant l'élément de matrice connectant les deux fonctions d'ondes par le potentiel modulé donné par l'équation 1.56. Dans le cas de potentiels purement exponentiels, on trouve [53] :

$$\Pi_{\pm 1}^{Born} = \epsilon^2 \frac{2mV_{max}}{P_{\pm 1,z}P_{in,z}} \langle \psi_{in} | e^{-2\kappa z} | \psi_{out} \rangle \quad (1.64)$$

$$= \epsilon^2 \frac{2mV_{max}}{P_{\pm 1,z}P_{in,z}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \psi_{out}^*(z) e^{-2\kappa z} \psi_{in}(z) \quad (1.65)$$

La notation  $P_{\pm 1,z}/\hbar$  représente le vecteur d'onde de l'ordre de diffraction  $\pm 1$ . La référence [53] donne une solution analytique de cette équation :

$$\Pi_{\pm 1}^{Born} = \frac{\epsilon^2}{4} \left( \frac{P_{\pm 1,z} + P_{in,z}}{2\hbar\kappa} \right)^2 \beta^2 \left[ \frac{P_{\pm 1,z} - P_{in,z}}{\hbar\kappa} \right] \quad (1.66)$$

avec

$$\beta(\xi) = \frac{\pi\xi/2}{\sinh(\pi\xi/2)} \quad (1.67)$$

L'allure de  $\beta(\xi)$  est donnée sur la figure 1.10 ( $\xi$  est le nombre de périodes vues par l'atome dans l'onde évanescente).

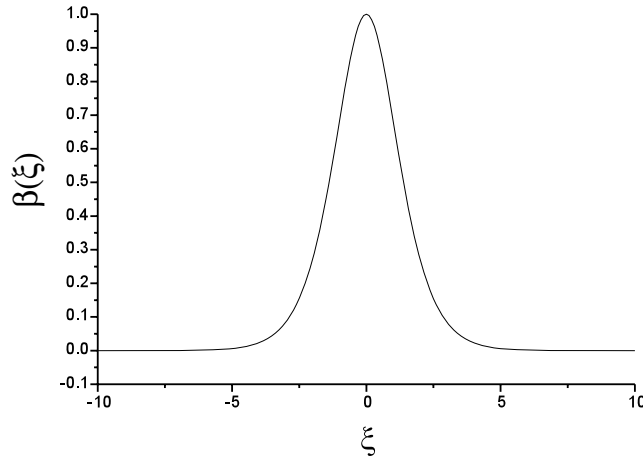


FIG. 1.10: Fonction  $\beta$  définie dans l'équation 1.67.

La fonction  $\beta$  représente le facteur d'obliquité entre le vecteur d'onde atomique incident et la normale au réseau de diffraction : le cas de l'incidence normale correspond à  $\xi = 0$  puisqu'alors  $P_{\pm 1,z} \simeq P_{in,z}$ . Dans ce cas, l'obliquité est nulle, la fonction  $\beta$  est donc maximale et égale à 1.

En revanche, dans le cas de l'incidence rasante,  $\Delta P_z = P_{\pm 1,z} - P_{in,z} \gg \hbar\kappa$ ,  $\beta$  se réécrit donc plus simplement [53] :

$$\beta(\Delta P_z) \simeq \frac{\pi|\Delta P_z|}{\hbar\kappa} e^{-\frac{\pi|\Delta P_z|}{2\hbar\kappa}} \quad (1.68)$$

Ainsi, dès que  $\Delta P_z \gg \hbar\kappa$ , la probabilité de transition est alors exponentiellement faible : l'approximation de Born avec fonction d'onde modifiées prédit donc une diffraction exponentiellement réduite.

### 1.3.1.4 Conclusion

Nous pouvons remarquer que dans le cas de l'incidence rasante, l'équation 1.65 interdit déjà les transferts d'impulsions supérieurs à  $\hbar\kappa$  dans un miroir à onde évanescente. En remarquant que sous l'intégrale permettant de calculer  $\Pi_{\pm 1}^{Born}$  se trouve une fonction exponentielle de la forme  $e^{-2\kappa z}$ , l'intégration sur  $z$  se limite à des  $z$  de l'ordre de  $1/\kappa$ . Les fonctions  $|\psi_{in}\rangle$  et  $|\psi_{out}\rangle$  étant des fonctions oscillantes, nous pouvons appliquer un résultat bien connu de la théorie des transformées de Fourier : l'intégrale sera non nulle seulement si  $\Delta P_z \leq \hbar\kappa$ .

Il s'agit véritablement du dénominateur commun entre les trois méthodes exposées précédemment : c'est parce que le potentiel modulé est "mou" suivant la direction  $Oz$  que la diffraction en incidence rasante est fortement supprimée dans le cadre d'une description scalaire de l'atome. *Dans une onde évanescente modulée, dont la modulation est selon la direction perpendiculaire à  $Oz$  et l'étendue caractéristique est  $1/\kappa$  selon  $Oz$ , les transferts d'impulsion selon  $Oz$  entre ondes réfléchies en l'absence de modulation, et ondes diffractées ne sauraient excéder  $\hbar\kappa$  dans le cadre d'un modèle scalaire.*

On peut utiliser la représentation d'Ewald pour avoir une représentation graphique de cela : il suffit de reporter sur le diagramme le maximum du transfert de quantité de mouvement autorisé par l'onde évanescente (typiquement  $\hbar\kappa$ ). Sur les figures 1.11 et 1.12, nous avons donc décrit les cas de l'incidence normale et de l'incidence rasante.

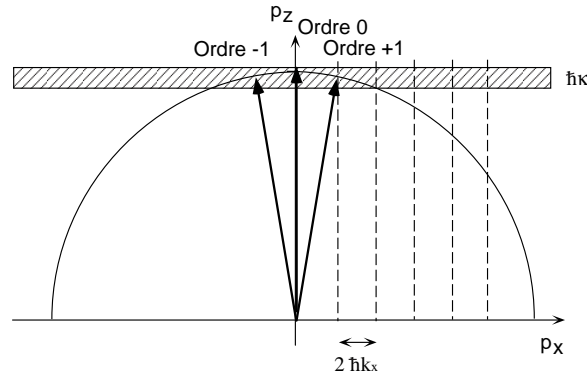


FIG. 1.11: *En incidence normale : la diffraction est possible pour de nombreux ordres puisque  $\Delta P_z \ll \hbar\kappa$ .*

Le modèle scalaire s'avère donc incapable d'expliquer que dans les expériences de Bonn [21] et Villeteuse [22], des efficacités de diffraction conséquentes aient été observées.

Les développements théoriques récents sont donc allés dans deux directions pour pallier les insuffisances du modèle scalaire : prendre en compte le niveau excité de l'atome dans le cadre d'un modèle à deux niveaux [23] ou prendre en compte la multiplicité du niveau

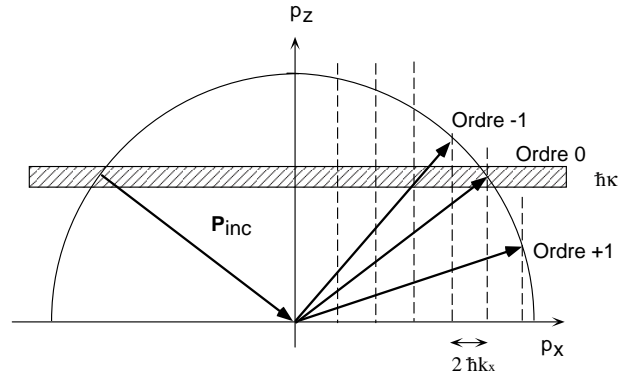


FIG. 1.12: *En incidence rasante : la diffraction est impossible puisqu'il faudrait  $\Delta P_z \gg \hbar\kappa$ .*

fondamental de l'atome [28, 29]. Dans les deux cas, le phénomène de diffraction en incidence rasante peut être interprété par des transitions Raman stimulées responsables de changements de l'état interne de l'atome. Ils s'accompagnent de changements d'énergie potentielle dans l'onde évanescente et donc d'énergie cinétique hors de l'onde. Cela autorise des transferts discrets de l'impulsion de l'atome tout en conservant globalement l'énergie. Les transferts selon l'axe  $Ox$  sont des multiples de  $2\hbar k_x$  et selon l'axe  $Oz$ , ils peuvent être bien supérieurs à  $\hbar\kappa$ .

Nous ne détaillerons pas dans ce mémoire le modèle à deux niveaux avec une prise en compte de l'état excité, puisqu'il suppose que le désaccord  $\delta$  entre l'onde laser et la transition atomique est de l'ordre de grandeur du décalage Doppler entre les deux composantes de l'onde évanescente, ce qui n'est pas le cas dans nos expériences<sup>7</sup>.

La fin du chapitre est donc consacrée à l'étude théorique d'un modèle prédisant une diffraction en incidence rasante efficace lorsque l'atome a une multiplicité supérieure à 1 dans son état fondamental.

## 1.4 Diffraction inélastique ou diffraction "non scalaire"

Le but de cette partie est de proposer un modèle théorique permettant de prédire des transferts d'impulsion satisfaisant les lois cinématiques de la diffraction en incidence rasante présentées dans la partie 1.2. Pour le démarquer du modèle scalaire présenté dans la partie 1.3, nous le nommerons indifféremment dans toute la suite de ce manuscrit, modèle de "diffraction inélastique" ou de "diffraction non-scalaire".

Dans la proposition [59] pour faire une séparatrice cohérente pour atomes, les auteurs avaient déjà indiqué qu'en combinant des champs magnétiques et lumineux, un atome à plusieurs sous-niveaux dans son niveau fondamental pouvait subir des transitions non adiabatiques entre ses sous-niveaux, et ressortir de l'onde évanescente dans un état de

<sup>7</sup> Ce n'est pas une situation expérimentale souhaitable en optique atomique puisque l'on souhaite en général minimiser l'émission spontanée, *i.e.* maximiser  $\delta$ . Dans notre expérience, le décalage Doppler n'excédera jamais 25 MHz, tandis que le désaccord  $\delta/2\pi$  sera égal à 1.3GHz.

variables internes et externes différent de celui qu'il aurait eu après un rebond spéculaire. La description théorique que nous allons maintenant mentionner est fortement tirée des références [53] et [29]. Elle est basée sur un choix judicieux des polarisations dans l'onde évanescente ainsi qu'à la présence de plusieurs sous-niveaux dans l'état fondamental de l'atome.

Nous nous limiterons à la description du phénomène par des transitions Raman stimulées. Cette description ne permettra pas une étude quantitative de l'efficacité des transferts d'impulsion. Pour aborder ce point, nous verrons au chapitre 5 qu'il faudra utiliser des modèles plus sophistiqués qui devront tenir compte de la dynamique de l'atome dans l'onde évanescente. Néanmoins, les effets présentés dans les quatre premiers chapitres de ce mémoire n'ont pas besoin de ces modèles sophistiqués pour être compris.

### 1.4.1 Choix des polarisations

Nous prenons le cas d'un atome dont le moment cinétique total de l'état fondamental est  $J = 1/2$ , et celui de l'état excité est  $J = 3/2$ : il possède donc deux sous-niveaux dans son état fondamental que nous noterons  $|+\rangle$  pour  $|J = 1/2, M_J = +1/2\rangle$ , et  $|-\rangle$  pour  $|J = 1/2, M_J = -1/2\rangle$ . Prenons une onde évanescente dont la polarisation est circulaire par rapport à l'axe  $Oy$  pris comme axe de quantification. Nous supposons dans toute la suite de ce chapitre qu'il s'agit d'une polarisation  $\sigma^-$  puisque ce sera le cas de notre expérience.

D'après les résultats du paragraphe 1.1.3, les deux niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  ont des déplacements lumineux  $\Lambda_+$  et  $\Lambda_-$  différents. Ils ont été représentés sur la figure 1.13 dans le cas d'un potentiel purement évanescent: on obtient que pour tout  $z$ ,  $\Lambda_-(z) = 3\Lambda_+(z)$ .

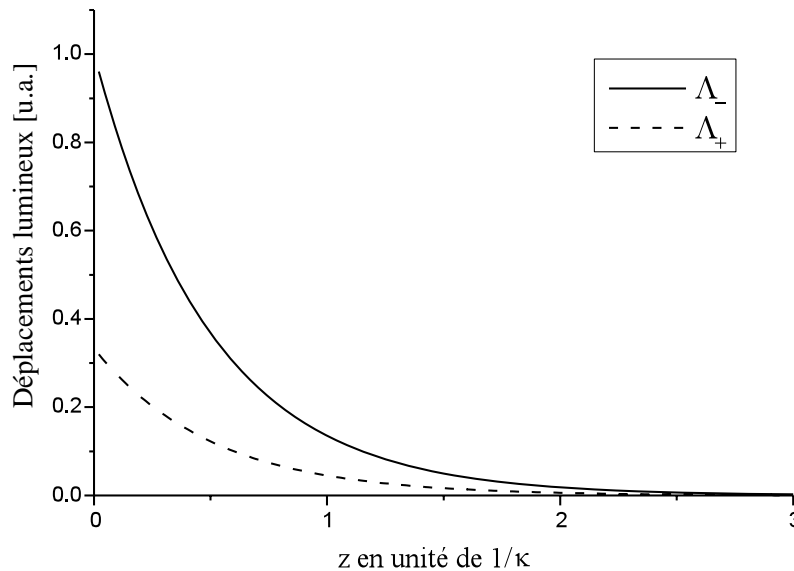


FIG. 1.13: Déplacements lumineux des niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  dans une onde évanescente de polarisation  $\sigma^-$ .



Lorsque la polarisation est purement  $\sigma^-$ ,  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  sont des états propres de l'opérateur déplacement lumineux : un atome entrant dans l'onde évanescente dans une superposition quelconque de  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$ , en ressortira dans la même superposition. En revanche, si l'on ajoute une composante de polarisation  $\pi$  dans l'onde évanescente, nous avons vu au paragraphe 1.1.3 que  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  ne sont plus des états propres de l'opérateur lumineux dans la base  $\{J, M_J\}$  : *l'état interne de l'atome peut alors changer dans l'onde évanescente sous l'action combinée des polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$ .*

Dans la suite de cette partie, nous allons décrire la possibilité d'obtenir un couplage efficace entre les sous-niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  à l'aide de transitions Raman stimulées. Ce couplage sera rendu possible grâce à la présence simultanée de polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$  dans l'onde évanescente. Nous verrons ainsi que lorsque les deux composantes de polarisation sont issues d'ondes contrepropageantes, le résultat de ce couplage peut être interprété comme de la diffraction d'atomes dans un nombre limité d'ordres de diffraction. Il convient de noter qu'avec ce choix de polarisations, nous n'avons pas d'onde évanescente stationnaire : nous sommes en présence de deux ondes contrepropageantes de polarisations orthogonales. Nous ne pouvons donc plus parler de "réseau de diffraction". Dans la mesure du possible, nous éviterons d'employer le terme de diffraction pour décrire les transferts d'impulsion, nous lui préférons le terme de diffraction inélastique (ou diffraction non scalaire) pour marquer la particularité du système étudié<sup>8</sup>.

### 1.4.2 Transitions Raman stimulées

Le couplage entre les niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  en présence de polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$ , peut être interprété comme la possibilité pour l'atome d'effectuer des transitions Raman stimulées. L'absorption d'un photon issu de l'onde polarisée  $\sigma^-$  suivi de l'émission stimulée d'un photon de l'onde polarisée  $\pi$  permet le changement d'état interne d'un atome initialement dans l'état  $|+\rangle$  au profit d'un état final  $|-\rangle$ .

Nous allons dans un premier temps nous intéresser aux conditions nécessaires à l'obtention de transitions Raman résonnantes. Dans un deuxième temps, nous changerons de point de vue : au lieu d'utiliser des atomes ayant une composante de vitesse parallèle au dioptre (incidence rasante), nous nous placerons dans le référentiel dans lequel l'atome tombe en incidence normale sur le miroir. Nous montrerons l'équivalence des deux points de vue, lorsque dans le nouveau référentiel on utilise des fréquences différentes pour les deux composantes de polarisation de l'onde évanescente. Nous donnerons alors l'état d'impulsion final de l'atome dans le nouveau référentiel après qu'il ait subi une transition dans l'onde évanescente. Nous expliciterons dans une troisième partie les intérêts de travailler dans ce référentiel. Nous y détaillerons les raisons qui nous ont conduits à réaliser l'expérience dans ce référentiel. A partir de là, dans toute la suite, nous nous placerons dans ce référentiel. Dans un quatrième temps, nous évoquerons les conséquences d'une imperfection liée à l'expérience, à savoir la présence d'une très faible fraction de

---

8. Il n'est d'ailleurs pas obligatoire que les deux ondes soient contrepropageantes pour obtenir des transferts d'impulsions. Les résultats que nous obtiendrons pourront facilement être transposés au cas de deux ondes copropageantes. La seule différence provient du fait qu'aucun transfert d'impulsion selon l'axe  $Ox$  n'apparaîtra. Notons que dans ce cas, il serait clairement abusif d'employer le terme de diffraction.

polarisation  $\sigma^+$  dans l'onde évanescente. Avant de conclure, nous donnerons des similitudes et des différences entre le phénomène étudié ici et la diffraction au sens habituel du terme. Nous discuterons également la possibilité d'englober le modèle de diffraction scalaire en incidence normale dans celui de diffraction non scalaire.

### 1.4.2.1 Conditions de résonance

Prenons un atome dont le vecteur quantité de mouvement incident  $\mathbf{P}_{\text{in}}$  se décompose en  $P_{\text{in},x}$  selon l'axe  $Ox$ , et  $P_{\text{in},z}$  selon l'axe  $Oz$ . En incidence rasante, on a  $|P_{\text{in},x}| \gg |P_{\text{in},z}|$ .

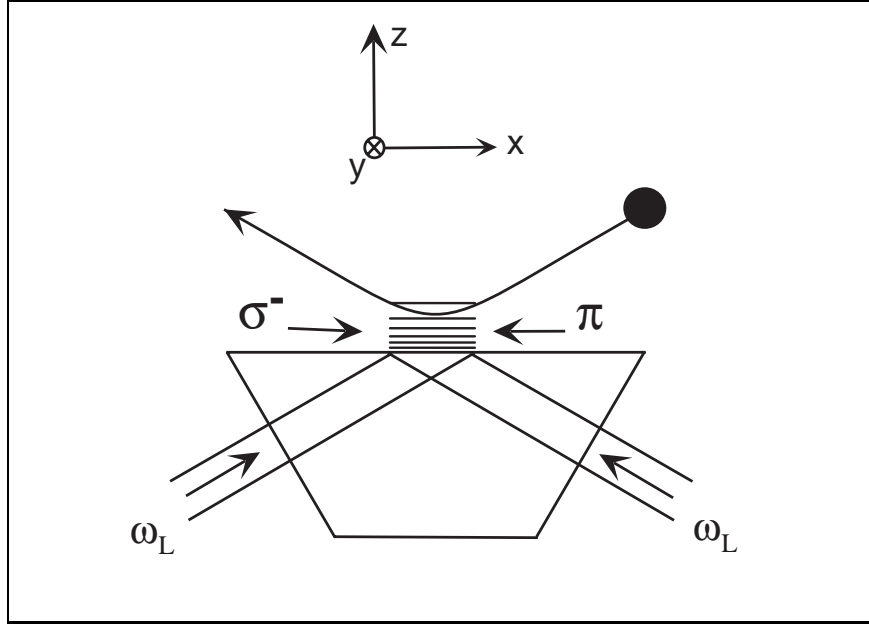


FIG. 1.14: *Configuration envisagée.*

Reprenons l'équation 1.55, en modifiant légèrement les notations afin d'y introduire les polarisations. En effet, le champ ne peut plus être décrit par une équation scalaire puisque deux polarisations différentes composent l'onde évanescente. Le champ complexe dans l'onde évanescente est donc donné par :

$$\mathbf{E}_{\text{ev}}(\mathbf{r}) = (E_{\text{ev}}^- \vec{\varepsilon}_- e^{k_x x} + E_{\text{ev}}^\pi \vec{\varepsilon}_\pi e^{-k_x x}) e^{-\kappa z} e^{-i\omega_L t} \quad (1.69)$$

avec  $\vec{\varepsilon}_-$  et  $\vec{\varepsilon}_\pi$ , les vecteurs polarisations des deux composantes de l'onde évanescente. Remarquons qu'elles se propagent en sens opposés. Notons également que ce champ ne conduit pas à un potentiel modulé en amplitude : il ne s'agit pas d'une onde évanescente stationnaire.

Lorsque l'atome est dans l'onde évanescente, l'effet Doppler introduit une différence de fréquence entre les deux composantes de l'onde. Si l'on définit  $\omega_D$  par :

$$\omega_D = \frac{P_{\text{in},x} \omega_L}{m c} \quad (1.70)$$

l'atome voit l'onde de polarisation  $\pi$  avec une pulsation  $\omega_L + \omega_D$  et l'onde de polarisation  $\sigma^-$  avec la pulsation  $\omega_L - \omega_D$ . Le processus Raman sera donc résonnant s'il existe une cote  $z$  à laquelle l'écart énergétique entre les deux niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  est égal à  $2\hbar\omega_D$ <sup>9</sup>. Notons que cette condition n'est réalisable que grâce à la présence d'une composante de polarisation circulaire dans l'onde évanescente, responsable d'une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie des deux sous-niveaux de l'état fondamental. Enfin, il convient de remarquer que la composante de polarisation circulaire doit être suffisamment intense pour qu'il existe effectivement une cote  $z$  à laquelle l'écart entre les deux niveaux d'énergie soit exactement égal à  $2\hbar\omega_D$ .

Il peut être plus aisé de s'appuyer sur les schémas de la figure 1.15 pour analyser la possibilité d'obtenir des transitions résonnantes. Dans cette figure, nous fixons la valeur absolue  $P_{in,x}$  en fixant  $\omega_D$ , et nous supposons qu'il existe une cote  $z$  dans l'onde évanescente à laquelle l'écart énergétique entre les deux sous-niveaux est égal en valeur absolue à  $2\hbar\omega_D$ . C'est à cette cote que sont représentés les niveaux d'énergie.

Nous voyons donc sur la figure 1.15 qu'un atome initialement dans l'état  $|+\rangle$  peut subir une transition Raman résonnante, uniquement si  $2\hbar\omega_D$  est négatif (donc  $P_{in,x} < 0$ ). Le processus résonnant est l'absorption d'un photon de l'onde polarisée  $\sigma^-$  suivie de l'émission stimulée d'un photon dans l'onde polarisée  $\pi$ . De même, si l'atome est initialement dans l'état  $|-\rangle$ , il faut  $\omega_D < 0$ , et la transition est possible grâce à l'absorption d'un photon  $\pi$  suivie de l'émission d'un photon  $\sigma^-$ .

Sur la figure 1.15, nous signalons également que le remplacement de la composante de polarisation  $\sigma^-$  par une composante de polarisation  $\sigma^+$  de même intensité inversant le rôle des deux déplacements lumineux (résultat du paragraphe 1.1.3), impose également que  $\omega_D$  soit négatif pour obtenir des transitions résonnantes.

Ainsi, avec une onde de polarisation circulaire  $\sigma^-$  (ou  $\sigma^+$ ) se propageant vers les  $x$  positifs, et une onde polarisée  $\pi$  se propageant vers les  $x$  négatifs, *il faut nécessairement*  $P_{in,x} < 0$  pour obtenir une transition résonnante.

### 1.4.2.2 Changement de référentiel

Pour décrire l'état de l'atome à la sortie de l'onde évanescente, plaçons-nous dans le référentiel dans lequel l'atome arrive en incidence normale sur le dioptre. Ce référentiel est en mouvement rectiligne uniforme le long de l'axe  $Ox$  avec une vitesse  $P_{in,x}/m (< 0)$ . Dans ce référentiel, on peut considérer que l'onde évanescente est formée par deux ondes contrepropageantes en réflexion totale, dont les pulsations sont  $\omega'_L$  et  $\omega'_L - \Delta\omega$  (avec  $\omega'_L = \omega_L + \omega_D$  et  $\Delta\omega = -2\omega_D$ , voir figure 1.16).

Pour plus de concision, nous allons utiliser dans ce qui suit la terminologie suivante : le "référentiel fixe" correspondra au référentiel dans lequel les deux composantes de l'onde évanescente ont la même fréquence, et il sera sous-entendu que dans ce référentiel, les atomes auront une composante de vitesse parallèle au dioptre non nulle. En revanche,

---

<sup>9</sup> La transition sera d'ailleurs d'autant plus efficace que cette cote sera proche du point de rebroussement. Une idée intuitive pour comprendre cela est de considérer que c'est le lieu où l'atome passe le plus de temps dans l'onde évanescente puisqu'il s'y arrête.

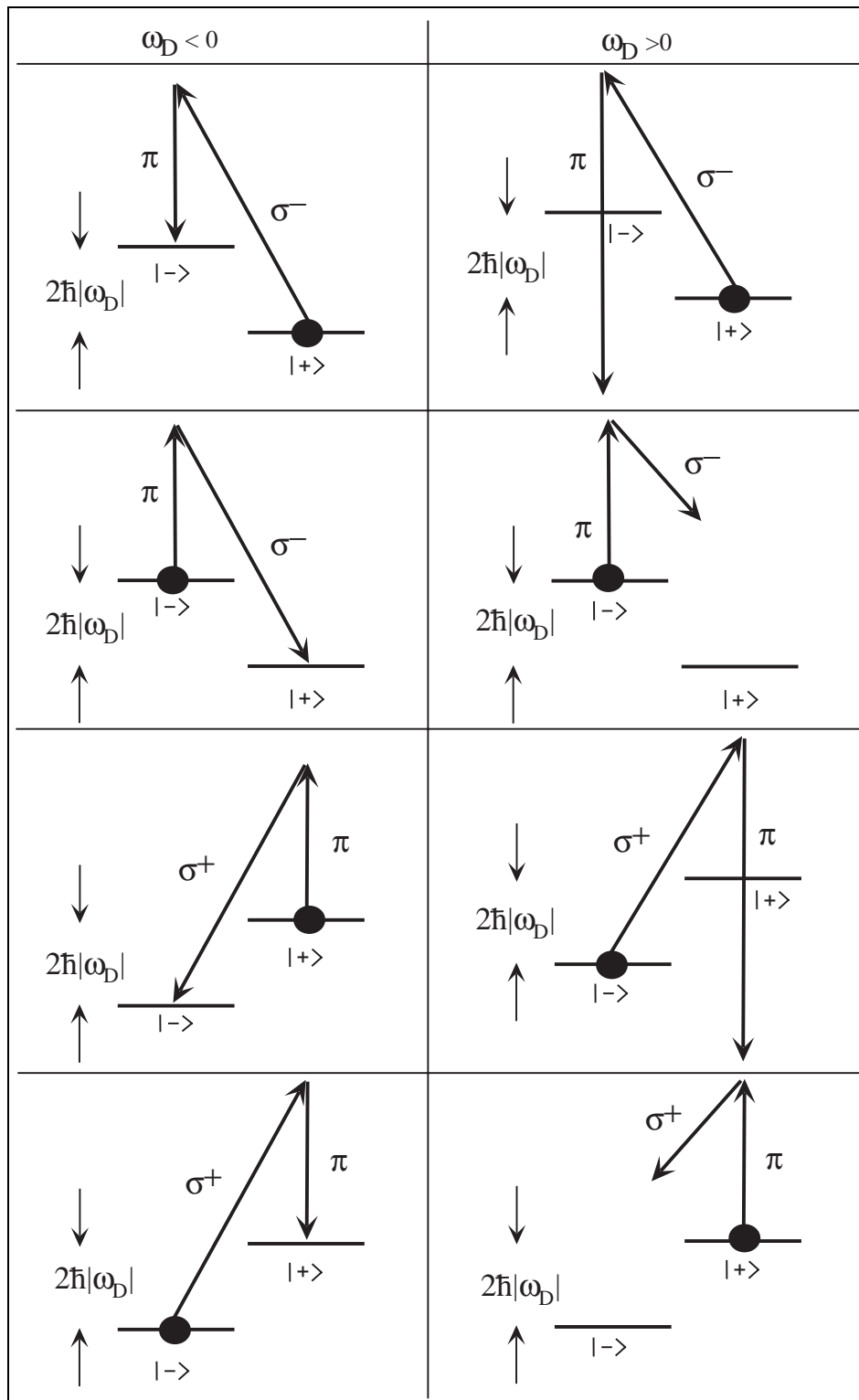


FIG. 1.15: Conditions de résonance pour des transitions Raman impliquant des photons  $\pi$  et  $\sigma^-$  (ou  $\sigma^+$ ), suivant le signe de  $\omega_D$ . Voir commentaires dans le texte.

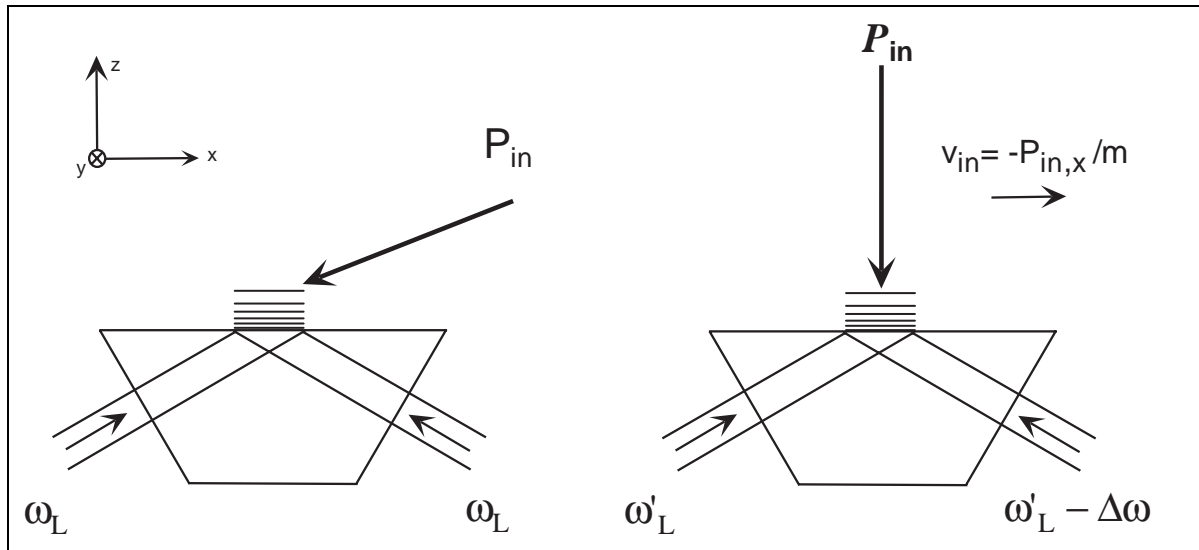


FIG. 1.16: Schémas de principe de la même expérience réalisée d'une part dans le référentiel dans lequel l'atome à une composante de vitesse parallèle au dioptre et d'autre part dans le référentiel en mouvement dans lequel l'atome arrive en incidence normale sur le dioptre.

nous nommerons le référentiel dans lequel les atomes arrivent en incidence normale, et dans lequel les deux composantes de l'onde évanescente ont des fréquences différentes, "référentiel en mouvement".

Plaçons-nous dans le référentiel en mouvement. Nous y notons les vecteurs quantité de mouvement de l'atome avec une typographie arrondie:  $\mathcal{P}_{in} = \mathcal{P}_{in,z}\hat{\mathbf{z}} = P_{in,z}\hat{\mathbf{z}}$  est la quantité de mouvement incidente de l'atome et  $\mathcal{P}_{out}$  sa nouvelle valeur à la sortie de l'onde évanescente.

En définissant  $\eta = 0$  ou  $+1$ , lors d'un cycle d'absorption d'un photon d'énergie  $\hbar(\omega'_L - (1 - \eta)\Delta\omega)$  et d'émission d'un photon d'énergie  $\hbar(\omega'_L - \eta\Delta\omega)$ , l'énergie interne de l'atome a changé de  $\hbar\Delta\omega$  et son impulsion selon l'axe  $Ox$  devient :

$$\mathcal{P}_{out,x} = 2(2\eta - 1)\hbar k_x \quad (1.71)$$

Que devient alors son impulsion selon la direction  $Oz$ ? Puisque le potentiel n'est plus indépendant du temps, nous ne pouvons plus écrire la conservation de l'énergie totale de l'atome avant et après la transition. Pour calculer  $\mathcal{P}_{out,z}$ , nous allons écrire un bilan d'énergie qui prend en compte l'énergie de l'atome avant et après le cycle d'absorption/émission de photons, ainsi que l'énergie des photons mis en jeu :

$$\frac{\mathcal{P}_{out,z}^2 + \mathcal{P}_{out,x}^2}{2m} = \frac{\mathcal{P}_{in,z}^2 + \mathcal{P}_{in,x}^2}{2m} + 2\hbar\omega_D \quad (1.72)$$

en utilisant les équations 1.70, 1.71 et le fait que  $\mathcal{P}_{in,x} = 0$ , on obtient :

$$\mathcal{P}_{out,z} = \sqrt{\mathcal{P}_{in,z}^2 - 4\hbar^2 k_x^2 - 4\eta\hbar k_x P_{in,x}} \quad (1.73)$$

Sachant que  $\mathcal{P}_{in,z} = P_{in,z}$ , et en se souvenant de l'équation 1.60, nous obtenons que selon la direction  $Oz$  les valeurs finales de la quantité de mouvement de l'atome dans le référentiel fixe et dans le référentiel en mouvement sont égales. Ces deux points de vue sont donc totalement équivalents. Nous obtenons donc que le changement d'impulsion communiqué à l'atome après une transition Raman décrite précédemment est donné par la construction d'Ewald de la figure 1.12. Le transfert par transitions Raman stimulées obéit donc aux mêmes lois cinématiques que la diffraction en incidence rasante. *Cela justifie la terminologie de "diffraction" inélastique ou non scalaire.* Mais grâce au processus décrit ici, des transferts d'impulsion supérieurs à  $\hbar\kappa$  ne sont pas interdits.

Notons que le cas où  $\eta = 0$  (+1) correspond à la diffraction dans l'ordre +1 (-1).

En conclusion, nous voyons que le couplage entre les deux sous-niveaux de l'état fondamental dépend du signe de la différence des déplacements lumineux des deux états  $\Lambda_+ - \Lambda_-$  (donc de la composante de polarisation circulaire), et du signe de  $P_{in,x}$  ou ce qui est équivalent, du signe de  $\Delta\omega$  (voir équation 1.70) :  $\Delta\omega$  doit être positif puisque  $P_{in,x}$  doit être négatif. Nous pouvons donc représenter sur la figure 1.17 ces résultats dans le référentiel en mouvement.

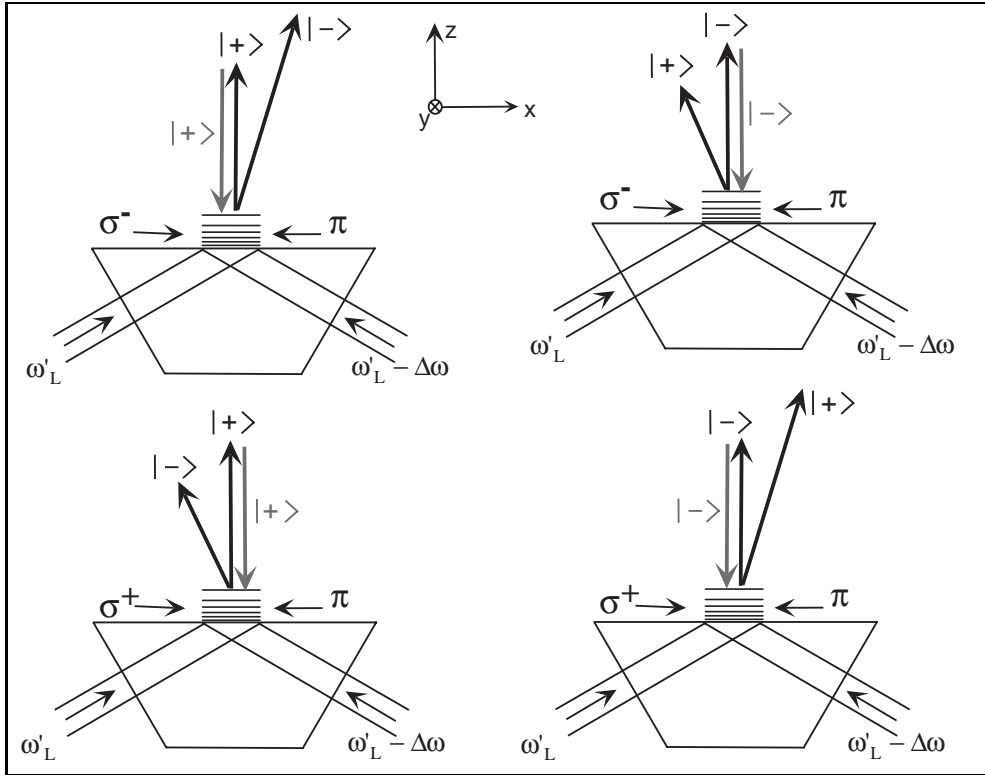


FIG. 1.17: *Modèle des transitions Raman dans le référentiel en mouvement, pour une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ . Les différentes configurations sont envisagées : l'atome est initialement dans l'état  $|+\rangle$  ou  $|-\rangle$ , et les polarisations mises en jeu sont les couples  $\sigma^-/\pi$  ou  $\sigma^+/\pi$ . L'onde de pulsation  $\omega'_L$  (resp.  $\omega'_L - \Delta\omega$ ) se propage vers les  $x$  positifs (resp. négatifs).*

### 1.4.2.3 Intérêt du référentiel en mouvement

Les deux points de vue liés à la description de la diffraction inélastique dans les deux référentiels ont montré jusqu'ici une équivalence totale. Nous allons néanmoins détailler les particularités propres à chacun d'entre eux.

Pour effectuer une étude expérimentale de la diffraction inélastique, il nous a semblé indispensable d'avoir la possibilité de faire varier l'angle d'incidence des atomes sans qu'aucun autre paramètre de l'expérience ne varie. Expérimentalement, dans le référentiel fixe, ceci est très compliqué à obtenir. Une solution pourrait consister à garder la direction du jet d'atomes (froids ou non) fixe et à faire varier l'orientation du dioptre par rapport aux atomes. Cette solution peut paraître tout à fait attrayante, mais elle soulève les difficultés suivantes : si l'on veut que les caractéristiques de l'onde évanescente restent inchangées (en particulier les composantes du vecteur d'onde  $k_x$  et  $i\kappa$ ), il faut changer l'orientation des faisceaux lasers en même temps que l'orientation du prisme. Lorsqu'une grande plage d'angle doit être étudiée (typiquement de l'ordre de la dizaine de degrés), ceci est assez difficile à réaliser. Cela devient quasiment impossible si le signe de l'angle d'incidence doit être changé, à moins d'inverser les deux composantes de l'onde laser, ce qui ne va pas dans le sens d'une simplification expérimentale. Le recours à des techniques d'optique intégrée avec l'utilisation de fibres optiques, devrait certainement être envisagé si un tel choix devait être fait. La deuxième difficulté liée au choix de ce référentiel, se situe au niveau de la détection des effets obtenus. En effet, modifier l'angle d'incidence signifie que les angles de réflexion/diffraction varient fortement : l'effet de la diffraction sur les variables externes de l'atome suivant l'axe  $Ox$  consiste en des transferts d'impulsion de  $\Delta P_x = \pm 2\hbar k_x$  (dans les ordres  $\pm 1$ ) et ce, quel que soit l'angle d'incidence tandis que les transferts d'impulsion dans la direction  $Oz$  dépendent de l'angle d'incidence  $i_{at}$ . Ils valent  $\Delta P_z = \pm 2\hbar k_x \tan i_{at}$  et peuvent donc être bien supérieurs en valeur absolue à  $2\hbar k_x$ . Mesurer avec précision les  $\Delta P_z$  en fonction de l'angle d'incidence  $i_{at}$  s'avère donc délicat dans le référentiel fixe.

En revanche, si l'on travaille dans le référentiel en mouvement, nombre des difficultés expérimentales décrites précédemment se résolvent d'elles-mêmes : le prisme étant fixe, les paramètres de l'onde évanescente ne sont pas modifiés pendant l'expérience. L'incidence des atomes est également fixe, la direction de détection ne change donc pas. Dans notre cas, il s'agit de la direction verticale puisque nous utilisons des atomes froids que nous laissons tomber sous l'effet de la gravité sur le prisme en incidence normale. Néanmoins, une difficulté expérimentale nouvelle apparaît : la nécessité d'avoir des fréquences différentes dans les deux composantes de l'onde évanescente pour simuler l'effet Doppler (*i.e.* l'incidence rasante). Nous verrons qu'avec les paramètres de l'expérience (principalement la hauteur de chute des atomes et donc leur énergie incidente) en utilisant des modulateurs acousto-optique travaillant typiquement autour de 80 MHz, nous avons pu faire varier la composante de vitesse des atomes parallèle au prisme. Les angles d'incidence correspondants auraient été de  $70^\circ$  à  $84^\circ$  dans le référentiel fixe.

Dans toute la suite du manuscrit, nous nous plaçons dans le référentiel en mouvement. Les atomes tombent alors en incidence normale sur le prisme et l'onde évanescente est bichromatique. Nous notons les deux fréquences  $\omega_L$  et  $\omega_L - \Delta\omega$  (pour alléger les notations, les "primes" sont abandonnés, voir figure 1.18).

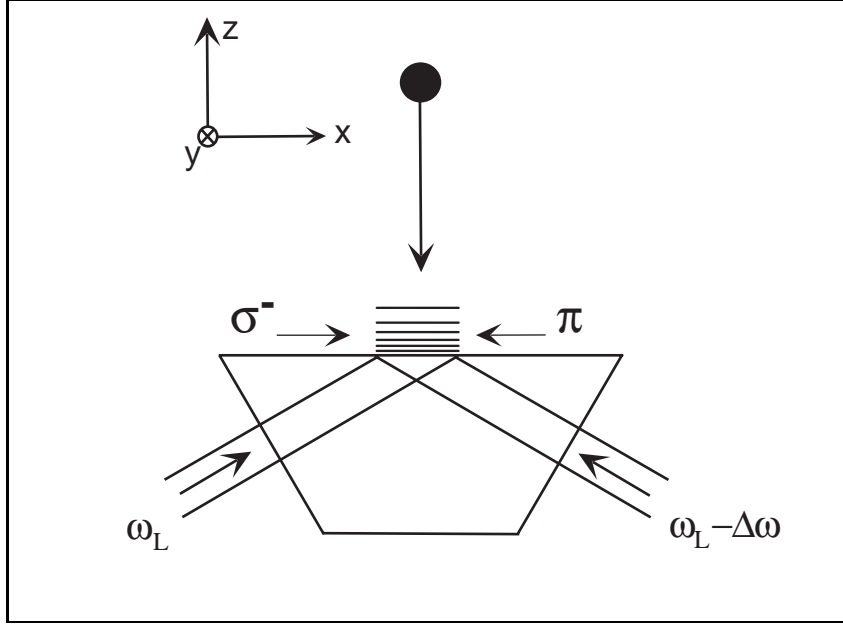


FIG. 1.18: Configuration envisagée.

#### 1.4.2.4 Présence d'une impureté de polarisation circulaire

Expérimentalement, nous aimerions nous rapprocher de la situation théorique envisagée sur la figure 1.18, à savoir réaliser une onde évanescente composée d'une onde de polarisation  $\sigma^-$  de pulsation  $\omega_L$  se propageant vers les  $x$  positifs, et d'une onde de polarisation  $\pi$  de pulsation  $\omega_L - \Delta\omega$  se propageant vers les  $x$  négatifs. Nous avons vu au paragraphe 1.1.1.6 que ceci est approximativement réalisé lorsqu'on utilise une onde incidente polarisée TM de pulsation  $\omega_L$  et une onde polarisée TE de pulsation  $\omega_L - \Delta\omega$ . Néanmoins, l'onde polarisée TM ne produit pas une onde évanescente dont la polarisation est purement  $\sigma^-$  : il existe une petite proportion de polarisation  $\sigma^+$ . Nous allons donc décrire les modifications qu'entraîne la présence de cette petite impureté de polarisation.

On suppose que les déplacements lumineux des deux niveaux  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  ne sont pas affectés par la présence de cette impureté de polarisation, ils sont donc donnés par la figure 1.13. En revanche, des transitions Raman stimulées mettant en jeu un photon  $\sigma^+$  et un photon  $\pi$  sont maintenant possibles. Cela ajoute des transitions résonnantes possibles par rapport à celles envisagées sur la figure 1.15 : par exemple, l'absorption d'un photon  $\sigma^+$  d'énergie  $\hbar\omega_L$  et l'émission d'un photon  $\pi$  d'énergie  $\hbar(\omega_L - \Delta\omega)$  avec  $\Delta\omega < 0$  est un processus résonnant. Elles sont représentées sur la figure 1.19.



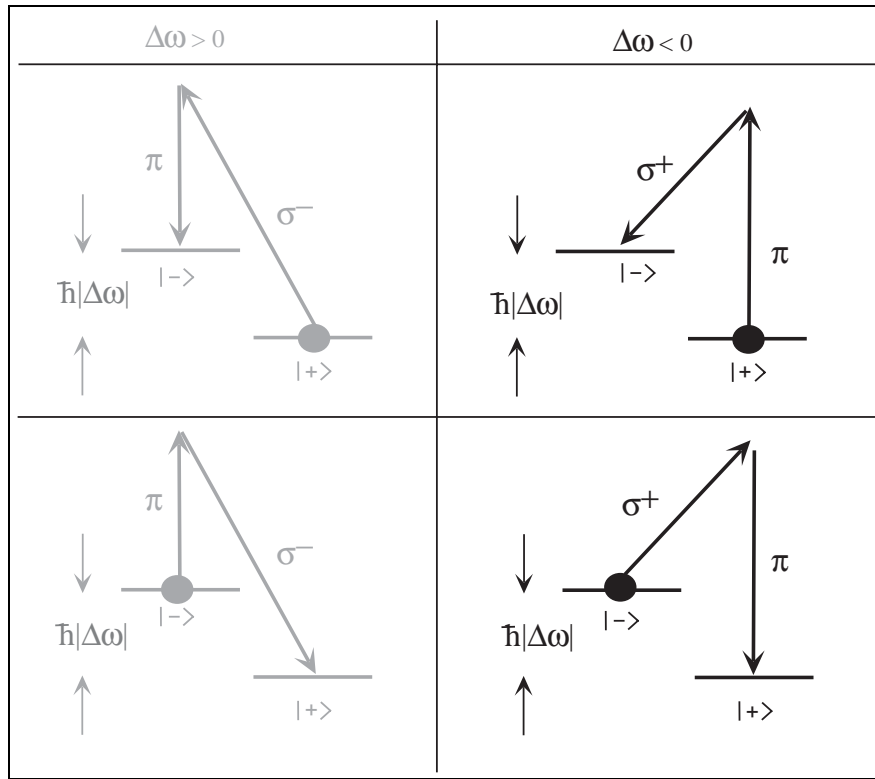


FIG. 1.19: *Transitions supplémentaires autorisées par la présence d'une composante de polarisation  $\sigma^+$  dans l'onde évanescente (voir texte). En gris, les transitions déjà évoquées. En noir, les transitions supplémentaires.*

Il faut bien comprendre que pour obtenir de telles transitions, nous utilisons le fait que les déplacements lumineux des niveaux fondamentaux sont imposés par la composante de polarisation  $\sigma^-$  supposée ici beaucoup plus intense que les composantes  $\sigma^+$  et  $\pi$ , et simultanément, par le fait qu'il existe des photons de  $\sigma^+$  d'énergie  $\hbar\omega_L$  et des photons  $\pi$  d'énergie  $\hbar(\omega_L - \Delta\omega)$ .

En pratique, par rapport à la configuration de polarisation envisagée dans la figure 1.17, cela correspond au fait que l'on peut également obtenir une diffraction en changeant le signe de  $\Delta\omega$  (figure 1.20).

Nous ne souhaitons pas ici compliquer arbitrairement l'analyse, c'est pourquoi nous ne traiterons pas toutes les configurations de polarisations possibles (avec des poids sur les intensités arbitraires) : nous nous limitons donc aux situations décrites jusqu'ici. Dans la suite de ce chapitre, nous supposons que seules des polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$  sont présentes dans l'onde évanescente<sup>10</sup>. En effet, nous estimons que prendre en compte la petite proportion d'onde de polarisation  $\sigma^+$  risquerait de trop compliquer les analyses pour un bénéfice minime.

<sup>10</sup>. Cela est raisonnable car 97.9% de l'intensité de l'onde évanescente est constituée de la composante de polarisation  $\sigma^-$  (voir paragraphe 1.1.1.6).

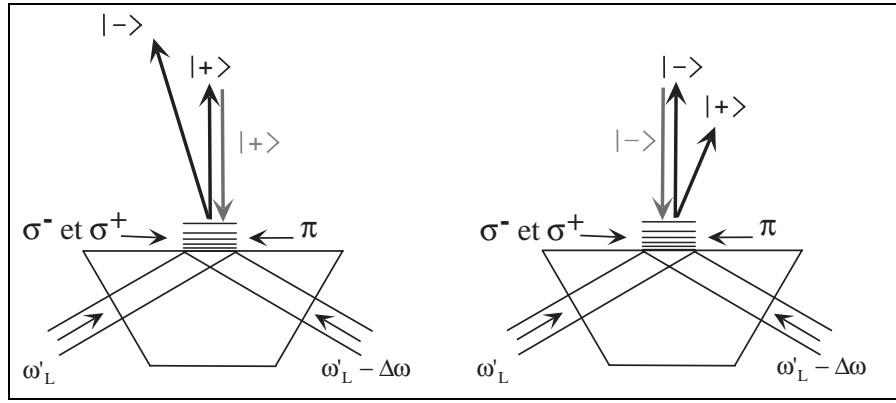


FIG. 1.20: Possibilité d'obtenir de la diffraction avec  $\Delta\omega < 0$  lorsqu'une composante de polarisation  $\sigma^+$  est présente dans l'onde évanescente (voir texte).

#### 1.4.2.5 Similitudes et différences de la diffraction inélastique et de la diffraction au sens habituel

Le processus de transitions Raman stimulées restreint le nombre d'ordres de diffraction inélastique que l'on peut envisager de peupler. En effet, si l'atome est initialement dans l'état  $|+\rangle$ , que se passe-t-il si l'atome subit plusieurs cycles d'absorptions/émissions stimulées? S'il ressort de l'onde évanescente dans l'état  $|+\rangle$ , nous voyons sur la figure 1.15 que nécessairement il aura subi un nombre pair de cycles en ayant émis autant de photons  $\pi$  ( $\sigma^-$ ) qu'il en aura absorbés. Son état d'impulsion final sera donc identique à celui d'un rebond spéculaire. En revanche, s'il ressort dans l'état  $|-\rangle$ , il aura subi un nombre impair de cycles et en définitive, tout se sera passé comme s'il n'avait subi qu'un seul cycle. Nous voyons ainsi qu'un seul ordre de diffraction inélastique peut être peuplé (l'ordre  $\pm 1$  est peuplé pour un atome initialement dans l'état  $| \mp \rangle$ ) et pour une onde évanescente de polarisation  $\sigma^-$  et  $\pi$ . Il s'agit ici d'une particularité essentielle du processus de diffraction inélastique (ou par abus de langage, de diffraction en incidence rasante). Ceci devra être vérifié expérimentalement pour valider ce modèle.

Une généralisation au cas où l'état fondamental comporte plus de deux sous-niveaux est à peine plus compliquée. Nous verrons dans le chapitre 2 que la structure hyperfine de l'atome utilisé dans les expériences, comporte 5 sous-niveaux dans l'état fondamental ( $F = 2$  et donc  $M_f = -2, -1, 0, +1, +2$ ). Ainsi, si un atome est initialement dans un des sous-niveaux extrêmes ( $M_f = -2$  ou  $+2$ ), quatre et seulement quatre ordres de diffraction peuvent être peuplés, tous de même signe. Ce point sera étudié en détail au paragraphe 4.2.1.1.

Le cas de la diffraction en incidence normale dans le cadre d'un "modèle scalaire" peut être englobé par le modèle des transitions Raman stimulées. "Modèle scalaire" signifie alors qu'aucun changement de l'état interne de l'atome n'est nécessaire à expliquer le processus de diffraction. Plaçons-nous donc dans le cas où l'onde évanescente stationnaire ne comporte qu'une seule polarisation [26]. Un cycle d'absorption/émission stimulée de photons de même polarisation -mais issus de chacune des deux composantes de

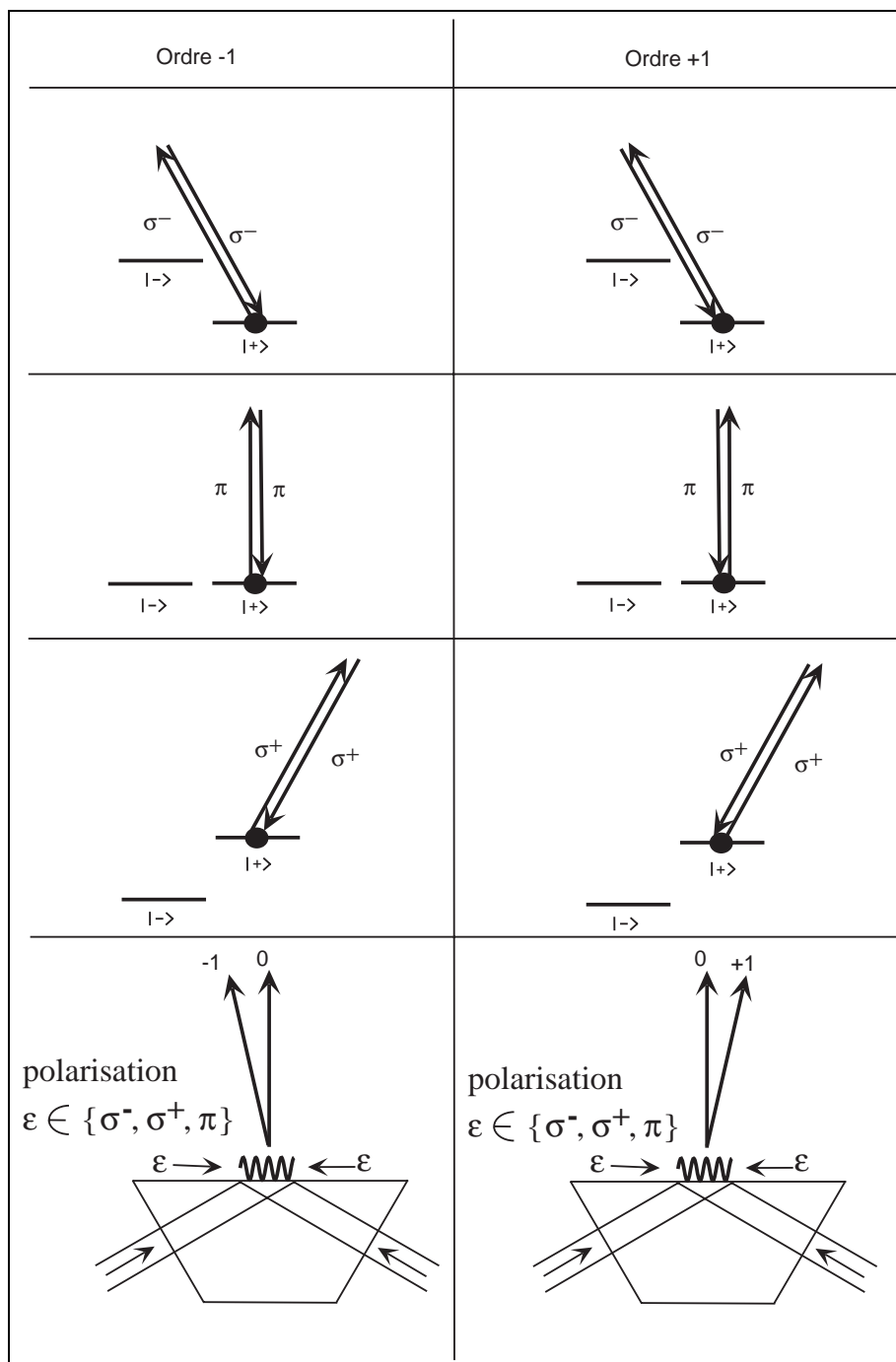


FIG. 1.21: Modèle des transitions Raman dans le cas de la diffraction "scalaire", pour une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ , en incidence normale pour une polarisation unique dans l'onde évanescente ( $\pi$ ,  $\sigma^-$  ou  $\sigma^+$  sont donnés en exemple). Nous nous sommes limités au cas d'un atome initialement dans l'état  $|+\rangle$ , le cas d'un atome dans  $|-\rangle$  étant identique et conduisant aux mêmes conclusions.

l'onde évanescente, provoque un changement d'impulsion de l'atome de  $\pm 2\hbar k_x$  selon la direction  $Ox$  et ce, sans changement d'état interne de l'atome. Les ordres  $\pm 1$  peuvent être indifféremment peuplés, puisqu'il n'y a pas d'effet Doppler (nous sommes en incidence normale). Les énergies des photons issus des deux ondes sont égales, et l'atome peut indifféremment absorber un photon d'une onde et en émettre un dans l'autre ou inversement (voir figure 1.21). Finalement, ce processus peut être répété  $n$  fois et permet de comprendre que les ordres de diffraction d'ordre  $n$  peuvent être peuplés "pour tout  $n$ ". Ce modèle conduit alors aux processus de diffraction scalaire dans le cas de l'incidence normale dans le référentiel fixe<sup>11</sup>. Il est donc tout à fait compatible avec l'analyse scalaire.

## 1.5 Conclusion

Ce premier chapitre était consacré à l'analyse théorique de processus permettant de réaliser des transferts d'impulsion efficaces dans une onde évanescente. Dans une première partie, nous avons fait des rappels sur le fonctionnement du miroir à onde évanescente. Nous avons ensuite montré que dans une onde évanescente comportant plusieurs composantes de polarisations, des transferts d'impulsion importants (supérieurs à  $\hbar\kappa$ ) peuvent être communiqués à une atome en incidence rasante si le processus est *inélastique (ou non scalaire)*. Nous avons alors décrit le processus de diffraction inélastique après avoir effectué un changement de référentiel, pour se placer dans le référentiel dans lequel l'atome n'a pas de composante de vitesse parallèle au dioptre. L'effet Doppler entre les deux composantes de l'onde évanescente a été simulé par l'utilisation d'une onde évanescente bichromatique.

L'expérience sera réalisée dans ce dernier référentiel en incidence normale, en simulant l'incidence rasante en utilisant une onde évanescente bichromatique. Avant de décrire l'expérience proprement dite, nous allons rappeler les principaux résultats obtenus.

Premièrement, nous avons montré l'équivalence des lois cinématiques auxquelles conduisent la diffraction en incidence rasante et la diffraction inélastique.

Deuxièmement, la diffraction en incidence rasante ne peut être obtenue que si le niveau fondamental de l'atome comporte plusieurs sous-niveaux : en effet, dans la mesure où le désaccord  $\delta$  est grand devant la structure (fine) du niveau excité, *elle s'accompagne d'un changement d'état interne de l'atome à l'intérieur de son niveau fondamental. Il ne s'agit donc pas de diffraction scalaire dans le sens de l'optique photonique.*

Troisièmement, cette diffraction non scalaire n'est possible que si dans l'onde évanescente, il existe des composantes de polarisations et de fréquences différentes. En particulier, dans le cas d'une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ , il est nécessaire d'avoir une composante de polarisation circulaire ( $\sigma^-$  ou  $\sigma^+$ ) de fréquence  $\omega_L/2\pi$  et une composante de polarisation linéaire ( $\pi$ ) de fréquence  $(\omega_L - \Delta\omega)/2\pi$ . S'il n'y a pas de composante linéaire, aucune diffraction ne doit être observée. Il faut également qu'une des deux composantes de polarisation circulaire soit beaucoup plus intense que l'autre, pour que les déplacements lumineux des différents sous-niveaux de l'état fondamental de l'atome soient largement

---

11. les référentiels fixe et en mouvement sont alors identiques.

dégénérés : en effet, l'écart en énergie des sous-niveaux doit pouvoir être égal à la différence de fréquence entre les deux composantes de l'onde évanescente.

Les conséquences d'un changement d'état interne de l'atome et la présence de polarisations particulières dans l'onde évanescente sont importantes :

- le nombre de transferts d'impulsion susceptibles d'être subis par l'atome est limité par le nombre de sous-niveaux de son état fondamental.
- l'état interne initial de l'atome impose le signe des transferts d'impulsion effectivement obtenus.
- pour un cas de polarisation "pur"  $\sigma^-/\pi$  ou  $\sigma^+/\pi$ , la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  entre les deux composantes de polarisation pour laquelle un phénomène de diffraction non scalaire sera observée est imposé.



# Chapitre 2

## Données sur l'atome de $^{87}\text{Rb}$

### 2.1 Introduction

Nous avons décrit dans le chapitre précédent le processus de diffraction inélastique dans le cas d'une transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ . Il s'agit effectivement du cas de l'atome de Rb pour sa transition  $D_2$  lorsque l'on omet sa structure hyperfine. Ce deuxième chapitre fournit donc les données concernant l'atome de rubidium nécessaires à décrire les expériences de diffraction non scalaire lorsque l'on prend en compte sa structure hyperfine. En particulier, nous donnerons les raisons qui nous ont poussé à préférer l'isotope 87 au détriment de l'isotope 85.

La structure du chapitre est la suivante. Nous donnons les expressions des déplacements lumineux pour deux régimes de désaccords. Le premier concerne le désaccord utilisé dans nos expériences. Le second suppose que le désaccord est grand devant la structure hyperfine du niveau excité. Nous verrons alors que les résultats obtenus sont légèrement différents. En effet, pour des raisons technologiques, nous n'avons pas pu utiliser un désaccord suffisamment grand pour pouvoir nous placer dans la limite des grands désaccords. Les raisons du choix de l'isotope 87 seront ensuite explicitées. Nous donnerons également les coefficients de couplage entre les niveaux mis en jeu dans un processus de diffraction inélastique.

### 2.2 Structure hyperfine de l'atome de Rb

L'atome de Rb comporte à l'état naturel deux isotopes : l'isotope 85 présent à 72% et l'isotope 87 deux fois moins abondant (28%). La différence essentielle entre les deux isotopes, en ce qui nous concerne, tient à leurs moments cinétiques de spin du noyau différents :  $I = 5/2$  pour l'isotope 85 et  $I = 3/2$  pour l'isotope 87. Les deux isotopes ont donc des structures hyperfines différentes. En particulier, ils ont d'une part, un nombre de sous-niveaux différents dans leurs deux niveaux fondamentaux hyperfins et d'autre part, les déplacements lumineux de leurs sous-niveaux Zeeman suivent des lois différentes. Nous allons maintenant détailler ces deux points.

Pour manipuler les atomes de Rb avec des lasers, nous utilisons principalement la transition  $D_2$  à 780 nm. Elle relie le niveau  $|5S_{1/2}\rangle$  au niveau  $|5P_{3/2}\rangle$  de la structure fine :

$$|5S_{1/2}\rangle = |n = 0, l = 0, s = 1/2, j = 1/2\rangle \quad (2.1)$$

$$|5P_{3/2}\rangle = |n = 0, l = 1, s = 1/2, j = 3/2\rangle \quad (2.2)$$

Les nombres quantiques  $n$ ,  $l$  et  $s$  sont respectivement les nombres quantiques principal, de moment cinétique orbital et de moment cinétique de spin de l'électron, et  $j$  est le nombre quantique du moment cinétique composé  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . Si l'on prend en compte le couplage du moment cinétique électronique  $\mathbf{J}$  et du spin du noyau  $\mathbf{I}$ , le niveau fondamental se scinde en 2 sous-niveaux hyperfins et les nombres quantiques de moment atomique cinétique total  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$  valent, dans le niveau fondamental,  $F_f = 1, 2$  pour le  $^{87}\text{Rb}$  et  $F_f = 2, 3$  pour le  $^{85}\text{Rb}$ . La figure 2.1 représente la structure hyperfine des deux isotopes pour les niveaux fondamentaux et excités des transitions  $D_2$ . Ainsi par exemple, l'état  $F_f = 2$  de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  se compose de  $2F_f + 1 = 5$  sous-niveaux (appelés sous-niveaux Zeeman). Nous voyons dès à présent que le  $^{85}\text{Rb}$  comporte plus de sous-niveaux dans son état fondamental que l'isotope 87. Rappelons-nous la remarque du paragraphe 1.4.2.5, le nombre d'ordres de diffraction que l'on pourra obtenir est égal à  $2F_f$ . L'isotope 87 permet donc a priori de limiter le nombre d'ordres de diffraction, ce qui peut être intéressant pour simplifier une étude systématique du phénomène.

Si l'on tient compte de la structure hyperfine de l'atome de Rb, on ne doit plus se contenter du calcul des déplacements lumineux relatifs aux sous-niveaux de l'état fondamental de la transition  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ . Il faut alors calculer les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état fondamental dans la base  $\{J, F, M_F\}$ .

Nous allons faire ce calcul en prenant la valeur du désaccord  $\delta$  utilisé dans nos expériences, et nous calculerons numériquement la valeur des déplacements lumineux des sous-niveaux  $F = 2, M_f = -2, \dots, +2$  du  $^{87}\text{Rb}$  (partie 2.3). Nous reprendrons ensuite ce calcul en supposant que le désaccord  $\delta$  est grand devant la structure hyperfine du niveau excité. Nous rappellerons alors une méthode utilisant les résultats trouvés dans la base  $\{J, I, M_J, M_I\}$ , pour obtenir plus rapidement le résultat cherché [27] (partie 2.4). Nous comparerons enfin le résultat numérique au calcul approché donné par l'approximation des grands désaccords (partie 2.5).

Dans tous ces calculs, nous négligeons l'effet de l'interaction de van der Waals sur le déplacement des niveaux fondamentaux et des niveaux excités.

Dans les deux parties suivantes, nous prendrons le cas d'une onde de polarisation pure  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$  ou  $\pi$ . Seuls les termes diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux sont alors non nuls dans la base  $|F, M_f\rangle$ . Le cas où l'onde évanescence comporte plusieurs polarisations sera envisagé dans la partie 2.7. Nous y calculons les forces de couplage entre les sous-niveaux de l'état fondamental concernés. Le résultat du calcul exact sera comparé à celui donné par l'approximation des grands désaccords.



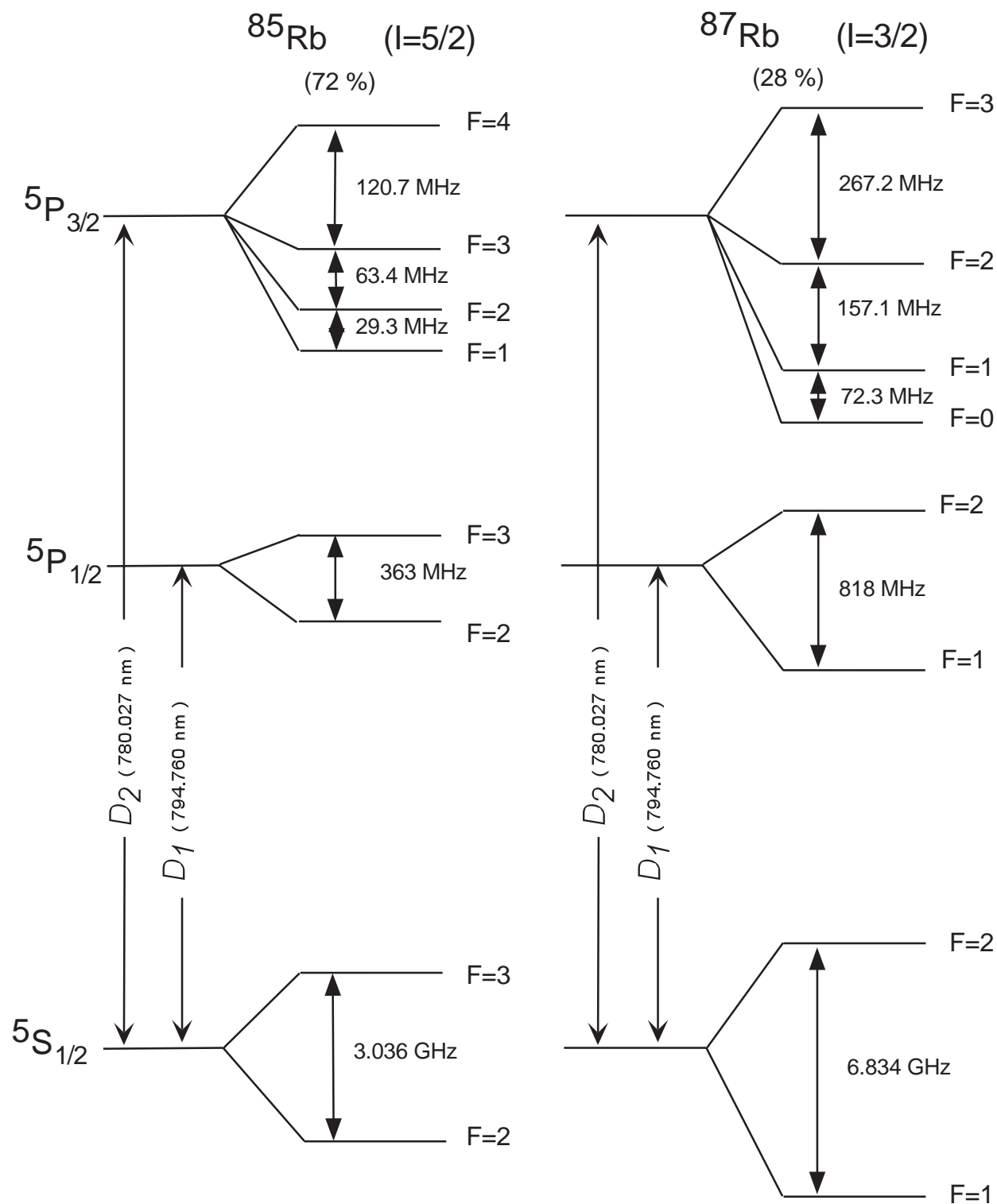


FIG. 2.1: Structure fine et hyperfine des deux isotopes de l'atome de Rb, pour les transitions  $D_1$  et  $D_2$ .

## 2.3 Déplacements lumineux de l'état fondamental de l'atome de Rb

Pour un atome comportant une structure hyperfine, on peut réécrire l'expression de  $\Lambda_{DL}$  donnée par l'équation 1.43, on obtient [49] :

$$\Lambda_{DL}^{M_f} = \langle f, F, M_f | \Lambda_{DL} | f, F, M_f \rangle \quad (2.3)$$

$$= \frac{\Omega^2}{4} \sum_{F_e, M_e} \frac{d_{F_e, F_f}^2 |\langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon} | f, F, M_f \rangle|^2}{\delta_{F_f, F_e}} \quad (2.4)$$

avec  $\vec{\varepsilon} \in \{\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-, \vec{\varepsilon}_\pi\}$ . La fréquence de Rabi  $\Omega$  est définie pour un atome à deux niveaux dans le cas de transition  $D_2$ . Plus précisément il s'agit de la fréquence de Rabi calculée entre deux niveaux de structure fine de la raie  $D_2$  et pour une transition fermée (cf. 1.34) :

$$\Omega^2 = \frac{4\mathcal{D}^2\mathcal{E}^2}{\hbar^2} \quad (2.5)$$

$\mathcal{D}$  est le moment dipolaire réduit de la transition  $D_2$  (transition fermée). Les  $d_{F_e, F_f}$  sont les moments dipolaires réduits des transitions  $|f, F_f\rangle \rightarrow |e, F_e\rangle$ . Ils sont indépendants des  $M_f$  et des  $M_e$  et ils valent [60] :

$$d_{F_e, F_f} = (-1)^{F_f + J_e + I + 1} \sqrt{(2J_e + 1)(2F_f + 1)} \left\{ \begin{array}{ccc} F_f & F_e & 1 \\ J_e & J_f & I \end{array} \right\}_{6j} \quad (2.6)$$

Les  $\{ \}_{6j}$  sont les coefficients  $6j$  de Wigner. De plus, par application du théorème de Wigner-Eckart, les termes  $\langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon} | f, F, M_f \rangle$  sont égaux aux coefficients de Clebsch-Gordan :

$$\langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon} | f, F, M_f \rangle = \langle F_f, M_f, 1, q | F_e, M_e \rangle \quad (2.7)$$

avec  $q = +1, -1, 0$  pour  $\vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-, \vec{\varepsilon}_\pi$ .

Enfin, les  $\delta_{F_f, F_e}$  sont les désaccords pour les transitions  $|f, F_f\rangle \rightarrow |e, F_e\rangle$ .

Lors des expériences décrites dans ce manuscrit, le laser était asservi sur le croisement des transitions  $|F_f = 3\rangle \rightarrow |F_e = 3 - 4\rangle$  de la transition  $D_2$  du  $^{85}\text{Rb}$ . La déduction de la valeur précise de chaque désaccord  $\delta_{F_f, F_e}$  est alors facile en utilisant les chiffres donnés sur la figure 2.1, et en sachant que la différence de fréquence entre la raie  $|f, F_f = 3\rangle \rightarrow |e, F_e = 3\rangle$  de la transition  $D_2$  du  $^{85}\text{Rb}$ , et la raie  $|f, F_f = 2\rangle \rightarrow |e, F_e = 3\rangle$  de la transition  $D_2$  du  $^{87}\text{Rb}$  est  $f_{3,3}^{85} - f_{2,3}^{87} = 1005.05$  MHz [61]. Les valeurs des désaccords  $\delta_{F_f, F_e}$  sont données dans le tableau 2.1.

Nous allons réécrire l'expression des éléments de matrice de l'opérateur déplacement lumineux en faisant apparaître le déplacement lumineux  $\Lambda$  défini pour un atome à deux niveaux (cf. équation 1.39) :

$$\Lambda_{DL}^{F_f, M_f} = \Lambda \zeta_{F_f, M_f} \quad (2.8)$$

$\delta_{2,0} = 1562 \text{ MHz}$
$\delta_{2,1} = 1490 \text{ MHz}$
$\delta_{2,2} = 1333 \text{ MHz}$
$\delta_{2,3} = 1065 \text{ MHz}$

TAB. 2.1: Valeurs des désaccords  $\delta_{F_f, F_e}$  entre le laser et les transitions  $|f, F_f\rangle \rightarrow |e, F_e\rangle$ .

avec

$$\Lambda = \frac{\Omega^2}{4\delta} \quad \text{et} \quad \zeta_{F_f, M_f} = \sum_{F_e, M_e} \frac{d_{F_e, F_f}^2 |\langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\epsilon} | f, F, M_f \rangle|^2}{\delta_{F_f, F_e} / \delta} \quad (2.9)$$

Le choix de  $\delta$  n'est pas évident. En effet, suivant la polarisation de l'onde et suivant la transition considérée, le barycentre des niveaux impliqués de l'état excité est différent. Nous avons pris l'habitude de nous référer au centre la raie  $5P_{3/2}$  lorsqu'on affecte le même poids à tous les sous-niveaux de l'état excité. Cela revient à choisir  $\delta/2\pi = 1.3 \text{ GHz}^1$ .

Nous avons donc calculé la valeur des déplacements lumineux pour les sous-niveaux que nous utilisons dans notre expérience, à savoir les cinq sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental  $|F = 2\rangle$  de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  pour la raie  $D_2^2$ . Il n'y aurait pas eu de sens à les calculer pour les sous-niveaux des autres états hyperfins puisque le désaccord que nous aurions utilisé n'aurait pas été le même. Les valeurs des  $\zeta_{F_f, M_f}$  pour les trois polarisations  $\sigma^-$ ,  $\pi$  et  $\sigma^+$  sont données dans le tableau 2.2.

Nous voyons alors que la série des  $\zeta_{F_f, M_f}$  ne suit pas une loi arithmétique simple pour une polarisation donnée. L'écart entre deux états voisins n'est pas constant. Par exemple, pour une polarisation  $\sigma^-$  :

$$\begin{aligned} \Lambda_{-2} - \Lambda_{-1} &\simeq 0.245 \times \Lambda \\ \Lambda_{-1} - \Lambda_0 &\simeq 0.229 \times \Lambda \\ \Lambda_0 - \Lambda_{+1} &\simeq 0.215 \times \Lambda \\ \Lambda_{+1} - \Lambda_{+2} &\simeq 0.201 \times \Lambda \end{aligned}$$

Nous allons maintenant donner les résultats d'un calcul approché qui consiste à considérer que le désaccord  $\delta$  est grand devant la structure hyperfine de l'état excité. Nous aboutirons alors à des expressions plus simples des déplacements lumineux. Nous comparerons ensuite ces résultats au calcul exact précédent.

1. A priori, tant que l'on se réfère par rapport à un niveau d'énergie compris dans la structure hyperfine de la raie  $5P_{3/2}$ , le choix est acceptable.

2. Nous donnons à la fin de ce chapitre les valeurs des coefficients de Clebsch-Gordan  $\langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\epsilon} | f, F, M_f \rangle = \langle F_f, M_f, 1, q | F_e, M_e \rangle$  relatifs au  $^{87}\text{Rb}$ , ainsi que les valeurs des éléments de matrice réduits  $d_{F_e, F_f}$ .

	polarisation $\sigma^-$	polarisation $\pi$	polarisation $\sigma^+$
$M_f = +2$	$\sim 0.331$	$\sim 0.732$	$\sim 1.221$
$M_f = +1$	$\sim 0.532$	$\sim 0.776$	$\sim 0.976$
$M_f = 0$	$\sim 0.747$	$\sim 0.791$	$\sim 0.747$
$M_f = -1$	$\sim 0.976$	$\sim 0.776$	$\sim 0.532$
$M_f = -2$	$\sim 1.221$	$\sim 0.732$	$\sim 0.331$

TAB. 2.2: Valeur des  $\zeta_{F_f=2, M_f}$  en fonction du niveau  $M_f$  et de la polarisation. Le déplacement lumineux du niveau  $|F_f = 2, M_f\rangle$  est alors donné par  $\Lambda_{DL}^{F_f=2, M_f} = \Lambda \zeta_{2, M_f}$ .

## 2.4 Cas des grands désaccords

Si l'on considère que le désaccord  $\delta$  est grand devant la structure hyperfine de l'état excité, les expressions des déplacements lumineux donnés par les équations 2.8 et 2.9 se simplifient légèrement. En effet, cette approximation consiste à considérer que les désaccords  $\delta_{F_f, F_e}$  valent tous  $\delta$  dans l'équation 2.9.

Lorsqu'on utilise l'approximation des grands désaccords, il existe un moyen plus simple pour mener ce calcul. Elle consiste à utiliser le calcul effectué au paragraphe 1.1.3. Nous y avons exprimé les déplacements lumineux des sous-niveaux de l'état fondamental dans la base découplée  $\{J, I, M_J, M_I\}$ . Dans cette base, le désaccord est identique pour tous les sous-niveaux de structure fine. Il suffit donc de passer dans la base couplée  $\{J, F, M_J, M_F\}$  puisque  $\delta$  est considéré identique pour tous les sous-niveaux de structure hyperfine. Lors du passage dans la base couplée  $\{J, F, M_F\}$  il faut *a priori* calculer tous les éléments de matrice de  $\Lambda_{DL}$  entre les sous-niveaux du niveau fondamental envisagé. Néanmoins, sachant que  $M_F = M_I + M_J$ ,  $M_F$  est inchangé par l'application de l'opérateur déplacement lumineux, ce dernier reste donc diagonal dans la base  $\{J, F, M_F\}$ . Il suffit donc de calculer les termes diagonaux. Le passage de la base couplée à la base découplée s'effectue alors en décomposant un sous-niveau de l'état fondamental  $|f, F, M_f\rangle$  dans la base  $\{J, I, M_J, M_I\}$ :

$$|f, F, M_f\rangle = \sum_{M_I, M_J} |f, M_I, M_J\rangle \langle M_I, M_J | F, M_f\rangle \quad (2.10)$$

En utilisant l'équation 2.10 et l'expression de  $\Lambda_{DL}$  donnée par 1.43, on obtient :

$$\Lambda_{DL}^{M_f} = \langle f, F, M_f | \Lambda_{DL} | f, F, M_f\rangle \quad (2.11)$$

$$= \Lambda \sum_{M_I, M_J} \left( |\langle F, M_f | M_J, M_I\rangle|^2 \cdot \sum_{M_{J'}} |\langle e, M_I, M_{J'} | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\epsilon} | f, M_J, M_I\rangle|^2 \right) \quad (2.12)$$

avec  $\vec{\varepsilon} \in \{\vec{\varepsilon}_+, \vec{\varepsilon}_-, \vec{\varepsilon}_\pi\}$ .

Remarquons que nous n'allons pas nous limiter à donner les valeurs des déplacements lumineux pour les seuls niveaux utilisés dans notre expérience. En effet, puisque le désaccord peut être mis en facteur dans l'expression des  $\zeta_{F_f, M_f}$ , nous pouvons donner des expressions indépendantes du désaccord utilisé. Nous donnerons donc les expressions pour les différents sous-niveaux des niveaux fondamentaux des deux isotopes du Rb.

En utilisant les valeurs des déplacements lumineux dans la base couplée, le résultat est très simple dans le cas d'une polarisation  $\pi$  : le déplacement lumineux est le même pour tous les sous-niveaux Zeeman (voir tableau 2.3).

pour le $^{87}\text{Rb}$ , $F = 1$ ou $2$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \frac{2}{3}\Lambda$ pour tout $M_f$
pour le $^{87}\text{Rb}$ , $F = 2$ ou $3$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \frac{2}{3}\Lambda$ pour tout $M_f$

TAB. 2.3: Déplacements lumineux de l'état fondamental du rubidium dans l'approximation des grands désaccords et pour une polarisation  $\pi$ .

En revanche, dans le cas d'une polarisation  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$ , le résultat est un peu plus compliqué. En définissant  $q = 1$  pour une polarisation  $\sigma^+$  et  $q = -1$  pour une polarisation  $\sigma^-$ , on obtient les résultats donnés dans le tableau 2.4)

$^{87}\text{Rb}$ : pour $F = 2$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \Lambda(\frac{4}{6} + q\frac{1}{6}M_f)$ $M_f$ variant de $-2$ à $+2$ pour $F = 1$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \Lambda(\frac{4}{6} - q\frac{1}{6}M_f)$ $M_f$ variant de $-1$ à $+1$
<hr/> $^{85}\text{Rb}$ : pour $F = 3$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \Lambda(\frac{6}{9} + q\frac{1}{9}M_f)$ $M_f$ variant de $-3$ à $+3$ pour $F = 2$ : $\Lambda_{DL}^{M_f} = \Lambda(\frac{6}{9} - q\frac{1}{9}M_f)$ $M_f$ variant de $-2$ à $+2$

TAB. 2.4: Déplacements lumineux de l'état fondamental du rubidium dans l'approximation des grands désaccords et pour une polarisation  $\sigma^q$ .

Une des différences essentielles avec le calcul exact est que, dans le cas des grands désaccords, la différence entre deux sous-niveaux voisins est constante. Par exemple, dans le cas du  $^{87}\text{Rb}$ , elle vaut  $|\Lambda_i - \Lambda_{i-1}| = \frac{1}{6}\Lambda$ .

## 2.5 Validité de l'approximation des grands désaccords

Nous pouvons maintenant comparer les résultats trouvés par les deux modèles. Pour cela, nous avons calculé l'écart relatif entre les deux modèles : le tableau 2.5 donne les valeurs de  $(\zeta_{F_f, M_f} - \zeta_{F_f, M_f}^{\text{grands } \delta}) / \zeta_{F_f, M_f}$ .

	polarisation $\sigma^-$	polarisation $\pi$	polarisation $\sigma^+$
$M_f = +2$	$\sim -0.007$	$\sim 0.089$	$\sim 0.181$
$M_f = +1$	$\sim 0.059$	$\sim 0.141$	$\sim 0.146$
$M_f = 0$	$\sim 0.107$	$\sim 0.157$	$\sim 0.107$
$M_f = -1$	$\sim 0.146$	$\sim 0.141$	$\sim 0.059$
$M_f = -2$	$\sim 0.181$	$\sim 0.089$	$\sim -0.007$

TAB. 2.5: Valeur des écarts relatifs entre les deux modèles. Le tableau regroupe les valeurs de  $(\zeta_{F_f, M_f} - \zeta_{F_f, M_f}^{\text{grands } \delta}) / \zeta_{F_f, M_f}$  en fonction du niveau  $M_f$  et de la polarisation. Seuls les sous-niveaux  $|F_f = 2, M_f\rangle$  sont envisagés.

Avec la valeur que nous avons choisie pour  $\delta$  (voir page 47), nous voyons que pour une polarisation  $\sigma^-$ , le sous-niveau  $M_f = +2$  est très bien décrit dans l'approximation des grands désaccords puisque l'écart est inférieur à 1%. En revanche, pour tous les autres sous-niveaux, le calcul approximatif sous-estime la valeur des déplacements lumineux. Cela est dû au fait que le désaccord  $\delta$  est trop important par rapport au désaccord moyen des transitions impliquées.

Les écarts relatifs sont au maximum de 18%. Ainsi, lorsque nous ferons des descriptions et des discussions qualitatives de nos expériences, nous utiliserons les solutions analytiques données par l'approximation des grands désaccords. En revanche, lorsque cela sera nécessaire, nous utiliserons les valeurs exactes des déplacements lumineux.

Il est à noter que dans le cas des grands désaccords, et pour une polarisation  $\pi$ , le déplacement lumineux est indépendant du sous-niveau magnétique considéré. Ceci n'est plus vrai pour des désaccords plus faibles.

Nous avons tracé sur la figure 2.2 la valeur des déplacements lumineux en unité de  $\Lambda$  dans le cas d'une polarisation  $\sigma^-$  pour les paramètres expérimentaux utilisés dans notre expérience.

Idéalement, nous aurions préféré utiliser un désaccord supérieur à  $\delta/2\pi = 1.3$  GHz. Les expressions des déplacements lumineux auraient été plus simples à manipuler, les

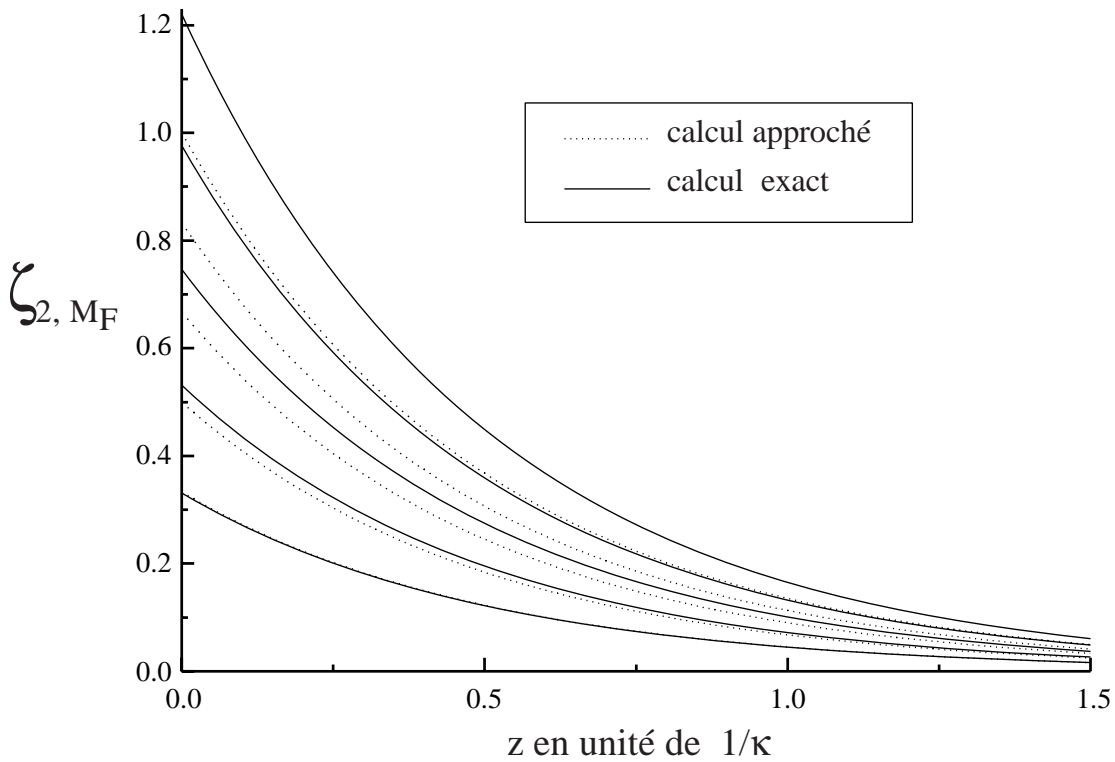


FIG. 2.2: Déplacements lumineux des sous-niveaux  $|F_f = 2, M_f\rangle$  de l'état fondamental de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  en unité de  $\Lambda$  : comparaison entre le calcul numérique et le calcul approché lorsqu'on néglige la structure hyperfine du niveau excité devant le désaccord. Le désaccord utilisé est  $\delta = 1.3 \text{ GHz}$ .

écarts d'énergie entre les sous-niveaux auraient été strictement égaux, mais aussi, le taux d'émission spontanée par atome et par rebond aurait été inférieur (voir paragraphe 4.3.2).

## 2.6 Intérêt de l'isotope 87

Nous allons donner les raisons qui nous ont poussé à préférer le  $^{87}\text{Rb}$  au détriment du  $^{85}\text{Rb}$ . Pour cela, nous allons raisonner sur les expressions des déplacements lumineux trouvées en utilisant l'approximation des grands désaccords.

Nous allons détecter dans notre expérience les transferts d'impulsion de l'atome le long de la verticale. Ces transferts correspondent principalement aux différences d'énergies qui existent entre deux sous-niveaux adjacents du niveau fondamental de l'atome à la cote à laquelle a lieu une émission Raman stimulée. Pour une énergie cinétique atomique incidente donnée, nous avons vu que l'atome effectuera préférentiellement la transition au point de rebroussement de la trajectoire de l'atome ( 1.4.2.1). Dans l'expérience, nous choisirons donc la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  entre les deux composantes de l'onde évanescente de manière que l'écart d'énergie entre le sous-niveau initial de l'atome et le

sous-niveau adjacent soit égal à  $\hbar\Delta\omega$  à la cote de la transition.

À l'entrée de l'onde évanescente, la vitesse initiale de l'atome est notée  $v_{in}$ , son énergie cinétique vaut  $E_{in} = \frac{1}{2}mv_{in}^2$  et son énergie interne est notée  $E_{int}$ . Les mêmes quantités à la sortie de l'onde évanescente sont  $v_{in} + \Delta v$ ,  $E_{out} = \frac{1}{2}m(v_{in} + \Delta v)^2$  et  $E_{int}$ . En effet, en l'absence de champ lumineux, l'énergie interne de l'atome est indépendante du sous-niveau dans lequel il se trouve. La variation d'énergie de l'atome entre l'état initial et l'état final est égale à la différence d'énergie entre les deux photons impliqués :  $\hbar\Delta\omega$ . De plus, on peut comprendre que le phénomène sera d'autant plus efficace (résonnant) que la transition se fera proche du point de rebroussement de l'atome. Qualitativement, on peut dire que c'est le lieu où il passe le plus de temps puisque sa vitesse s'y annule.

Nous allons donc donner les variations d'énergie de l'atome *lorsque la transition à lieu au niveau du point de rebroussement*. Si l'on se souvient que son énergie interne est donnée par les déplacements lumineux calculés précédemment (tableaux 2.3 et 2.4), les énergies finales dépendent donc de l'état interne initial et final de l'atome et sont donc différentes suivant l'isotope utilisé. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.6 lorsque les polarisations sont  $\sigma^-$  et  $\pi$  dans l'onde évanescente.

$^{87}\text{Rb}$	
pour $F = 2$ : $E_{out} - E_{in} = \mp \frac{E_{in}}{4-M_f}$	pour un $M_f$ initial variant de $-2$ à $+2$
pour $F = 1$ : $E_{out} - E_{in} = \pm \frac{E_{in}}{4+M_f}$	pour un $M_f$ initial variant de $-1$ à $+1$
<hr/>	
$^{85}\text{Rb}$	
pour $F = 3$ : $E_{out} - E_{in} = \mp \frac{E_{in}}{6-M_f}$	pour un $M_f$ initial de variant $-3$ à $+3$
pour $F = 2$ : $E_{out} - E_{in} = \pm \frac{E_{in}}{6+M_f}$	pour un $M_f$ initial de variant $-2$ à $+2$

TAB. 2.6: Variations d'énergie de l'atome lorsque une transition entre sous-niveaux hyperfins vérifiant  $\Delta M_f = \pm 1$  a lieu au niveau du point de rebroussement. Les deux isotopes du rubidium sont envisagés.

Ces résultats peuvent être donnés sous une forme plus visuelle grâce au tableau 2.7.

Dans l'expérience, nous avons cherché à maximiser les transferts en impulsion. Nous voyons donc que l'isotope 87 est préférable. C'est pour cette raison que nous l'avons utilisé. Notons dès à présent qu'un atome de  $^{87}\text{Rb}$  initialement dans le niveau  $F = 2$ ,  $M_f = -2$  peut subir une transition augmentant de 50% son énergie en sortie de l'onde évanescente.

**Remarque :** Il existe une autre transition qu'il est possible d'utiliser, il s'agit de la transition  $D_1$  du rubidium. Elle se distingue de la transition  $D_2$  par le fait que la structure hyperfine du niveau excité est différente. Les lois donnant les déplacements lumineux en utilisant l'approximation des grands désaccords sont légèrement modifiées par rapport à celles données dans la partie 2.3 : il faut y remplacer  $4/6$  par  $2/6$  et  $M_f$  par  $-M_f$ . Ce qui est



	$M_f$ initial	pour $\Delta M_f = +1,$	pour $\Delta M_f = -1,$
$^{87}\text{Rb}$	-2	-1/6	
	-1	-1/5	+1/5
	F=2	0	+1/4
	+1	-1/3	+1/3
	+2		+1/2
F=1	-1	+1/3	
	0	+1/4	-1/4
	+1		-1/5
$^{85}\text{Rb}$	-3	-1/9	
	-2	-1/8	+1/8
	-1	-1/7	+1/7
	F=3	0	+1/6
	+1	-1/5	+1/5
	+2	-1/4	+1/4
	+3		+1/3
F=2	-2	+1/4	
	-1	+1/5	-1/5
	0	+1/6	-1/6
	+1	+1/7	-1/7
	+2		-1/8

TAB. 2.7: Variations d'énergie de l'atome lorsque une transition entre sous-niveaux hyperfins vérifiant  $\Delta M_f = \pm 1$  a lieu au niveau du point de rebroussement. Les deux isotopes du rubidium sont envisagés. Les résultats sont donnés en unité d'énergie incidente  $E_{in}$ , ils correspondent donc à :  $(E_{out} - E_{in})/E_{in}$ .

remarquable, c'est que pour un atome de  $^{87}\text{Rb}$  initialement dans le niveau  $F = 1, M_f = +1$  le transfert d'impulsion dans l'ordre +1 atteint alors 100% de l'impulsion initiale le long de l'axe  $Oz$  et 200% dans l'ordre +2.

Néanmoins, nous avons utilisé la transition  $D_2$ , puisque le laser utilisé est beaucoup plus puissant à 780 nm qu'à 795 nm.

## 2.7 Coefficients de couplage pour des transitions dans le niveau fondamental du $^{87}\text{Rb}$

Nous présentons dans ce paragraphe des calculs dont les résultats ne seront utiles que dans le chapitre 5. Néanmoins, il nous a semblé préférable de ne pas les séparer de ce qui précède. Il s'agit du calcul des forces de couplage entre deux sous-niveaux adjacents de

l'état fondamental de l'atome. Ils sont donnés par les éléments de matrice non diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux.

Dans le cas où les ondes incidentes sur le prisme sont de polarisations TE et TM, les trois polarisations  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  et  $\pi$  sont présentes dans l'onde évanescente. Pour une transition  $|J = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |J = \frac{3}{2}\rangle$ , nous avons vu au paragraphe 2.3 que dans la matrice déplacement lumineux, aucun terme de couplage ne peut exister entre les polarisations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . Ainsi seuls les termes de couplage entre les polarisations  $\sigma^+$  et  $\pi$  d'une part ou  $\sigma^-$  et  $\pi$  d'autre part sont non nuls. Nous allons voir que ce résultat reste vrai dans le cas où le désaccord est grand devant la structure hyperfine du niveau excité. En revanche, pour des désaccords plus faibles, des couplages vérifiant  $\Delta M_f = \pm 2$  sont possibles lorsque des composantes de polarisation  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  sont simultanément présentes. Nous verrons néanmoins que pour les paramètres expérimentaux utilisés dans notre expérience, ces couplages restent très faibles devant les couplages utilisant des polarisations  $\sigma^\pm$  et  $\pi$ .

Nous allons donc calculer les termes de couplage entre les sous-niveaux du niveau fondamental  $|f, F, M_f\rangle$  de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$ .

### 2.7.1 Termes de couplage entre niveaux vérifiant $\Delta M_F = \pm 1$

Calculons dans un premier temps les termes de couplage ne mettant en jeu que les polarisations  $\sigma^\pm$  et  $\pi$ . Nous pouvons donner une règle de sélection entre les sous-niveaux couplés par l'onde évanescente :  $\Delta M_f = \pm 1$ .

On définit  $\bar{\Lambda}$  d'une manière analogue à  $\Lambda$  :

$$\bar{\Lambda} = \frac{\mathcal{D}^2 \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_2}{\hbar^2 \delta} \quad (2.13)$$

avec les amplitudes  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  des deux ondes progressives présentes dans l'onde évanescente. Les éléments de matrice qui nous intéressent sont donc donnés par une équation similaire aux équations 2.8 et 2.9:

$$\Lambda_{DL}^{F_f, M_f, M_f \pm 1} = \langle f, F, M_f | \Lambda_{DL} | f, F, M_f \pm 1 \rangle \quad (2.14)$$

$$= \bar{\Lambda} \zeta_{M_f, M_f \pm 1}^{F_f} \quad (2.15)$$

avec

$$\zeta_{M_f, M_f \pm 1}^{F_f} = \sum_{F_e, M_e} \frac{d_{F_e, F_f}^2 \langle f, F, M_f | \mathbf{d}^- \cdot \vec{\varepsilon}_1^+ | e, F_e, M_e \rangle \langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon}_2 | f, F, M_f \pm 1 \rangle}{\delta_{F_f, F_e} / \delta} \quad (2.16)$$

et

$$\vec{\varepsilon}_1 = \vec{\varepsilon}_\pi \quad \text{et} \quad \vec{\varepsilon}_2 = \vec{\varepsilon}_\pm$$

ou

$$\vec{\varepsilon}_1 = \vec{\varepsilon}_\pm \quad \text{et} \quad \vec{\varepsilon}_2 = \vec{\varepsilon}_\pi$$

## 2.7.1.1 Calcul exact

Pour le désaccord utilisé dans notre expérience (1.3 GHz), nous avons calculé les valeurs des  $\zeta_{M_f, M_f \pm 1}^{F_f}$ . Ils sont donnés sur la figure 2.3 pour les niveaux qui nous intéressent, à savoir les 5 sous-niveaux Zeeman du niveau  $|F_f = 2\rangle$  du niveau fondamental de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$ .

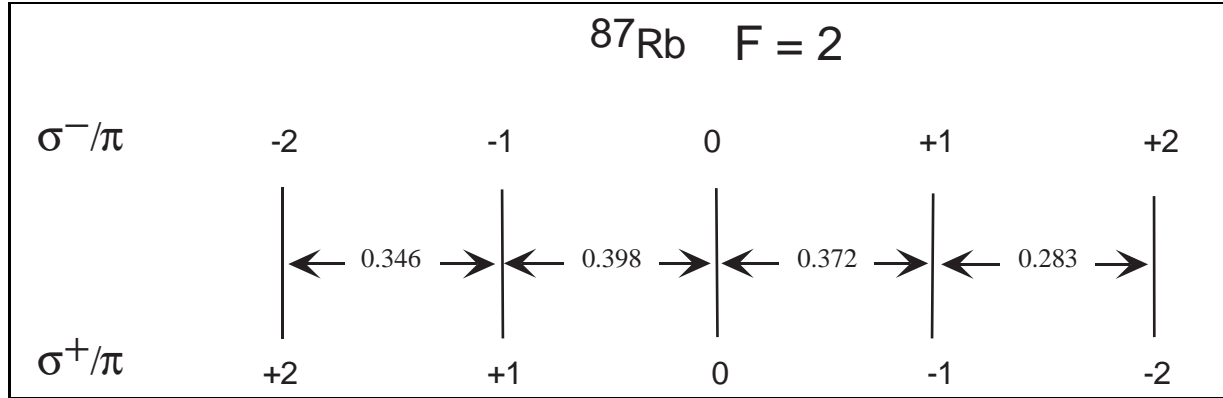


FIG. 2.3:  $\zeta_{M_f, M_f \pm 1}^2$  : Forces de couplage entre les 5 sous-niveaux Zeeman hyperfins de l'état fondamental  $|F = 2\rangle$  de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  en présence de deux polarisations  $\pi$  et  $\sigma^\pm$  calculées pour un désaccord de 1.3 GHz.

## 2.7.1.2 Approximation des grands désaccords

De manière similaire au calcul des termes diagonaux, dans le cas où le désaccord est grand devant la structure hyperfine du niveau excité, nous pouvons considérer que le désaccord est identique pour toutes les transitions et mettre en facteur  $\delta$  dans l'expression des termes non diagonaux. Les éléments  $\zeta_{M_f, M_f \pm 1}^{F_f}$  sont alors indépendants du désaccord utilisé. Nous avons donc rassemblé sur la figure 2.4 les valeurs des  $\zeta_{M_f, M_f \pm 1}^{F_f}$  représentant le couplage entre les sous-niveaux des deux niveaux hyperfins de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  en présence d'un mélange de polarisation  $\pi$  et  $\sigma^\pm$  dans le cadre de l'approximation des grands désaccords. Elles sont inscrites entre les deux sous-niveaux couplés ( $\Delta M_f = \pm 1$ ). A titre d'information, nous donnons également sur la figure les données concernant l'atome de  $^{85}\text{Rb}$ .

**Remarque :** Les forces de couplage entre les sous-niveaux hyperfins sont indépendantes de la transition utilisée dans la mesure où le désaccord  $\delta$  est grand devant la structure hyperfine de l'état excité. Les valeurs absolues des chiffres données sur la figure 2.4 sont donc valables pour les transitions  $D_1$  ou  $D_2$  indifféremment.

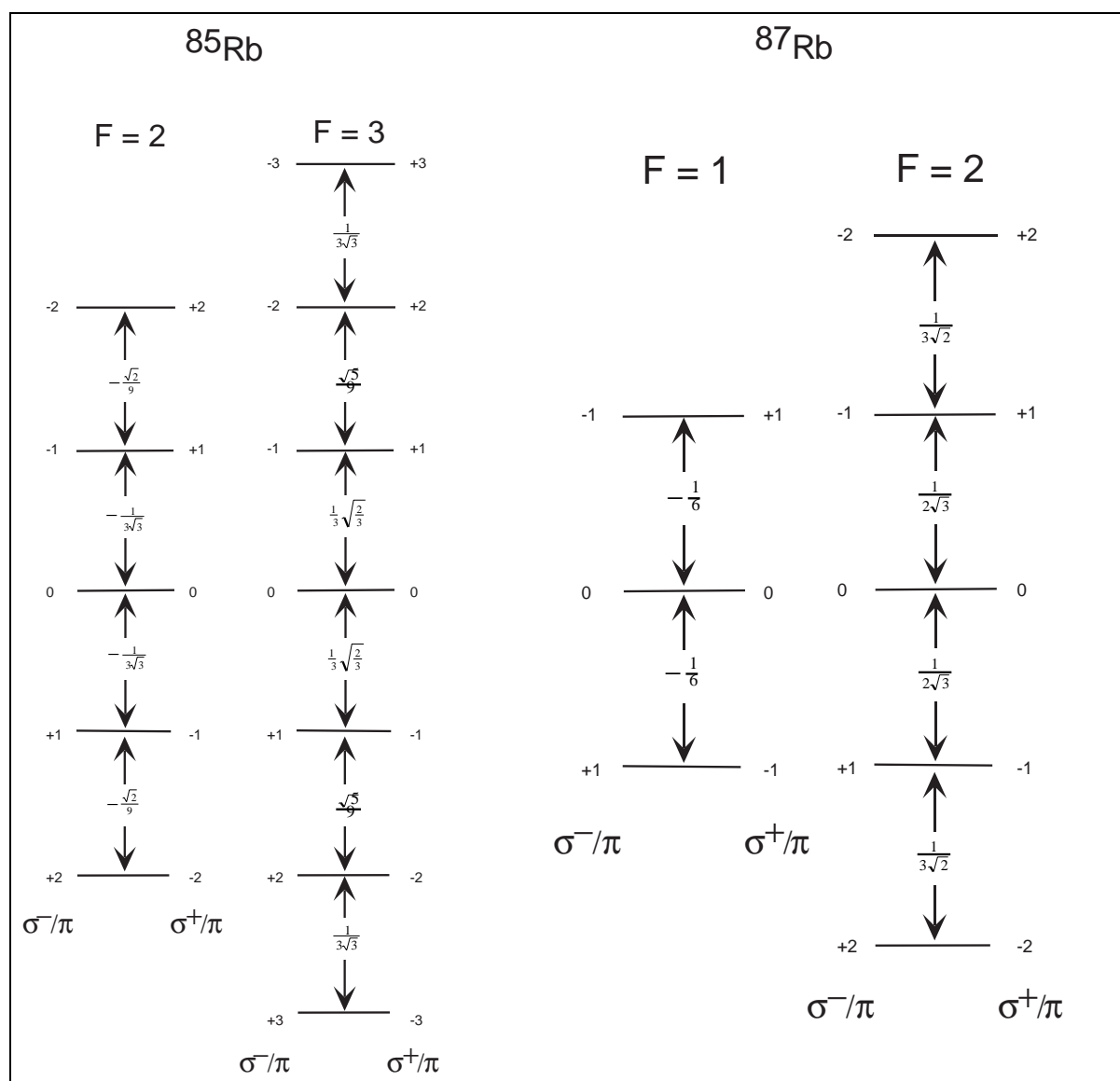


FIG. 2.4: Force de couplage entre les sous-niveaux hyperfins de l'atome de Rb en présence de deux polarisations  $\pi$  et  $\sigma^\pm$  calculées dans le cas des grands désaccords pour la transition  $D_2$ .

### 2.7.1.3 Commentaires

La comparaison entre les valeurs données par le calcul exact d'une part, et l'approximation des grands désaccords d'autre part, nous montre que l'on fait un erreur atteignant près de 50% si on utilise la valeur du couplage entre les niveaux  $M_F = -2$  et  $M_F = -1$  donnée par le calcul approché dans le cas d'une polarisation  $\sigma^-/\pi$ . Il est donc clair que dans les simulations numériques, il faudra utiliser les valeurs données par le calcul exact.

### 2.7.2 Termes de couplage entre niveaux vérifiant $\Delta M_F = \pm 2$

Pour conclure avec les termes non diagonaux de l'opérateur déplacements lumineux, nous allons calculer les termes couplés par la présence simultanée de polarisations  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$ <sup>3</sup>. Ils couplent a priori des niveaux tels que  $\Delta M_F = \pm 2$ . Lorsque l'on utilise l'approximation des grands désaccords, ces termes sont nuls. Nous nous attendons donc à ce que le calcul exact nous fournisse des valeurs relativement faibles. Les termes sont donnés par une équation similaire à l'équation 2.16 :

$$\Lambda_{DL}^{F_f, M_f, M_f \pm 2} = \langle f, F, M_f | \Lambda_{DL} | f, F, M_f \pm 2 \rangle \quad (2.17)$$

$$= \bar{\Lambda} \zeta_{M_f, M_f \pm 2}^{F_f} \quad (2.18)$$

avec

$$\zeta_{M_f, M_f \pm 2}^{F_f} = \sum_{F_e, M_e} \frac{d_{F_e, F_f}^2 \langle f, F, M_f | \mathbf{d}^- \cdot \vec{\epsilon}_1^+ | e, F_e, M_e \rangle \langle e, F_e, M_e | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\epsilon}_2^- | f, F, M_f \pm 2 \rangle}{\delta_{F_f, F_e} / \delta} \quad (2.19)$$

et

$$\vec{\epsilon}_1 = \vec{\epsilon}_- \quad \text{et} \quad \vec{\epsilon}_2 = \vec{\epsilon}_+$$

ou

$$\vec{\epsilon}_1 = \vec{\epsilon}_+ \quad \text{et} \quad \vec{\epsilon}_2 = \vec{\epsilon}_-$$

Les résultats sont donnés sur la figure 2.5.

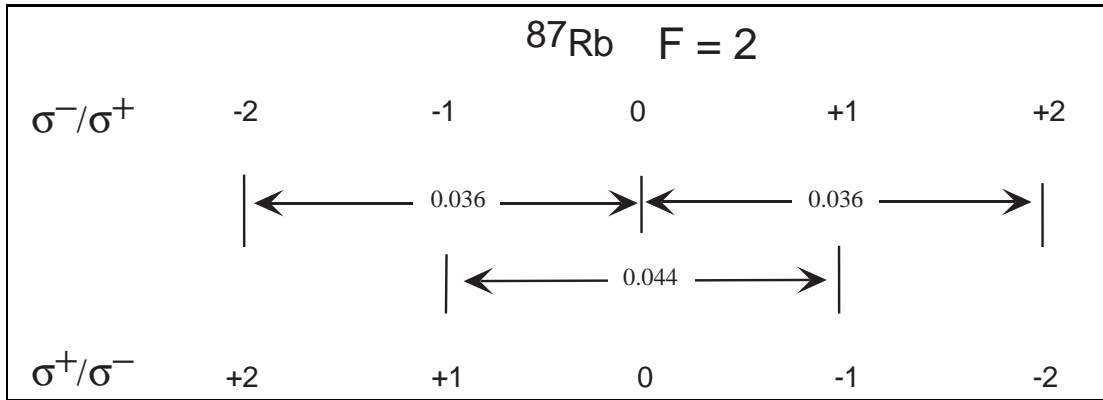


FIG. 2.5: Force de couplage entre les 5 sous-niveaux hyperfins de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  en présence de deux polarisations  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$  calculées pour un désaccord de 1.3 GHz.

Nous obtenons effectivement des coefficients de couplage beaucoup plus faibles que dans le cas de transitions  $\Delta M_F = \pm 1$ .

3. Cela est réalisé lorsque les deux ondes arrivant sur le prisme sont polarisées TM.

## 2.8 Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion d'expliciter l'intérêt d'utiliser l'isotope 87 du rubidium plutôt que l'isotope 85. Nous avons ensuite calculé les éléments de matrice de l'opérateur déplacement lumineux pour les différentes configurations de polarisation que nous rencontrerons au cours des expériences. Nous avons montré qu'à cause de la limitation de puissance de notre laser Ti: Sa au moment des expériences, nous n'avons pas pu utiliser un désaccord aussi grand que nous l'aurions souhaité. Dans cette situation, les calculs utilisant l'approximation des grands désaccords ne peuvent être considérés que comme une première approximation. Au prix d'une complication des calculs, nous avons déterminé les éléments de matrice de l'opérateur déplacement lumineux correspondant à nos conditions expérimentales.

## 2.9 Données numériques complémentaires

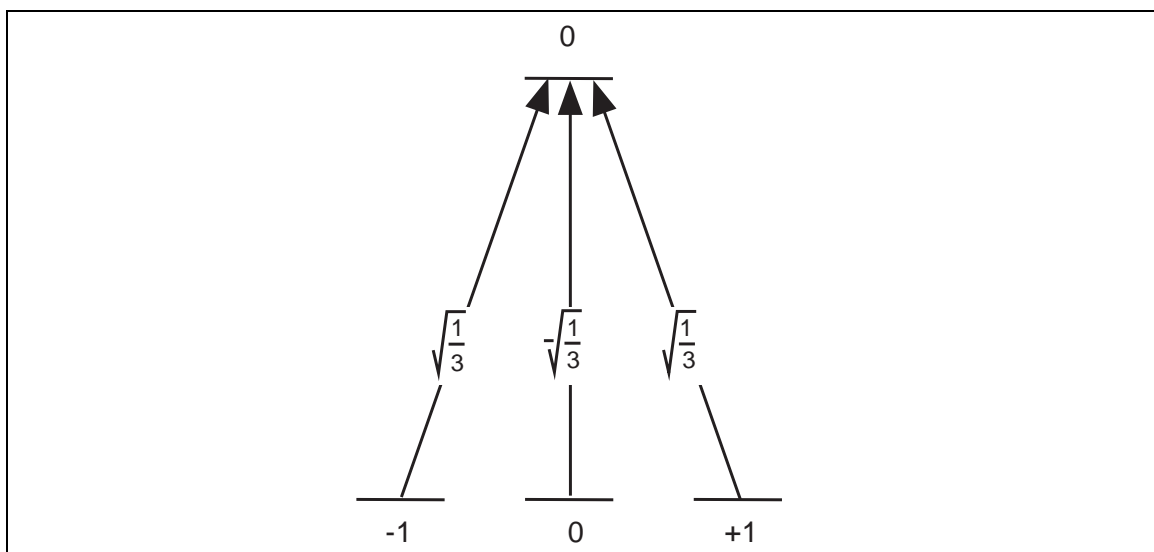


FIG. 2.6: Coefficients de Clebsch-Gordan caractérisant les transitions dipolaires électriques entre le niveau fondamental  $|F_f = 1, M_f\rangle$  et le niveau excité  $|F_e = 0, M_e\rangle$ . Les flèches verticales (resp. penchées vers la droite, gauche) correspondent à une onde polarisée  $\pi$  (resp.  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ ).

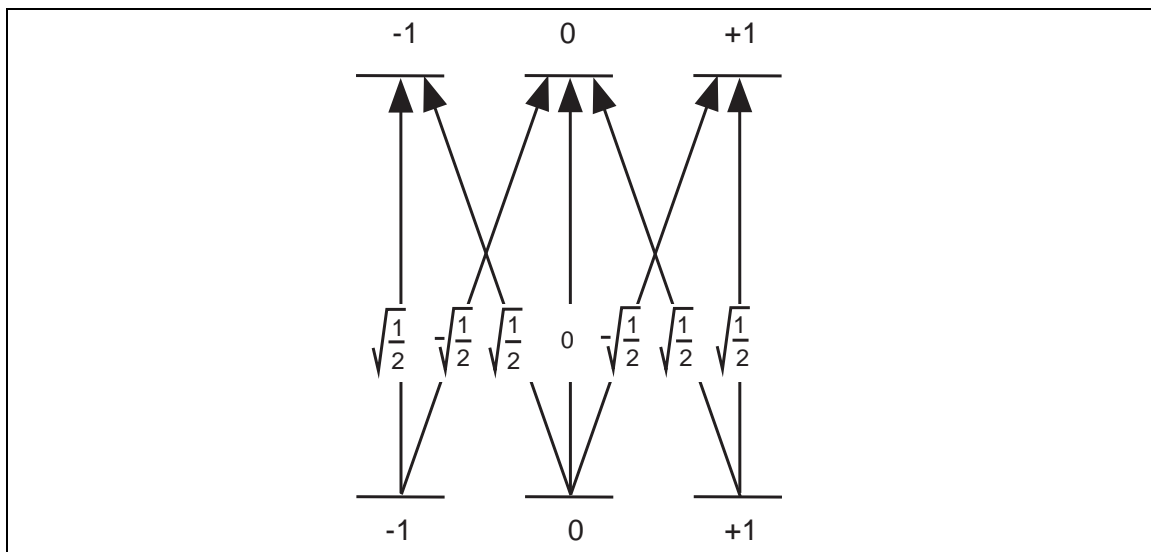


FIG. 2.7: *Idem figure 2.6 pour les niveaux  $|F_f = 1, M_f\rangle$  et  $|F_e = 1, M_e\rangle$ .*

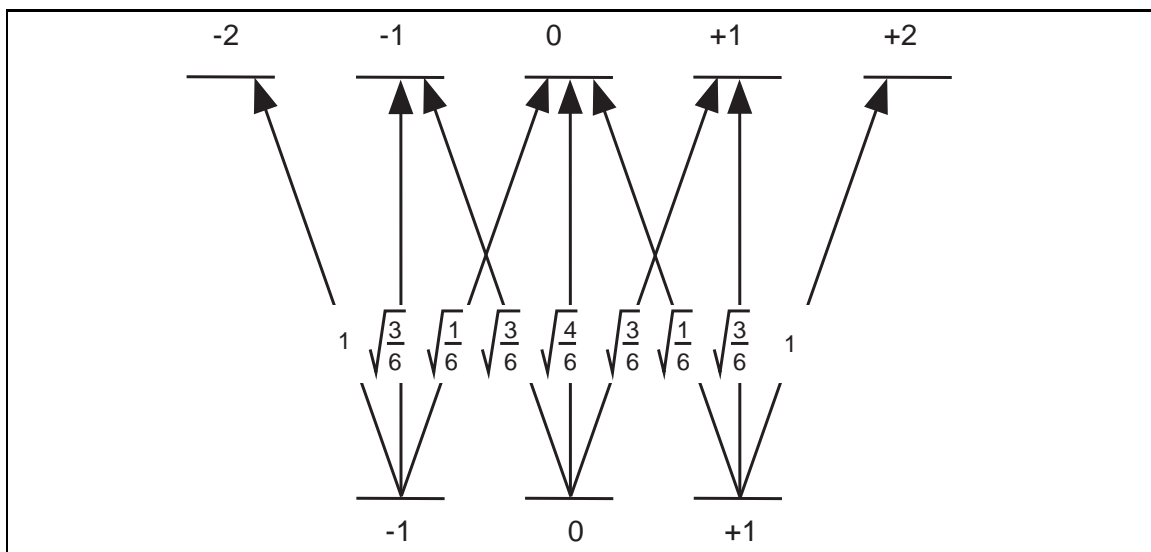


FIG. 2.8: *Idem figure 2.6 pour les niveaux  $|F_f = 1, M_f\rangle$  et  $|F_e = 2, M_e\rangle$ .*

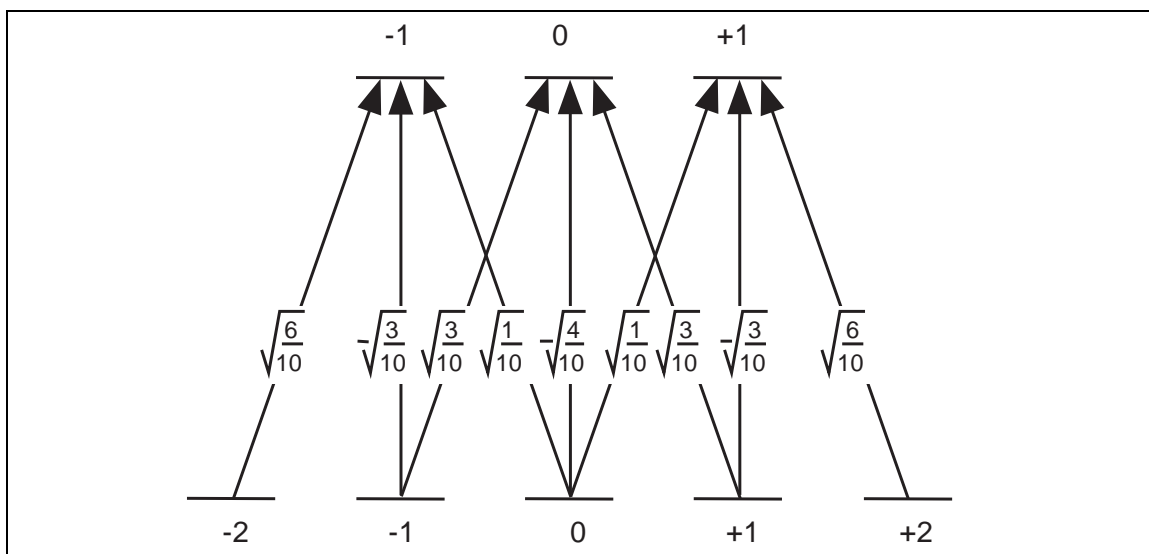


FIG. 2.9: *Idem figure 2.6 pour les niveaux  $|F_f = 2, M_f\rangle$  et  $|F_e = 1, M_e\rangle$ .*

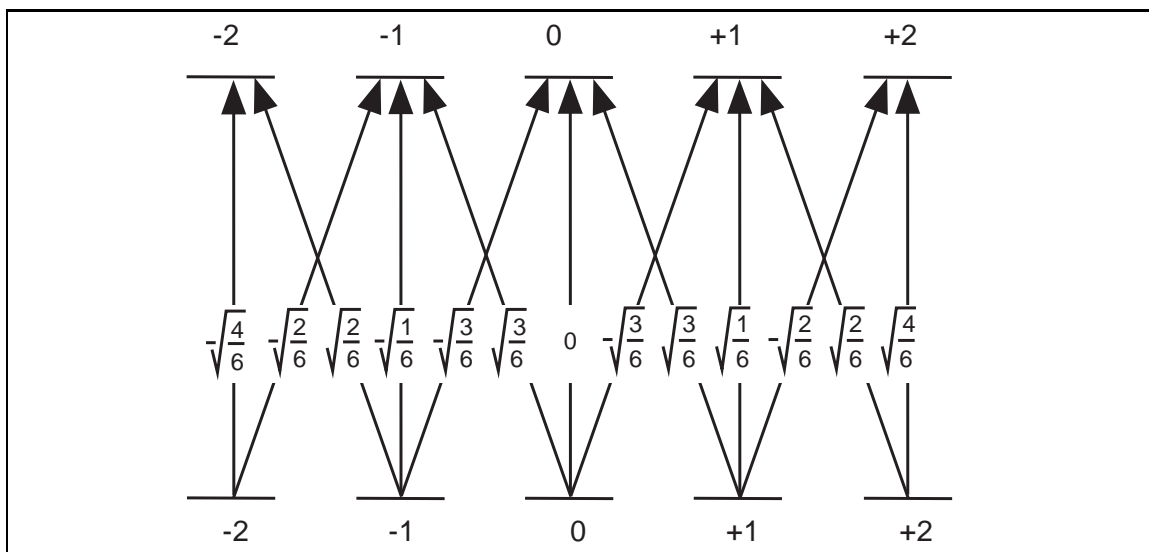


FIG. 2.10: *Idem figure 2.6 pour les niveaux  $|F_f = 2, M_f\rangle$  et  $|F_e = 2, M_e\rangle$ .*



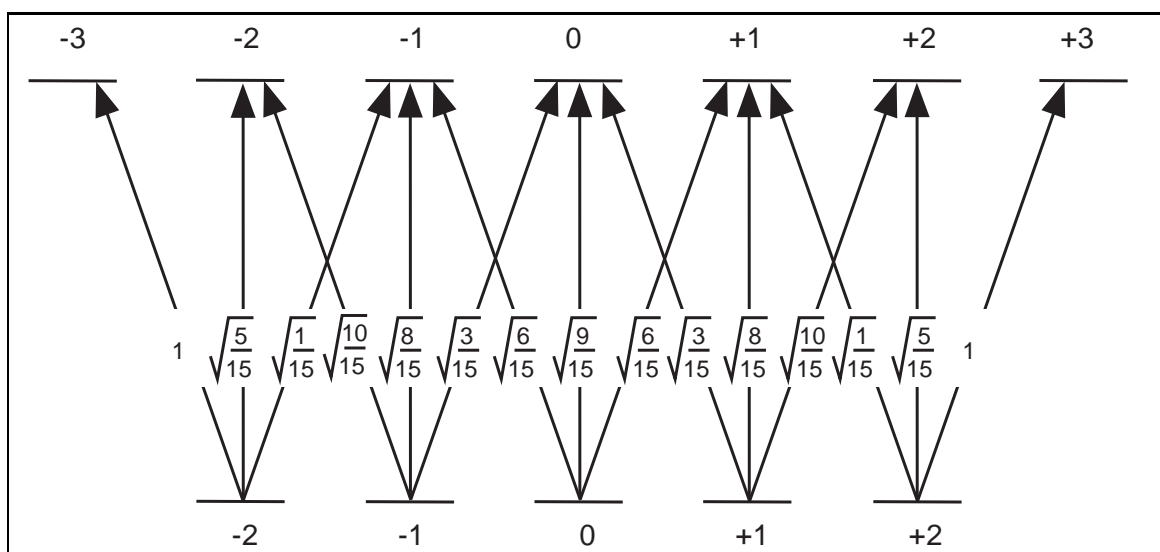


FIG. 2.11: *Idem figure 2.6 pour les niveaux  $|F_f = 2, M_f\rangle$  et  $|F_e = 3, M_e\rangle$ .*

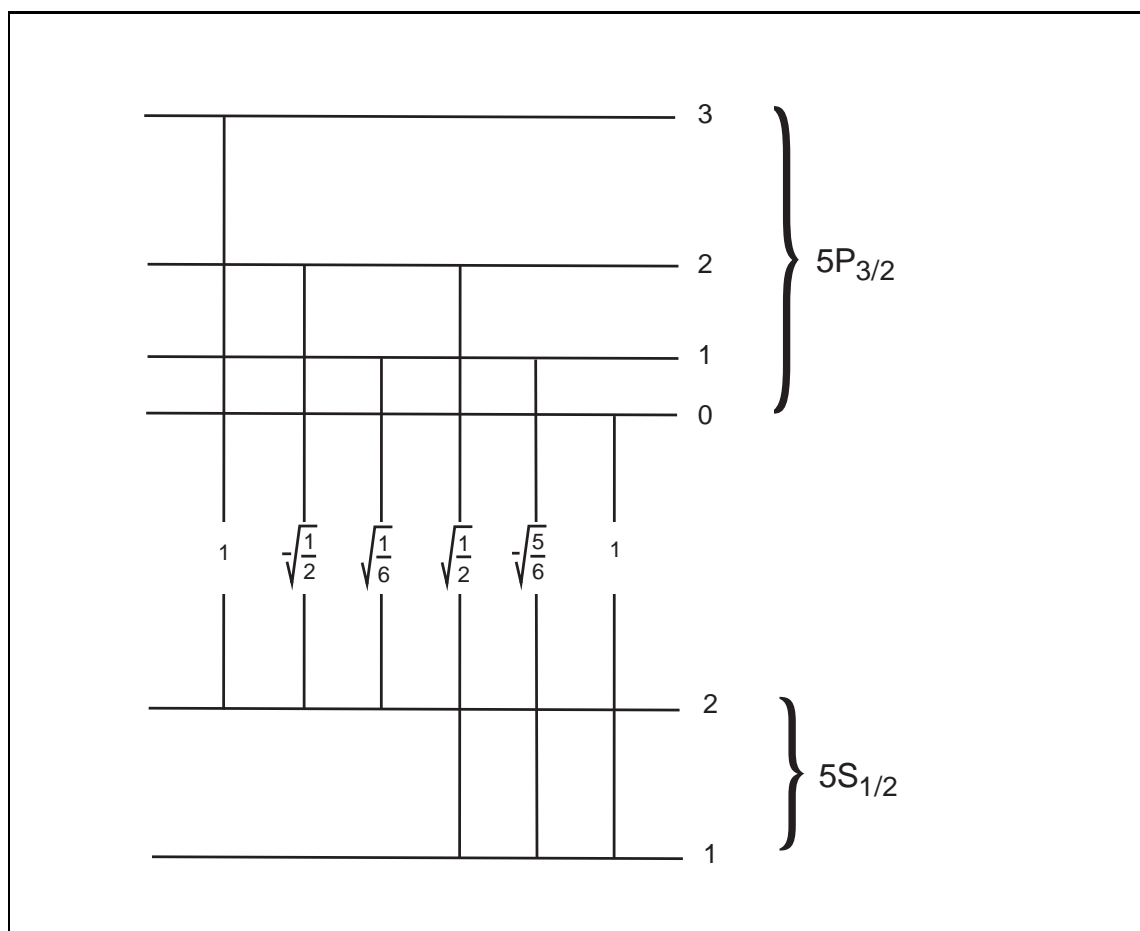


FIG. 2.12: *Éléments de matrice réduits  $d_{F_f, F_e}$  relatifs à la raie  $D_2$  du  $^{87}\text{Rb}$ .*



# Chapitre 3

## Montage expérimental

Ce chapitre fournit les détails du montage expérimental utilisé pour effectuer les expériences de diffraction non scalaire "en incidence rasante".

La structure du chapitre est la suivante. Dans la première partie nous détaillons la préparation des atomes froids (piégeage et refroidissement). Dans la deuxième partie, nous nous attardons sur la possibilité de polariser les atomes avant de les faire rebondir sur l'onde évanescente. Dans la troisième partie, nous donnons les détails de la réalisation expérimentale de l'onde évanescente bichromatique. Enfin, avant de conclure, la quatrième partie de ce chapitre est dévolue à la description des méthodes de détection des atomes.

Notons dès à présent que tous les points de l'expérience ne sont pas décrits dans ce manuscrit avec la même précision puisqu'une grande partie du montage expérimental a été décrite dans des mémoires de thèse antérieurs, en particulier dans celui d'A. Landragin [27]. Nous nous sommes donc contentés de décrire sommairement les points déjà étudiés antérieurement, et nous nous sommes attardés sur les modifications apportées au montage pour réaliser l'expérience de diffraction inélastique.

### 3.1 La source d'atomes froids

Les expériences que nous allons présenter dans ce manuscrit ont été réalisées dans une enceinte à ultra-vide, dans laquelle règne un vide suffisamment bon pour éviter des pertes d'atomes par collisions avec le gaz résiduel. Nous ne détaillerons pas ici le système à vide; le lecteur pourra en trouver les détails dans la référence [27]. Les caractéristiques du système que nous nous contentons de mentionner ici sont les suivantes.

Un four chauffé à 170°C contient du rubidium à une pression de vapeur typique de quelques  $10^{-2}$  mbar. Un ensemble de microcapillaires connectent le four à une première enceinte à vide (typiquement quelques  $10^{-7}$  mbar) à l'extrémité de laquelle est placé un diaphragme de 5 mm de diamètre. Ce diaphragme permet de réaliser un vide différentiel avec une enceinte à ultra-vide (typiquement quelques  $10^{-9}$  mbar) dans laquelle sont réalisées les expériences. La distance totale entre la sortie du four et le centre de l'enceinte est de 0.9 m.

### 3.1.1 Le ralentissement

Les atomes sont ralentis depuis la sortie du four jusqu'au centre de l'enceinte ultra-vide à l'aide d'un couple de faisceaux ralentisseurs résonnants. Le ralentissement est réalisé grâce à la force de pression de radiation. La fréquence des lasers est balayée [62, 63, 64] pour maintenir les atomes en résonance avec les faisceaux pendant tout leur ralentissement. En effet, les atomes sortent du four avec une vitesse la plus probable donnée par [65]  $v_f = \sqrt{2k_B T/m} \simeq 290$  m/s pour un jet effusif ( $k_B$  est la constante de Boltzmann). Ainsi, le décalage Doppler entre un atome sortant du four et un atome à vitesse nulle est  $v_f/\lambda_0 \simeq -370$  MHz. La fréquence des lasers est donc modulée en dents de scie à une fréquence de 150 Hz avec une amplitude de l'ordre de 500 MHz pour maximiser le nombre d'atomes capturés par le piège magnéto-optique [27]. Les lasers utilisés sont deux diodes laser de 50 mW (réf. SDL 5401-G1), l'une utilisée en tant que ralentisseur est accordée sur la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$  du  $^{87}\text{Rb}$  (raie  $D_2$  à 780 nm), et l'autre utilisée en tant que repompeur est accordée sur la transition  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 2\rangle$  du  $^{87}\text{Rb}$  (raie  $D_1$  à 795 nm, voir figure 2.1). Les deux lasers sont polarisés linéairement, orthogonalement à la direction de propagation du jet. Bien que la transition utilisée pour le ralentisseur soit fermée, la présence du niveau excité  $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$  situé à 267 MHz du niveau  $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$  autorise des atomes à tomber dans le niveau fondamental  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  par émission spontanée. S'ils n'avaient pas la possibilité de revenir dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$  grâce au faisceau repompeur, ils ne seraient plus ralentis, puisque le faisceau ralentisseur est très désaccordé par rapport aux transitions  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 0, 1, 2\rangle$ , (le niveau  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  est séparé de 6.8 GHz du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ ).

### 3.1.2 Le piégeage

Les atomes ralentis arrivent donc au centre de l'enceinte avec une vitesse quasiment nulle (typiquement 17 m/s). Ils sont alors capturés par un piège magnéto-optique [66, 67] formé par la combinaison d'un gradient de champ magnétique et de trois paires de faisceaux lasers contrepropageants de polarisations  $\sigma^+/\sigma^-$ .

Le gradient de champ magnétique est créé par deux bobines placées sous vide, formées de neuf spires d'axe  $Oz$  en configuration anti-Helmholtz. Il s'agit de tubes de cuivre creux, parcourus par un courant de 20 A et refroidis par circulation interne d'eau. Nous obtenons ainsi un gradient de champ magnétique de 20 G/cm suivant l'axe  $Oz$ .

Une des particularités de notre montage est que les six faisceaux ne se croisent pas à  $90^\circ$  : deux paires de faisceaux se croisent à  $90^\circ$  dans le plan horizontal, tandis que la troisième paire de faisceaux est inclinée de  $45^\circ$  par rapport à la verticale. L'avantage d'une telle géométrie est de libérer l'axe vertical pour y installer le miroir à atomes. La conséquence de ce choix est de devoir utiliser une puissance deux fois supérieure dans les faisceaux "verticaux" à celle utilisée dans les faisceaux horizontaux (constatation expérimentale et empirique). En revanche, cette géométrie n'a pas limité les performances de notre piège magnéto-optique ni de notre mélasse optique, que ce soit pour le nombre d'atome piégés ou pour la température atteinte par rapport aux dispositifs "classiques" décrits dans la

littérature [68].

Les trois paires de faisceaux sont issues d'une même diode laser de 50 mW de puissance<sup>1</sup>. Le laser est légèrement désaccordé dans le rouge par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$  du  $^{87}\text{Rb}$  (empiriquement, l'optimum du chargement du piège a été trouvé à  $-10$  MHz de la transition). La largeur de raie de cette diode libre est typiquement de l'ordre de 15 MHz. La largeur naturelle de la transition est pour sa part de 5.89 MHz. Nous avons donc affiné la largeur de raie de la diode par une technique d'injection optique. Pour cela, nous disposons d'une diode laser DBR (Distributed Bragg Reflector, réf. Yokogawa YL78XNW/S) dont la largeur de raie est d'environ 1.5 MHz et dont la puissance n'est que de 5 mW. Cette diode est utilisée comme oscillateur local (laser maître) et est amplifiée par injection dans la diode laser SDL (diode esclave). Nous obtenons alors un laser de 50 mW de puissance dont la largeur de raie est voisine de 1.5 MHz.

Le laser maître est asservi en fréquence : le courant de la diode laser est modulé à 200 kHz. Une photodiode détecte le signal d'une absorption saturée. Ce signal est démodulé à 200 kHz grâce à une détection synchrone produisant ainsi un signal d'erreur réinjecté sur le courant de la diode. En pratique, nous utilisons le signal correspondant au croisement de raie des transitions  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$ . Afin de contrôler la fréquence des faisceaux du piège par ordinateur, la fréquence de la diode esclave est décalée par un montage en oeil de chat utilisant un modulateur acousto-optique en double passage fonctionnant dans l'ordre  $+1$ . La fréquence acoustique peut être changée électroniquement entre 102 et 128 MHz sans variation significative de la puissance lumineuse ni variation de direction du faisceau en sortie de l'oeil de chat. Le faisceau de sortie est alors utilisé pour l'injection de la diode esclave pour n'importe laquelle de ces fréquences de modulation. Le décalage en fréquence de la diode esclave qui en résulte varie donc du double de la plage de modulation (de 204 à 256 MHz).

La puissance des faisceaux du piège est également contrôlée par ordinateur : le faisceau issu de la diode esclave est envoyé dans un modulateur acousto-optique fonctionnant dans son ordre  $-1$ , dont la fréquence est fixe et égale à 90 MHz. En modifiant électroniquement la puissance de l'onde radio-fréquence envoyée dans le modulateur acousto-optique, on est capable de contrôler la puissance lumineuse présente dans l'ordre  $-1$ . Il convient de noter que pour éteindre complètement le faisceau, nous avons ajouté un obturateur mécanique sur le trajet du faisceau. En effet, même si la puissance envoyée dans le modulateur acousto-optique est nulle, il existe toujours un peu de lumière parasite dans la direction

---

1. Le montage précédent [27] utilisait une diode laser de 100 mW de marque SDL (seule compagnie à fournir des diodes de cette puissance à 780 nm). A la mort de cette diode laser, nous avons été contraints d'utiliser une diode laser de 50 mW de la même marque, puisque cette compagnie a arrêté la production des diodes de 100 mW de puissance. Nous aurions pu utiliser deux diodes de 50 mW de puissance pour contrecarrer ce problème au prix d'une complication du montage expérimental. Nous nous sommes contentés de réduire le diamètre des faisceaux, permettant ainsi de garder une saturation équivalente au montage précédent au centre des faisceaux. La conséquence d'un tel choix a été une réduction du nombre d'atomes piégés. Néanmoins, le nombre obtenu a été suffisant pour réaliser nos expériences. Il est à noter qu'au moment de la rédaction de ce manuscrit, SDL a complètement abandonné la productions des diodes lasers à 780 nm.

de l'ordre  $-1$  qui est susceptible de parasiter notre expérience : sans cet obturateur, nous voyons l'effet de cette lumière sur la qualité de la mélasse optique (voir paragraphe 3.1.4). Finalement, le désaccord des faisceaux pièges  $\delta/2\pi$  par rapport à la transition atomique peut donc être varié entre 0 MHz et  $-52$  MHz. La figure 3.1 résume la position des fréquences des lasers maître et esclave par rapport à la fréquence de la transition atomique, ainsi que la procédure expérimentale pour obtenir un désaccord  $\delta$  contrôlé via les deux modulateurs acousto-optique.

Pour les mêmes raisons que lors du ralentissement, il est nécessaire d'adjoindre aux faisceaux du piège un faisceau repompeur pour "récupérer" les atomes tombés dans le niveau fondamental  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  par émission spontanée. Nous utilisons donc à nouveau un faisceau repompeur (diode laser Hitachi de 30 mW et de largeur de raie de 40 MHz environ) asservi en fréquence sur la raie  $D_1$  et sur la transition  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 2\rangle$ . La technique d'asservissement est la même que celle utilisée sur la diode maître des faisceaux piège. Notons que le choix de la raie  $D_1$  facilite l'asservissement de cette diode puisque la structure hyperfine de la raie  $D_1$  est plus simple et plus étalée que celle de la raie  $D_2$ . Le faisceau est alors superposé aux faisceaux piège grâce à un cube séparateur de polarisations (voir ref [27]). Au final, comme pour les faisceaux piège, la polarisation du faisceau repompeur est circulaire (elle est orthogonale à celle des faisceaux piège puisque les deux faisceaux passent dans les mêmes lames quart d'onde).

Les paramètres du chargement du piège sont donc les suivants :

- désaccord  $\delta/2\pi = -10$  MHz par rapport à la transition atomique  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 3\rangle$ , largeur de raie environ 1.5 MHz.
- utilisation de faisceaux dont la taille typique est de 10 mm (de rayon à  $1/e^2$ ), conduisant à une intensité au centre des faisceaux de  $5 \text{ mW/cm}^2$  pour les faisceaux horizontaux et de  $10 \text{ mW/cm}^2$  pour le faisceau vertical. Le paramètre de saturation vaut donc<sup>2</sup>  $s = 2$  au centre du piège en considérant une transition fermée et en ajoutant indépendamment les intensités des six faisceaux du piège.
- gradient de champ magnétique de 20 G/cm suivant l'axe  $Oz$  et 10 G/cm suivant les axes  $Ox$  et  $Oy$ .

Le nombre d'atomes piégés est évalué par la mesure de la fluorescence des atomes dans le piège. Un système d'imagerie permet de conjuguer le piège sur une photodiode dont la sensibilité est connue. La calibration de tout le système (notamment l'angle solide de détection) permet de donner une estimation approximative du nombre d'atomes dans le piège. En supposant que le coefficient Clebsch-Gordan de la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 3\rangle$  est égal à<sup>3</sup> 1 et après un chargement de 2 secondes, nous obtenons

---

2. Défini par  $s = I/I_{sat}/(1 + 4\delta^2/\Gamma^2)$

3. En fait, il est inférieur à 1 ce qui rend notre estimation pessimiste. Néanmoins, la précision de notre estimation ne justifie pas de prendre en compte le coefficient exact.

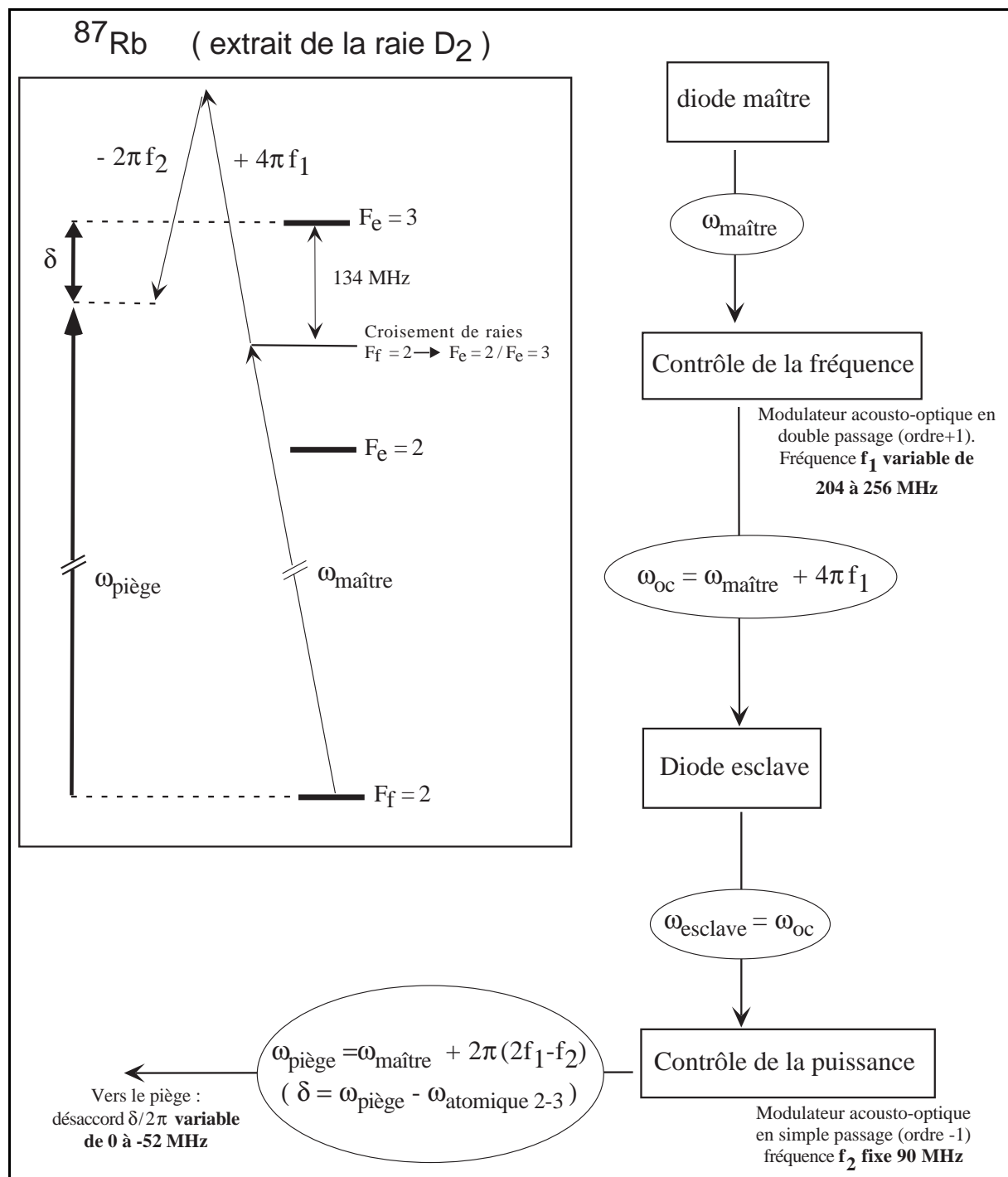


FIG. 3.1: Schéma de principe et diagramme d'énergie résumant la synthèse des fréquences des faisceaux piège. Seulement trois niveaux de la structure hyperfine de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  sont représentés.

typiquement  $1.2 \times 10^8$  atomes. La dimension typique du piège est alors comprise entre 1.5 mm et 1 mm (largeur totale à mi-hauteur).

La phase de chargement étant terminée, les faisceaux de ralentissement sont obturés et les paramètres du piège sont modifiés afin de comprimer et refroidir les atomes. Nous allons dans un premier temps décrire une phase de compression du nuage atomique. Son rôle est de réduire la taille du nuage atomique afin de maximiser le nombre d'atomes incidents sur notre miroir à onde évanescente puisque la taille typique du miroir est inférieure à  $1 \text{ mm}^2$ . Cette phase est suivie d'une étape supplémentaire de refroidissement appelée mélasse optique [68]. En effet, les paramètres précédents sont optimisés pour capturer les atomes et un refroidissement additionnel peut être appliqué simplement. La durée totale de ces deux phases est courte à l'échelle de la durée totale de l'expérience (typiquement 2 s) puisqu'elle n'excède pas 14 ms.

### 3.1.3 La compression spatiale du nuage

La taille du piège est limitée par les répulsions entre atomes. Le mécanisme responsable de ces répulsions est la diffusion multiple de photons entre les atomes du piège [69]. Il s'établit alors un équilibre entre la force de répulsion entre les atomes (provenant du recul subi par l'atome lié à l'émission spontanée et la réabsorption de photons dans le piège) et la force de rappel du potentiel piégeant. La stratégie employée pour réduire la taille du nuage atomique est de diminuer le nombre de photons échangés entre les atomes en réduisant le paramètre de saturation des faisceaux. Ce faisant, les atomes sont moins retenus par le piège. Un compromis doit alors être trouvé pour ne pas perdre trop d'atomes. Un optimum a été trouvé en baissant l'intensité des faisceaux de 50% et en augmentant le désaccord des faisceaux jusqu'à  $\delta/2\pi = -40 \text{ MHz}$ . Le paramètre de saturation au centre des faisceaux du piège est alors de  $7 \times 10^{-2}$ . La durée pendant laquelle ces conditions sont maintenues est de 5 ms. La perte d'atomes pendant cette phase est inférieure à 20% et la taille du nuage est légèrement réduite (largeur totale à mi-hauteur inférieure à 1 mm).

L'utilité de la phase de compression pourrait être discutée. En effet, elle avait été mise en place à l'époque où nous disposions de faisceaux lasers plus grands (voir paragraphe 3.1.2). A l'issue du chargement, le piège était près de deux fois plus gros que celui que nous obtenons avec le montage actuel. Pour garder un nombre d'atomes satisfaisant, nous avons effectué une compression beaucoup moins sévère que celle décrite dans la référence [27]: elle dure deux fois moins longtemps et la réduction d'intensité est un peu moins prononcée. Nous l'avons néanmoins utilisée puisque grâce à elle, nous avons pu maximiser le signal de rechute des atomes après un rebond. L'optimum correspond à un compromis entre la compression spatiale et la compression dans l'espace des vitesses du nuage d'atomes froids avant le rebond.

### 3.1.4 Le refroidissement par mélasse optique

Immédiatement après la phase de compression, le champ magnétique créé par les bobines du quadropôle est coupé en  $200 \mu\text{s}$ . Les atomes ne sont alors plus piégés, mais seulement



refroidis par le mécanisme de refroidissement Sisyphe [70, 71]. L'optimisation de la durée et des paramètres de la mélasse est réalisée en mesurant le nombre d'atomes et la température selon l'axe  $Oz$  par temps de vol<sup>4</sup>. La durée de la mélasse est de 14 ms. Cette durée est suffisante pour atteindre un équilibre thermique dans le nuage mais assez courte pour ne pas perdre les atomes par diffusion spatiale ni par collision avec le gaz résiduel.

Afin d'obtenir un refroidissement efficace sans perte d'atomes, il est nécessaire d'avoir un champ magnétique (quasiment) nul dans la mélasse optique. Or, l'environnement magnétique de l'expérience est très perturbé par la présence de divers éléments dont, par exemple, une pompe ionique. Pour minimiser le champ magnétique au centre de l'enceinte à vide, nous avons donc recours à l'utilisation de trois paires de bobines de champ magnétique additionnelles. Elles sont situées en dehors de l'enceinte à vide et sont montées dans une configuration de Helmholtz. Elles ont une taille typique de 75 cm (deux bobines sont carrées et une est circulaire) et sont espacées de 30 cm. Une des trois paires a pour axe, l'axe vertical tandis que les axes des deux autres sont dans le plan horizontal. Elles permettent de contrôler le champ magnétique à 10 mG environ sur le volume du nuage atomique. L'optimisation (annulation) du champ magnétique s'effectue en observant l'expansion du nuage atomique pendant une phase de mélasse de quelques secondes à l'aide de deux caméras dont les angles de vue sont perpendiculaires. Lorsque l'expansion du nuage est isotrope, le champ magnétique est compensé.

Au final, les caractéristiques typiques du nuage d'atomes au moment de leur lâcher sont les suivantes : après deux secondes de chargement suivies de quelques millisecondes de compression et de refroidissement, nous avons de l'ordre de  $10^8$  atomes avec une distribution Gaussienne en vitesse et en position dont les écarts types sont  $\sigma_v = 7v_{rec}$  (soit une température égale à  $18 \mu\text{K}$ ) et  $\sigma_r = 0.35 \text{ mm}$ . La densité au centre correspondante est de  $1.4 \times 10^{11} \text{ At/cm}^3$ .

## 3.2 Le pompage optique

A la fin de la mélasse optique, les atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  sont dans le niveau  $F = 2$  de l'état fondamental  $5S_{1/2}$  et répartis entre les 5 sous-niveaux Zeeman du niveau  $F = 2$ . Il est d'ailleurs très difficile de prédire la répartition exacte des atomes dans les 5 sous-niveaux, car des phénomènes de pompage optique locaux peuvent intervenir suivant la position de l'atome dans la mélasse optique<sup>5</sup>. Afin de contrôler et de connaître l'état interne des atomes incidents sur le miroir/réseau, nous avons opéré une phase de pompage

---

4. Nous avons vérifié que la température dans les trois directions du nuage est homogène. Pour cela, nous avons mesuré l'expansion balistique du nuage atomique dans le plan  $xOy$  au moyen d'une caméra placée sur l'axe  $Oz$  et qui détecte la fluorescence des atomes lors de leur passage dans une sonde dont la hauteur peut être changée (voir paragraphe 3.4.3). Nous avons donc pu mesurer la température dans le plan horizontal et vérifier la compatibilité du résultat avec les mesures donnée par temps de vol dans la direction  $Oz$ .

5. Il est néanmoins possible de mesurer la répartition des atomes dans les sous-niveaux Zeeman par différents moyens. Par exemple, nous la mesurerons au paragraphe 6.3.2.1 du chapitre 6 lors de l'étude du seuil de réflexion du miroir magnétique.

optique [72] dans les millisecondes qui suivent l'extinction des faisceaux de la mélasse optique. La technique que nous utilisons permet de préparer les atomes dans les sous-niveaux magnétiques extrêmes  $M_f = \pm 2$ .

Nous appliquons sur le nuage d'atomes une impulsion de lumière en résonance avec la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$  dont la polarisation est  $\sigma^+$  (ou  $\sigma^-$ ). Le sous-niveau magnétique  $M_f = +2$  (resp.  $M_f = -2$ ) est noir vis-à-vis de la lumière polarisée  $\sigma^+$  (resp.  $\sigma^-$ ). En revanche, un atome dans tout autre sous-niveau magnétique peut absorber des photons, et par émission spontanée, il peut retomber dans un autre sous-niveau (voir figure 3.2). De proche en proche, quel que soit le niveau de départ, il a une chance de tomber dans le niveau  $M_f = +2$  (resp.  $M_f = -2$ ) d'où il ne pourra plus sortir : il s'agit alors d'un niveau piège.

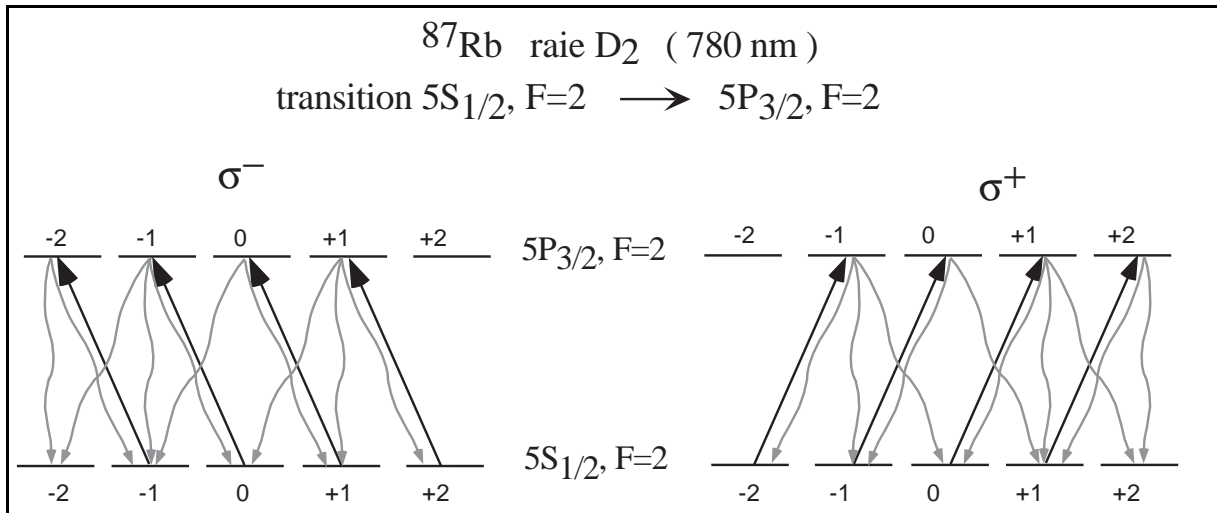


FIG. 3.2: *principe du pompage optique utilisant la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$  du  $^{87}\text{Rb}$ . Pour une polarisation  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ), l'atome est pompé dans le sous-niveau magnétique  $M_f = +2$  ( $M_f = -2$ ). Les flèches noires représentent les photons absorb es dans le faisceau et les flèches grises, les photons émis par émission spontanée.*

Afin de définir un axe de quantification et de maintenir les atomes dans le sous-niveau souhaité, nous appliquons un champ magnétique directeur de 620 mG pendant toute l'expérience. Nous allons dans un premier temps donner quelques éléments théoriques permettant de décrire la dynamique du pompage optique. Dans un deuxième temps, nous décrirons comment, expérimentalement, nous avons r ealis e le pompage optique. Nous verrons que les particularités de notre enceinte à vide ont impos e nos choix expérimentaux. Nous montrerons dans un troisième temps l'intérêt de faire tourner le champ magnétique directeur pendant la chute des atomes.

### 3.2.1 Dynamique du pompage optique

Afin d'évaluer le nombre moyen de photons que diffuse un atome pour être pompé dans le niveau noir  $|5S_{1/2}, F = 2, M_f = \pm 2\rangle$ , nous allons utiliser les équations de taux. Ce faisant, nous supposons que les cohérences optiques et les cohérences Zeeman s'amortissent suffisamment vite pour être ignorées lors de cette évaluation [49]<sup>6</sup>. A l'instant  $t = 0$ , on illumine les atomes par une onde laser de polarisation  $\sigma^+$ , en résonance avec la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$ . On note  $\Pi_i$  les populations des niveaux  $M_f = i$  avec  $i = \pm 2, \pm 1, 0$  et  $C_{a,b}$  le coefficient de Clebsch-Gordan décrivant la transition dipolaire électrique entre les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_f = a\rangle$  et  $|5P_{3/2}, F = 2, M_f = b\rangle$ . Nous nous plaçons dans le cas où le paramètre de saturation  $s$  est faible, nous pouvons donc éliminer adiabatiquement le niveau excité. Les populations obéissent alors aux équations de taux [73] :

$$\begin{aligned}
\frac{2}{s\Gamma} \frac{d\Pi_{-2}}{dt} &= -(C_{-2,-1}C_{-1,-1} + C_{-2,-1}C_{-1,0})\Pi_{-2}(t) \\
\frac{2}{s\Gamma} \frac{d\Pi_{-1}}{dt} &= C_{-2,-1}C_{-1,-1}\Pi_{-2}(t) - (C_{-1,0}C_{0,0} + C_{-1,0}C_{0,1})\Pi_{-1}(t) \\
\frac{2}{s\Gamma} \frac{d\Pi_0}{dt} &= C_{-2,-1}C_{-1,0}\Pi_{-2}(t) + C_{-1,0}C_{0,0}\Pi_{-1}(t) - (C_{0,1}C_{1,1} + C_{0,1}C_{1,2})\Pi_0(t) \\
\frac{2}{s\Gamma} \frac{d\Pi_{+1}}{dt} &= C_{-1,0}C_{0,1}\Pi_{-1}(t) + C_{0,1}C_{1,1}\Pi_0(t) - C_{1,2}C_{2,2}\Pi_{+1}(t) \\
\frac{2}{s\Gamma} \frac{d\Pi_{+2}}{dt} &= C_{0,1}C_{1,2}\Pi_0(t) + C_{1,2}C_{2,2}\Pi_{+1}(t)
\end{aligned} \tag{3.1}$$

pour résoudre ces équations, on pose :

$$\begin{aligned}
\Gamma_{-2} &= (C_{-2,-1}C_{-1,-1} + C_{-2,-1}C_{-1,0})\frac{s\Gamma}{2} \simeq 0.64\frac{s\Gamma}{2} \\
\Gamma_{-1} &= (C_{-1,0}C_{0,0} + C_{-1,0}C_{0,1})\frac{s\Gamma}{2} \simeq 0.50\frac{s\Gamma}{2} \\
\Gamma_0 &= (C_{0,1}C_{1,1} + C_{0,1}C_{1,2})\frac{s\Gamma}{2} \simeq 0.70\frac{s\Gamma}{2} \\
\Gamma_{+1} &= C_{1,2}C_{2,2}\frac{s\Gamma}{2} \simeq 0.47\frac{s\Gamma}{2}
\end{aligned} \tag{3.2}$$

De plus, on suppose que les atomes sont initialement répartis de façon uniforme parmi les 5 sous-niveaux :

$$\Pi_{-2}(t=0) = \Pi_{-1}(t=0) = \Pi_0(t=0) = \Pi_{+1}(t=0) = \Pi_{+2}(t=0) = \frac{1}{5} \tag{3.3}$$

Les formules analytiques étant extrêmement lourdes à écrire, nous ne donnons que

---

6. Dans l'approximation des faibles vitesses et des faibles intensités, on peut montrer que les cohérences optiques et Zeeman ne sont pas couplées aux populations.

l'application numérique :

$$\begin{aligned}
\Pi_{+2}(t) &= 1 - (9.10e^{-\Gamma_{+1}t} + 0.31e^{-\Gamma_0t} - 8.47e^{-\Gamma_{-1}t} - 0.12e^{-\Gamma_{-2}t}) \\
\Pi_{+1}(t) &= 9.07e^{-\Gamma_{+1}t} + 1.48e^{-\Gamma_0t} - 9.00e^{-\Gamma_{-1}t} - 1.35e^{-\Gamma_{-2}t} \\
\Pi_0(t) &= -1.17e^{-\Gamma_0t} + 1.37e^{-\Gamma_{-2}t} \\
\Pi_{-1}(t) &= 0.54e^{-\Gamma_{-1}t} - 0.34e^{-\Gamma_{-2}t} \\
\Pi_{-2}(t) &= 0.2e^{-\Gamma_{-2}t}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Remarquons que la population de l'état  $|5S_{1/2}, F = 2, M_f = 0\rangle$  ne comporte pas de terme en  $e^{-\Gamma_{-1}t}$ . Ceci est dû au fait que le coefficient de Clebsch-Gordan  $C_{0,0}$  est nul.  $\Pi_0$  ne peut donc pas être alimenté par  $\Pi_{-1}$  par action d'une lumière de polarisation  $\sigma^+$ .

Nous nous intéressons à la population du sous-niveau magnétique  $|5S_{1/2}, F = 2, M_f = +2\rangle$  (l'onde est polarisée  $\sigma^+$ ). L'évolution de la population  $\Pi_{+2}(t)$  en fonction du temps est donnée par le graphe de la figure 3.3.

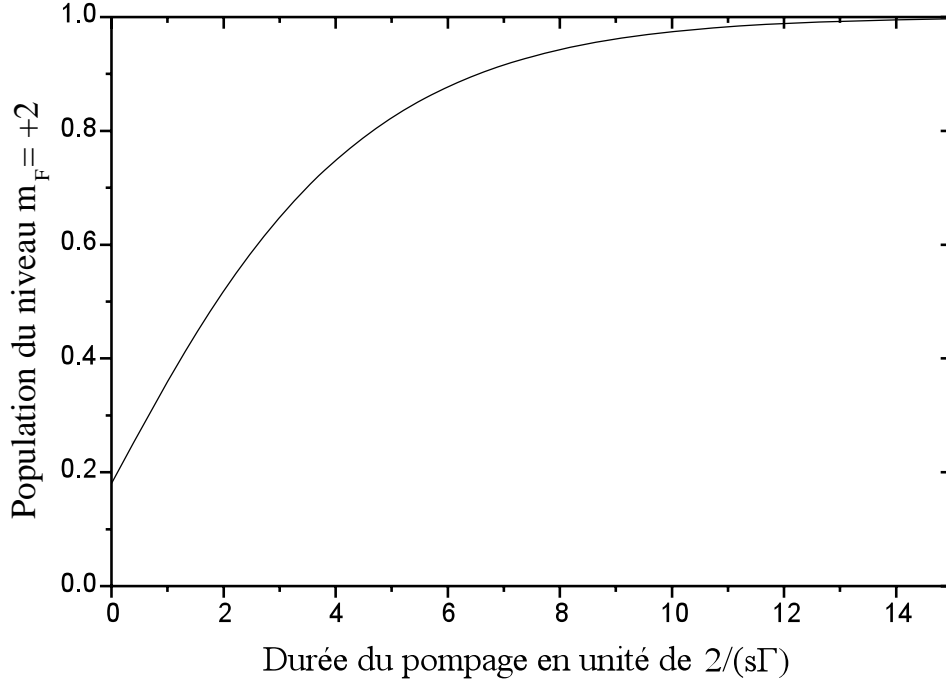


FIG. 3.3: Evolution de la population du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_f = +2\rangle$  sous l'action d'une onde de polarisation  $\sigma^+$  en résonance avec la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$ . A l'instant  $t = 0$ , les populations des 5 sous-niveaux Zeeman sont égales à  $1/5$  et l'onde est appliquée avec un paramètre de saturation égal à  $s$ .

Nous désirons maintenant estimer le nombre moyen de photons diffusés par atome. Pour cela, nous allons utiliser les expressions populations données dans les équations 3.4. Le nombre moyen de cycles de fluorescence à partir du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F \neq +2\rangle$  est donné par :

$$\langle n_{dif, M_F} \rangle = \int_0^\infty \frac{\Gamma_S}{2} \Pi_{M_f}(t) dt \tag{3.5}$$

En utilisant les équations 3.2 et 3.4, nous pouvons remarquer que  $\langle n_{dif, M_F} \rangle$  est indépendant de  $s$ . Nous pouvons nous y attendre, car seuls les coefficients de Clebsch-Gordan doivent intervenir : en régime de faible saturation, l'intensité du laser ne fait varier que la vitesse à laquelle les atomes sont pompés ; le nombre de photons diffusés par atome est quant à lui indépendant de l'intensité.

Grâce au choix des conditions initiales données par 3.3, il est facile d'obtenir  $\langle n_{dif} \rangle$  : il suffit de sommer les quatre  $\langle n_{dif, M_F \neq +2} \rangle$ . On trouve :

$$\langle n_{dif} \rangle = \sum_{M_F \neq +2} \langle n_{dif, M_F} \rangle = 0.3 + 0.5 + 0.5 + 1.3 = 2.6 \quad (3.6)$$

Chaque atome diffuse donc en moyenne 2.6 photons<sup>7</sup> pour être pompé dans le niveau  $M_f = +2$ . A partir de ce chiffre, nous évaluerons dans le paragraphe suivant, le chauffage transverse induit par le pompage optique.

### 3.2.2 Réalisation expérimentale

Pour réaliser le pompage optique nous avons utilisé une diode laser (de la marque Hitachi modèle 6E4723) délivrant 50 mW de puissance et de largeur de raie de quelques dizaines de MégaHertz. Pour les mêmes raisons que pour la diode laser nous servant à produire les faisceaux du piège, nous avons affiné sa largeur de raie en injectant une partie des faisceaux du piège. Ainsi, la largeur de raie de la diode de pompage est identique à celle de la diode DBR utilisée pour injecter la diode du piège. La fréquence de la diode de pompage optique est donc au plus proche à  $267 - 52 = 215$  MHz de la transition voulue ( $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$ ). Nous avons donc décalé sa fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique (Crystal Technology modèle 3200-124-11732) travaillant dans l'ordre  $-1$  autour de 250 MHz. Le faisceau est ensuite agrandi à l'aide d'un télescope. Sa polarisation est rendue circulaire grâce à la combinaison d'un cube séparateur de polarisations (utilisé en polariseur) et d'une lame quart d'onde. Finalement, il est envoyé dans l'enceinte à vide et est rétroréfléchi pour éviter de pousser les atomes par pression de radiation. Nous pouvons réaliser des impulsions lumineuses de quelques millisecondes grâce à un interrupteur radio-fréquence rapide (Minicircuit modèle ZFSWHA 1-20) inséré entre la source de radio-fréquence et le modulateur acousto-optique. Cet interrupteur est piloté par l'ordinateur de gestion de l'expérience grâce à des signaux TTL. Pour couper totalement le faisceau, nous avons inséré dans le montage optique un obturateur mécanique (au foyer du télescope). Il permet de ne pas perturber les atomes après rebond, pendant leur remontée. Il réagit avec un retard de typiquement 5 ms, et met 2 ms à totalement obturer le faisceau. Lorsque cela est nécessaire, ces retards sont incorporés dans le programme de gestion de l'expérience.

La saturation du faisceau de pompage que nous avons utilisé pendant nos expériences est de l'ordre de  $s = 0.3$ . A partir du graphe de la figure 3.3, nous pouvons donc estimer le temps nécessaire à ce que 90% des atomes soient pompés dans le niveau  $|5S_{1/2}, F =$

---

7. Comme attendu par une estimation intuitive, ce chiffre est proche de la moitié du nombre de sous-niveaux du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ .

$2, M_F = +2\rangle$  : il faut  $t_p^m \simeq 7 \times (2/s\Gamma)$  secondes. L'application numérique donne  $t_p^m \simeq 1.3$  microsecondes. En réalité nous avons utilisé des impulsions lumineuses de l'ordre de  $t_p^e = 5$  millisecondes, ce qui est clairement suffisant. Le fait que  $t_p^e \gg t_p^m$  ne pose pas de problème car le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$  est un niveau noir.

La présence du niveau  $|5P_{3/2}, F = 1\rangle$  dans la structure fine du niveau excité à seulement 157.1 MHz du niveau  $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$ , autorise des atomes à peupler le niveau excité  $|5P_{3/2}, F = 1\rangle$ . Les atomes peuvent alors retomber dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  de l'état fondamental par émission spontanée. De tels atomes sont alors perdus pour le pompage optique, ainsi que pour le reste de l'expérience. Nous avons observé expérimentalement qu'effectivement, 80% des atomes étaient perdus. Afin de remédier à ce problème, nous avons prélevé une petite partie du faisceau repompeur du piège. Nous l'avons alors acheminé indépendamment des autres faisceaux sur la zone de pompage optique, et nous avons installé sur son trajet un obturateur mécanique afin de pouvoir l'allumer et l'éteindre indépendamment du faisceau repompeur du piège. Entre la phase de mélasse et celle de pompage optique, les atomes n'ont pas le temps de bouger. Ils sont donc localisés sur leur zone de piégeage. L'alignement optique est donc aisé : il suffit de réaliser un piège avec comme repompeur, uniquement ce faisceau. Sa taille est de l'ordre de 1 cm (largeur totale à mi-hauteur) et sa puissance est réglée empiriquement au cours de la phase d'optimisation du pompage optique. L'efficacité du faisceau repompeur est totale puisque grâce à sa présence nous n'avons pas détecté de perte d'atomes pendant le pompage optique.

Afin de ne pas expulser les atomes de la zone de piégeage, nous avons rétroréfléchi le faisceau de pompage optique. Les atomes sont tout de même légèrement chauffés par les cycles d'absorption/émission spontanée de photons. En effet, pour finir dans l'état noir, les atomes absorbent et émettent en moyenne  $N = 2.6$  photons (voir paragraphe 3.2.1). Calculons le chauffage dû à l'absorption des 2.6 photons. Il s'agit uniquement d'un chauffage dans la direction du faisceau. Il s'écrit :

$$\sigma_1 = \sqrt{N}v_{rec} \quad (3.7)$$

En revanche, le chauffage dû à l'émission des photons spontanés, est isotrope. Il s'écrit donc dans une direction donnée :

$$\sigma_2 = \sqrt{N/3}v_{rec} \quad (3.8)$$

Ainsi, le chauffage total maximum est le long de la direction de pompage optique, et il s'écrit :

$$\sigma_{ch} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{N}v_{rec} \simeq 2v_{rec} \quad (3.9)$$

Le chauffage maximum induit par le faisceau de pompage optique est donc faible : il est de l'ordre de 2 vitesses de recul d'un atome. Il a donc peu d'influence sur la largeur de la distribution en vitesse initiale ( $7v_{rec}$ ) car il doit être sommé quadratiquement à cette distribution.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 3.4. Nous avons représenté le faisceau de pompage optique et la position des faisceaux du piège par rapport à l'enceinte à vide

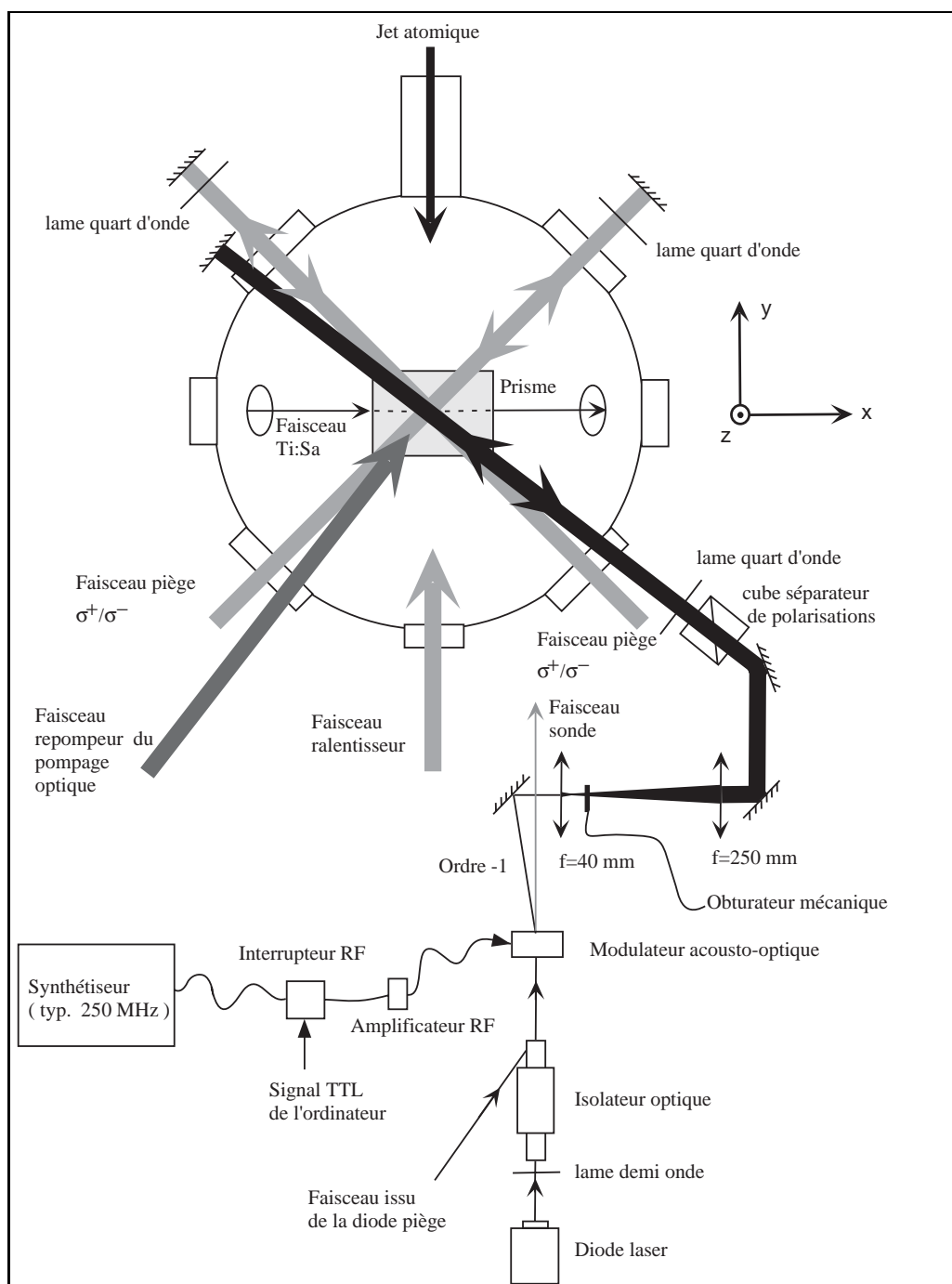


FIG. 3.4: Schéma de l'expérience dans le plan horizontal. En traits gris sont représentés les deux paires horizontales de faisceaux du piège ainsi que les faisceaux du ralentisseur. En traits noirs sont représentés les faisceaux du pompage optique (faisceau principal et faisceau repompeur). Le montage optique n'est détaillé que pour le faisceau principal. On a également représenté la provenance du faisceau sonde. Enfin, le faisceau Ti:Sa est représenté à l'intérieur de l'enceinte.

dans le plan horizontal. Nous avons également représenté le prisme à onde évanescente ainsi que la direction dans laquelle le laser Ti:Sa se propage (voir paragraphe 3.3.1).

Nous voyons sur la figure 3.4 que l'axe suivant lequel nous réalisons le pompage optique est différent de l'axe  $Oy$  (axe de quantification dans l'onde évanescente, imposé par la direction de propagation du laser Ti:Sa). En effet, il était compliqué expérimentalement de rétrofléchir le faisceau du pompage optique suivant l'axe  $Oy$ , puisqu'il aurait fallu mettre le miroir de renvoi à l'intérieur de l'enceinte à vide. On comprend bien que les réglages de l'orientation du faisceau auraient alors été très difficiles à réaliser. Nous avons donc utilisé les fenêtres disponibles sur l'enceinte, et notre choix s'est porté sur un axe à  $45^\circ$  de l'axe  $Oy$ . Nous avons alors appliqué un champ magnétique de typiquement 620 mG le long de cet axe, et polarisé le faisceau circulairement. Le faisceau est donc polarisé  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$  par rapport à l'axe de pompage, suivant que le faisceau est initialement polarisé circulaire droit ou gauche.

Pour appliquer le champ magnétique directeur, nous utilisons les deux paires de bobines employées pour compenser le champ magnétique pendant la phase de mélasse, dont l'axe est horizontal. Leurs axes sont justement à  $45^\circ$  des axes  $Ox$  et  $Oy$  comme indiqué sur la figure 3.5.

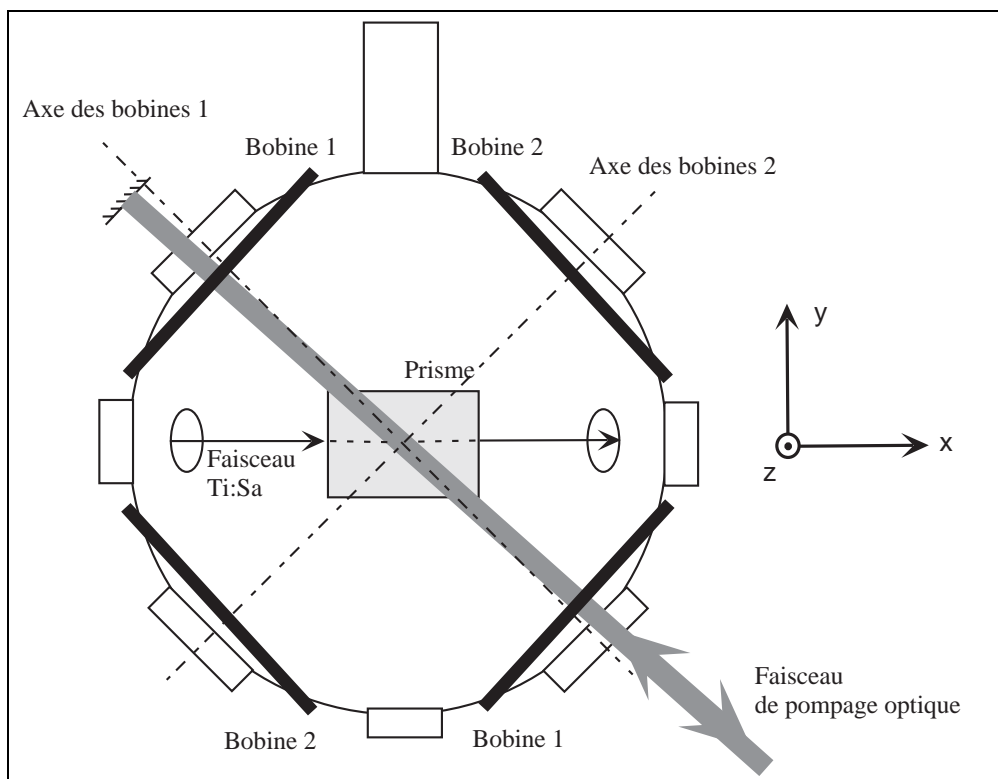


FIG. 3.5: Positions relatives du faisceau de pompage optique et des deux paires de bobines de compensation ayant leur axe dans le plan vertical.



Les bobines sont constituées de  $N = 96$  spires carrées de  $a = 75$  cm de côté. Les deux bobines formant une paire sont espacées de  $2b = 30$  cm. La résistance de chaque bobine est  $R = 32 \Omega$ . Au centre de l'enceinte, le champ créé le long de l'axe par chacune des paires de bobines est donc donné par :

$$B = \frac{\mu_0 V}{2\pi R} \frac{a^2}{(b^2 + a^2/4) \sqrt{b^2 + a^2/2}} \quad (3.10)$$

où  $V$  est la tension appliquée aux bobines. L'application numérique donne donc :

$$B = 0.075 \times V \quad (3.11)$$

où  $V$  est exprimé en Volts et  $B$  en Gauss. Nous avons réalisé un circuit électronique permettant de réaliser au cours de l'expérience soit des changements rapides de la tension (inférieurs à la milliseconde), soit des rampes de tensions dont la durée et les valeurs initiales et finales, sont contrôlées par l'ordinateur de gestion de l'expérience. Après la phase de mélasse, il est donc possible d'ajouter à la paire de bobine 1 (voir figure 3.5) une tension afin de créer un champ directeur suivant l'axe du faisceau de pompage optique. La tension appliquée est de 8.3 V et l'amplitude du champ directeur vaut 620 mG.

**Remarque :** Nous voyons sur la figure 3.5 que l'axe des bobines 1 n'est pas strictement confondu avec l'axe du faisceau de pompage optique. Ils font en réalité un angle de  $2^\circ$ . Le champ directeur a donc une composante orthogonale au faisceau, dont l'amplitude est de l'ordre de 20 mG. Ce champ est de l'ordre de grandeur de la compensation que nous sommes capables de réaliser pendant la phase de mélasse optique, c'est pourquoi nous négligeons son influence sur l'expérience.

L'optimisation ainsi que l'évaluation de l'efficacité du pompage optique repose sur les caractéristiques des spectres de diffraction que nous avons obtenus. Nous avons donc préféré détailler ces deux points en annexe (annexe A). Pour plus de clarté, nous conseillons au lecteur de lire la partie décrivant les spectres de diffraction ( 4.2.1.1) avant de lire l'annexe.

### 3.2.3 Contrôle de la direction de l'axe de quantification

Nous avons mentionné précédemment que l'axe selon lequel les atomes sont pompés optiquement est différent de l'axe de quantification utilisé dans la description théorique de la diffraction.

Rappelons que dans l'onde évanescente, l'axe de quantification est imposé par la direction de propagation du laser Ti:Sa. il s'agit de l'axe orienté  $Oy$  sur notre expérience (voir les figures 3.4 et 3.5). Il faut donc que la polarisation des atomes soit définie par rapport à l'axe  $Oy$ . Pour satisfaire cette condition, nous avons mis à profit les 60 ms pendant lesquelles les atomes sont en chute libre avant d'atteindre le prisme :

Pendant la chute des atomes, nous tournons adiabatiquement la direction du champ magnétique directeur pour la faire finalement coïncider avec l'axe  $Oy$ . Pour cela, à l'issue

de la phase de pompage optique, nous appliquons une rampe de tension à la paire de bobines 2 pour finalement créer des champs égaux avec les deux paires de bobines. Le champ directeur est alors aligné le long de l'axe  $Oy$ .

La condition d'adiabaticité peut être testée en comparant la fréquence de précession du spin de l'atome autour du champ directeur (fréquence de Larmor notée  $\omega_L/2\pi$ ) et la fréquence instantanée de rotation du champ (notée  $\omega_B/2\pi$ ). Nous négligerons la variation de l'amplitude du champ directeur pendant la rotation. En effet, le champ créé par les bobines 1 est maintenu constant et égal à 620 mG, tandis que le champ créé par les bobines 2 passe de 0 à 620 mG. La valeur finale du champ directeur est  $\sqrt{2} \times 620 \simeq 880$  mG. Pour le calcul de  $\omega_L/2\pi$ , nous prendrons la valeur initiale du champ directeur car c'est la plus restrictive en ce qui concerne la condition d'adiabaticité.

Pour un champ magnétique d'amplitude  $\mathcal{B}$ , la fréquence de Larmor est donnée par la relation :

$$\omega_L = -g_F \frac{e}{2m} M_f \mathcal{B} \quad (3.12)$$

où  $g_F$  est le facteur de Landé,  $e$  la charge de l'électron et  $M_f$  le sous-niveau Zeeman de l'atome. Lorsque  $\mathcal{B}$  est exprimé en Gauss, pour un atome de Rb, on a pour le niveau  $M_f = +2$  :

$$\frac{\omega_L}{2\pi} = 1.4 \text{ MHz} \times \mathcal{B} \quad (3.13)$$

L'application numérique donne pour un champ de 620 mG et un atome de Rb dans le sous-niveau  $M_f = 2$  :

$$\frac{\omega_L}{2\pi} = 870 \text{ kHz} \quad (3.14)$$

Dans notre expérience, la durée pendant laquelle le champ directeur est tourné de  $45^\circ$  est de 10 ms. Il en résulte :

$$\omega_B/2\pi = 12.5 \text{ Hz} \quad (3.15)$$

Les conditions d'adiabaticité sont donc largement vérifiées puisque  $\omega_B \ll \omega_L$ .

L'évaluation de l'efficacité du pompage optique suivi de l'orientation de l'axe de quantification selon l'axe  $Oy$ , nous a montré que plus de 93% des atomes étaient pompés dans le sous-niveau magnétique voulu (voir annexe A). Ce résultat très satisfaisant sera extrêmement utile lors de nos expériences.

## 3.3 Le réseau de diffraction

### 3.3.1 Le laser Ti:Sa

Pour créer l'onde évanescente, nous avons besoin d'un laser intense. D'une part, il faut que le potentiel dipolaire soit suffisamment élevé pour réfléchir des atomes dont la hauteur

de chute est de l'ordre de 2 cm, et d'autre part, plus la réserve de puissance disponible sera importante, plus nous pourrons désaccorder la fréquence du laser par rapport à la transition atomique afin de limiter la probabilité d'émission spontanée par atome et par rebond [48]. Nous utilisons un laser saphir dopé Titane, construit dans le laboratoire [74, 27]. Il est pompé par un laser Argon commercial (modèle Innova 400 de chez Coherent) que nous utilisons typiquement à 22 W. Les détails quant à la réalisation du laser Ti:Sa ne seront pas exposés dans ce manuscrit ; le lecteur les trouvera dans les références [74, 27]. En voici néanmoins les principales caractéristiques. Il s'agit d'un laser en anneau disposant de plusieurs éléments sélectifs en longueur d'onde : un filtre de Lyot, un étalon épais asservi en température (à  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ) et un étalon mince. Afin de pouvoir asservir la fréquence du laser, un des miroirs de la cavité est monté sur une cale piézoélectrique. Pour cela, une partie du faisceau voit sa fréquence modulée à 14 MHz par passage dans un modulateur électro-optique. Le faisceau modulé est utilisé pour réaliser un signal d'absorption saturée sur une vapeur de Rb qui est ensuite détecté par une photodiode. Le signal est alors démodulé par détection synchrone et est utilisé comme signal d'erreur pour asservir la fréquence du laser sur la raie atomique voulue [75]. Le faisceau principal du laser est TEM<sub>00</sub>, monomode transverse et longitudinal et accordable sur la raie  $D_2$  du rubidium. La largeur de raie du laser est de l'ordre de 10 kHz.

La puissance que l'on peut obtenir en sortie du laser dépend de manière très critique de la qualité de mode du laser de pompe. Au maximum, nous obtenons des puissances de l'ordre de 5.5 W. Néanmoins, nous avons eu d'énormes problèmes au cours des expériences décrites dans ce mémoire pour avoir cette puissance de façon reproductible<sup>8</sup>. Nous avons alors dû travailler avec 3 W de puissance.

Lorsque l'on travaille avec une puissance de 3 W, le désaccord  $\delta$  ne doit pas être trop grand sans quoi le potentiel dipolaire n'est pas suffisamment important pour réfléchir les atomes. Le laser a donc été asservi sur le croisement de raie des transitions  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3 - 4\rangle$  de la raie  $D_2$  du  $^{85}\text{Rb}$  conduisant à un désaccord  $\delta = +1.3$  GHz par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ <sup>9</sup> de la raie  $D_2$  du  $^{87}\text{Rb}$ . Le fait de ne pas avoir pu utiliser un désaccord plus important a eu de nombreuses conséquences sur nos expériences : en plus de celles déjà évoquées au chapitre 2, il en résulte un taux d'émission spontanée non négligeable (voir paragraphe 4.3.2).

En sortie du laser, nous opérons un filtrage spatial du faisceau, puis un jeu de télescopes permet de positionner le col du faisceau sur le prisme. Sa taille est mesurée en utilisant la transmission du miroir de renvoi n°1 (voir figure 3.6) : le faisceau est propagé sur une distance égale à celle séparant le miroir et le prisme avant d'être envoyé sur une caméra CCD. Les images donnent alors les dimensions du faisceau dans le plan transverse à la

---

8. En effet, nous avons observé une baisse de la qualité du mode du laser Argon au cours des mois pendant lesquels les expériences ont été conduites. Le problème a été identifié : il s'agit d'une poussière incrustée sur une des lames de Brewster du tube que des nettoyages à l'acide fluorhydrique n'ont pas pu enlever. Les conséquences sur le fonctionnement du laser est de devoir diaphragmer le mode à l'intérieur de la cavité, pour obtenir un mode proche du mode TEM<sub>00</sub>. Nos observations expérimentales ont montré que ces problèmes se répercutent sur la puissance maximale du laser Ti:Sa (à puissance de pompe constante) : elle est passée continûment de 5.5 W à 3 W.

9. Voir page 47

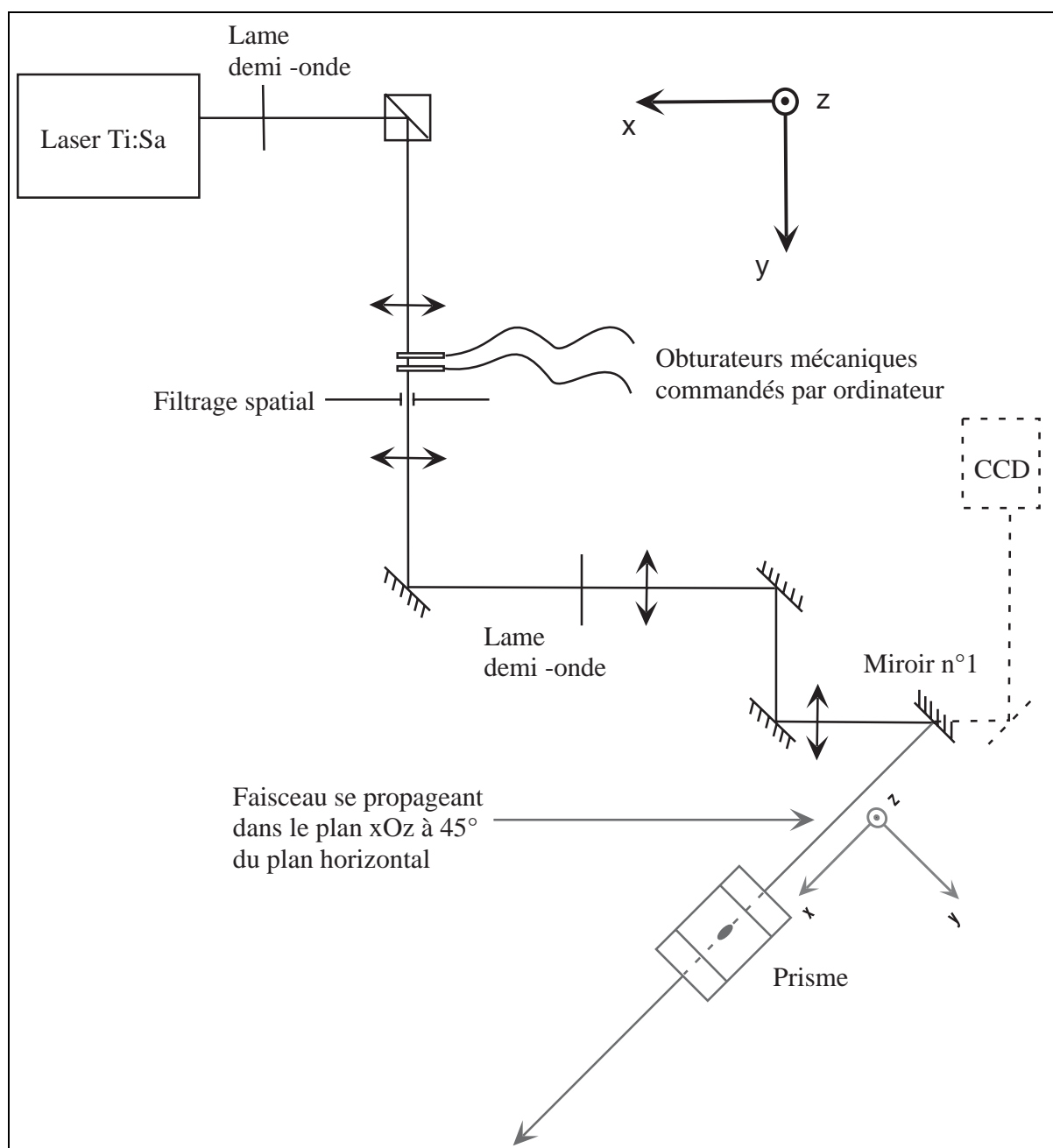


FIG. 3.6: Mise en forme du faisceau issu du laser Ti:Sa avant le prisme. La mesure de la taille du col du faisceau se fait à l'aide d'une caméra CCD située derrière le miroir n°1. Une erreur de représentation a été volontairement introduite en ramenant dans le plan horizontal la fin du parcours du faisceau, qui en réalité se propage dans le plan  $xOz$ . Voir figure 3.7.

direction de propagation du laser. La taille de la tache laser sur le prisme est alors déduite des mesures effectuées dans le plan transverse à la propagation du laser en incluant le facteur d'obliquité dû à l'angle d'incidence du laser sur la surface supérieure du prisme  $\theta_1$ .

La taille de la tache laser selon la direction  $Oy$  (notée  $w_y$ ) est directement donnée par la mesure effectuée par la caméra, tandis que selon la direction  $Ox$ , elle est donnée par la relation :

$$w_x = \frac{w_{1,x}}{\cos \theta_1} \quad (3.16)$$

où  $w_{1,x}$  est la taille du faisceau à  $1/e^2$  dans la direction orthogonale à  $Oy$  sur la CCD, et  $w_x$  la grandeur correspondante au niveau de la tache laser. Les résultats de la mesure sont :  $w_{1,x} = 0.90$  mm et  $w_y = 1.01$  mm (mesures à 2%). Le faisceau est donc légèrement astigmatique.

Il nous reste à connaître l'angle  $\theta_1$ . Nous le déduisons de la mesure de la position du faisceau laser sur les fenêtres d'entrée et de sortie de l'enceinte. La déduction est basée sur la connaissance des dimensions de l'enceinte à vide, de la position du prisme dans l'enceinte, et sur le fait que la surface du prisme est horizontale<sup>10</sup>. Sur la figure 3.7 sont représentés les paramètres nécessaires à l'obtention de  $\theta_1$ . Finalement, on obtient  $\theta_1 = 53.28^\circ$ .

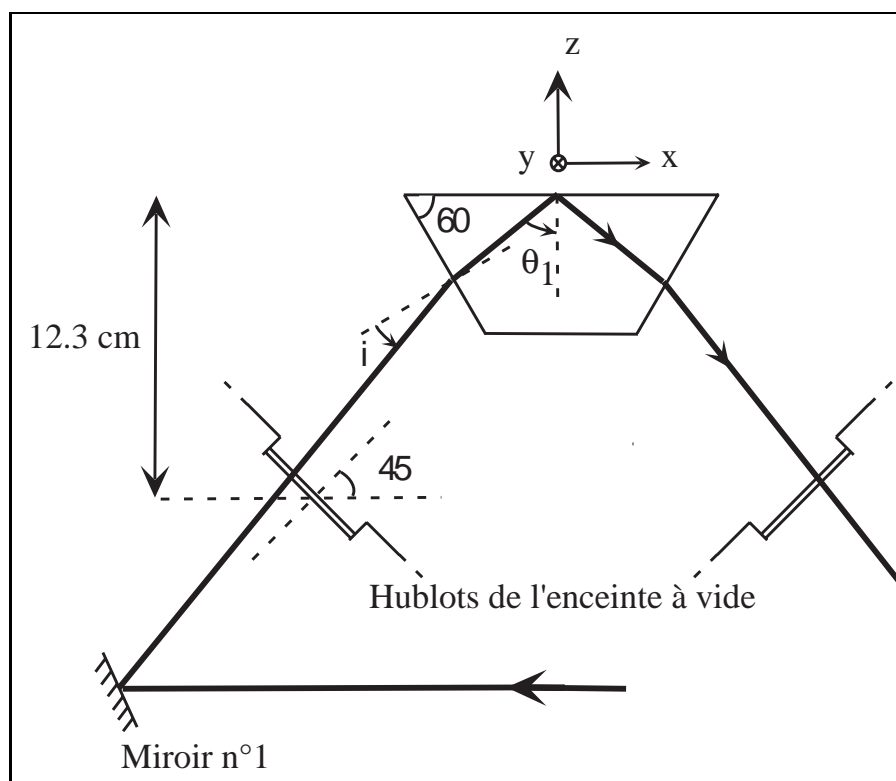


FIG. 3.7: Mesure de l'angle d'incidence du faisceau sur le prisme à l'aide des fenêtres d'entrée et de sortie de l'enceinte à vide.

10. La surface du prisme est réglée de manière à être horizontale en observant la trajectoire du nuage d'atomes avant et après réflexion au moyen d'une caméra dont l'axe de visée est vertical.

Les dimensions de la tache laser au niveau du prisme sont donc :

$$\begin{aligned} w_x &= 1.51 \text{ mm} \pm 3\% \\ w_y &= 1.01 \text{ mm} \pm 2\% \end{aligned} \quad (3.17)$$

La tache laser est donc fortement anisotrope.

Le faisceau laser peut être pulsé grâce à l'utilisation de deux obturateurs mécaniques. Ils sont placés juste avant le filtrage spatial du laser, précisément à l'endroit où la taille du faisceau laser est la plus petite. Ainsi, la vitesse de recouvrement du faisceau par un obturateur est réduite et peut être inférieure à une milliseconde. L'utilisation de deux obturateurs permet de réaliser des impulsions lumineuses aussi courtes que 2 ou 5 ns, alors qu'avec un seul obturateur, il n'est pas possible d'obtenir à la fois une ouverture et une fermeture rapides, leur débatement étant trop important. Nous utilisons donc un obturateur pour ouvrir le faisceau, tandis que l'autre sert à fermer le faisceau. Un réglage fin des positions de repos des obturateurs par rapport au faisceau permet d'obtenir les impulsions voulues.

### 3.3.2 Réalisation expérimentale de l'onde évanescente bichromatique

L'onde évanescente bichromatique est formée de deux composantes de polarisations et de fréquences différentes. Ces deux composantes se propagent selon l'axe  $Ox$  et en sens opposés. La polarisation de la première composante est  $TM$  à l'entrée du prisme. Nous la dénommerons faisceau "aller". Il s'agit du faisceau issu du laser Ti:Sa que nous venons de décrire. Sa polarisation est réglée à l'aide d'un cube séparateur de polarisation suivi d'une lame demi-onde (voir figure 3.6). Le réglage fin de la polarisation  $TM$  ou  $TE$  du faisceau "aller" par rapport au prisme repose sur le principe suivant : considérons une onde de polarisation linéaire, après réflexion totale, la polarisation est linéaire si et seulement si l'onde initiale était polarisée  $TM$  ou  $TE$ . Il suffit donc d'analyser la polarisation de l'onde réfléchie par le prisme pour être sûr d'avoir une onde de polarisation  $TM$  ou  $TE$ .

L'onde réfléchie par le prisme est ensuite utilisée pour "fabriquer" la deuxième composante du réseau. Nous l'appellerons faisceau "retour". Sa fréquence est décalée et sa polarisation est tournée de  $90^\circ$  afin de réaliser une polarisation  $TE$ . Elle est ensuite rétro-réfléchie dans le prisme.

Nous pouvons estimer le décalage en fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  de l'onde "retour" par rapport à l'onde "aller", dont nous avons besoin pour réaliser la diffraction non scalaire. Nous avons donné dans le paragraphe 1.4.2.1 une évaluation de la condition de résonance pour peupler efficacement les ordres de diffraction : il faut que la différence en énergie au point de rebroussement de la trajectoire atomique, entre les deux sous-niveaux impliqués dans le processus de transitions Raman stimulées, soit de l'ordre de  $\hbar\Delta\omega$ . A partir des déplacements lumineux calculés précédemment (dans le chapitre 2) et connaissant l'énergie cinétique incidente des atomes, nous pouvons donner la gamme de variation de  $\Delta\omega/2\pi$ . Pour cette évaluation nous prendrons les valeurs des déplacements lumineux

données par l'approximation des grands désaccords. L'énergie incidente des atomes est exprimée en unité de fréquence ( $E/h$ ).

Pour une hauteur de chute de l'ordre de 1.8 cm, la vitesse finale des atomes est de  $99v_{rec}$ , où  $v_{rec} = 6.02$  mm/s est la vitesse de recul des atomes. Il s'ensuit que l'énergie incidente des atomes  $E_{in}$  vaut :

$$E_{in} = \frac{(99\hbar k_0)^2}{2m} \simeq h \ 38.10^6 \text{ MHz} \quad (3.18)$$

Il suffit alors d'utiliser les résultats donnés dans le tableau 2.7 :  $\Delta\omega/2\pi = |E_{out} - E_{in}|/h$ . L'application numérique est aisée et donne les résultats inscrits dans le tableau 3.1.

$M_f$ initial	pour $\Delta M_f = +1$ ,	pour $\Delta M_f = -1$ ,
-2	6.3 MHz	
-1	7.6 MHz	7.6 MHz
0	9.5 MHz	9.5 MHz
+1	12.7 MHz	12.7 MHz
+2		19 MHz

TAB. 3.1: Variations d'énergie de l'atome lorsque une transition entre sous-niveaux hyperfins vérifiant  $\Delta M_f = \pm 1$  a lieu au niveau du point de rebroussement. Seul l'isotope 87 du rubidium est envisagé. Les résultats sont donnés en unité de fréquence, ils correspondent donc à :  $\Delta\omega/2\pi = |E_{out} - E_{in}|/h$ .

Cette évaluation nous donne donc la plage de variations typique de  $\Delta\omega/2\pi$  pour obtenir des transitions efficaces. Pour réaliser une variation continue de la fréquence du faisceau "retour" de quelques MégaHertz, sans variation de sa position, une solution consiste à utiliser des modulateurs acousto-optiques en double passage (montage en oeil de chat). Pour les variations de fréquences envisagées, il n'est pas possible d'utiliser un seul modulateur acousto-optique. En effet, les fréquences typiques d'utilisation des modulateurs acousto-optiques courants sont de l'ordre de la (ou des) centaine(s) de MégaHertz. Nous avons donc utilisé deux modulateurs acousto-optiques utilisés en double passage et montés en série sur le trajet du faisceau. Le premier est utilisé dans l'ordre  $-1$  tandis que le second est utilisé dans l'ordre  $+1$ . La fréquence envoyée dans le premier est issue d'un synthétiseur commercial dont on peut changer la valeur entre 80 et 91 MHz sans variation importante de l'efficacité de diffraction. La fréquence du second est fixe et égale à 80 MHz. Grâce à ce système, la fréquence du laser est translatée continûment de 0 à 22 MHz. Le schéma du montage est représenté sur la figure 3.8.

Le signe du décalage en fréquence du faisceau laser "retour" par rapport au faisceau "aller" peut facilement être inversé en échangeant les sources de fréquences employées pour chacun des deux modulateurs acousto-optique.

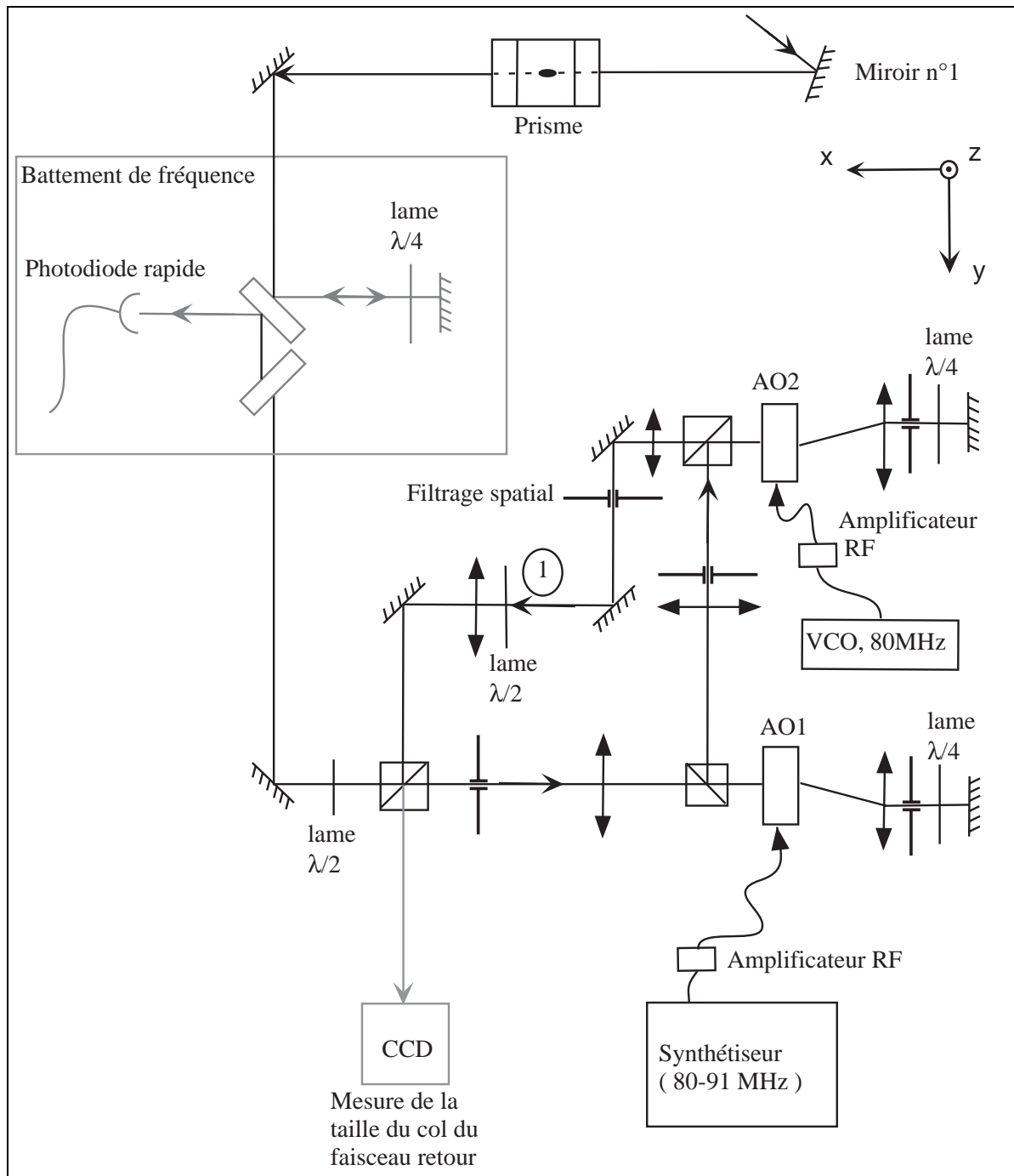


FIG. 3.8: Schéma de principe de la synthèse du faisceau "retour". Sa fréquence et sa polarisation sont différentes de celles du faisceau "aller".



Il est important de vérifier que lorsqu'on change la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ , la puissance du faisceau "retour" est quasiment constante. Pour cela, nous avons mesuré la puissance du faisceau "retour" au point noté "1" sur la figure 3.8. Nous avons alors obtenu le résultat suivant : entre 6 et 22 MHz, la puissance varie de moins de 15% (elle vaut 85 mW au maximum), et entre 9 et 22 MHz, la variation est inférieure à 5% (voir figure 3.9).

Après le prisme à onde évanescente, tous les miroirs montés sur le trajet du faisceau "aller" sont utilisés à  $45^\circ$ . Nous pouvons donc voir sur la figure 3.8 qu'après recombinaison du faisceau "retour" sur le premier (ou dernier, suivant le point de vue adopté) cube séparateur de polarisation, le faisceau retour est automatiquement polarisé  $TE$  par rapport au prisme à onde évanescente. La puissance du faisceau "retour" peut d'ailleurs être ajustée grâce à l'utilisation d'une lame demi-onde avant la recombinaison.

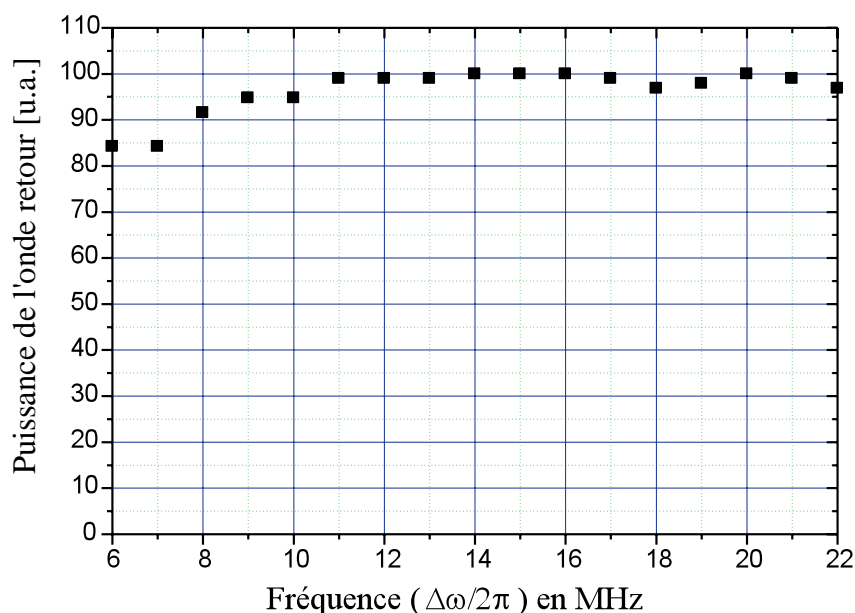


FIG. 3.9: Variation de la puissance de l'onde retour pour des décalages en fréquence de 6 à 22 MHz.

**Remarques expérimentales :** La pureté de la fréquence de l'onde "retour" est un point important de l'expérience, et il n'est pas aisé de l'obtenir. Comme indiqué sur le schéma de la figure 3.8, nous avons placé de multiples diaphragmes tout le long du trajet de la synthèse du faisceau retour, pour effectivement filtrer toute composante de fréquence indésirable. Pour vérifier la pureté de fréquence, nous avons effectué un battement entre les faisceaux "aller" et "retour". Le principe du battement est schématisé sur la figure 3.8 : une partie du faisceau "aller" est prélevée grâce à une lame semi-réfléchissante. Afin de ne pas déplacer le faisceau utilisé pour synthétiser le faisceau retour, nous avons ajouté une deuxième lame de manière symétrique à la première pour compenser la translation du faisceau par la première lame. Dans ces conditions, le réglage en aval n'est pas modifié. Une partie du faisceau "retour" est ensuite prélevée et mélangée au faisceau "aller". La polarisation de la partie

prélevée du faisceau "aller" est tournée de  $90^\circ$  grâce au double passage dans une lame quart d'onde. Sans cette précaution, les deux faisceaux n'interféreraient pas. Une photodiode rapide connectée à un analyseur de spectre nous permet d'obtenir les composantes de fréquences présentes dans le faisceau "retour".

Grâce à l'utilisation des diaphragmes, nous obtenons une onde "retour" de fréquence pure. Le battement est représenté sur la figure 3.10. Nous pouvons également remarquer que la cohérence de phase entre les deux faisceaux est extrêmement bonne (la largeur du battement est inférieure à 300 Hz, la mesure étant limitée par l'analyseur de spectre). La différence de chemin optique entre les deux composantes de l'onde évanescente étant inférieure à 2 mètres, leur cohérence de phase est largement garantie.

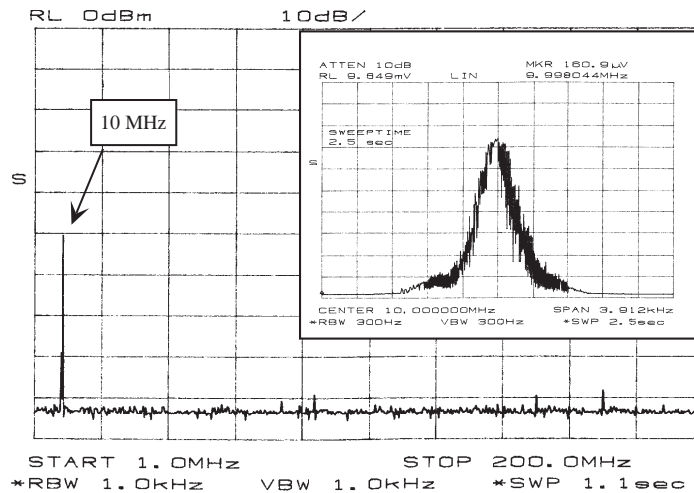


FIG. 3.10: *Battement entre les deux composantes de fréquence de l'onde évanescente. La différence de fréquence entre les deux faisceaux a été prise égale à  $\Delta\omega/2\pi = 10$  MHz. L'axe horizontal de l'analyseur de spectre démarre à 1 MHz et se termine à 200 MHz ( $10 \pm 0.039$  MHz dans l'encadré).*

### 3.3.3 Contrôle de la position et de la taille du col du faisceau rétroréfléchi

Il est important dans l'expérience de bien superposer les faisceaux "aller" et "retour" au niveau du prisme à onde évanescente. Cela impose deux contraintes : les faisceaux doivent avoir la même taille, et il doivent être confondus sur le prisme.

Afin de contrôler la taille et la forme du faisceau "retour", nous opérons après le décalage en fréquence un filtrage spatial réalisé au centre d'un télescope. Le but est double : après quatre passages dans des modulateurs acousto-optiques, la forme du faisceau est très altérée, nous voulons donc la rendre à nouveau proche d'une Gaussienne. De plus, le filtrage spatial étant réalisé au foyer de la première lentille du télescope, il impose la taille

du col du faisceau en un endroit connu<sup>11</sup>. La deuxième lentille du télescope est montée sur une translation permettant de faire varier la taille du faisceau "retour" au niveau du prisme. Pour mesurer sa taille, nous avons placé sur la voie non-utilisée du cube séparateur de polarisation servant à recombinaison des deux faisceaux, une caméra CCD en ayant pris soin de faire propager le faisceau sur une distance égale à celle séparant le cube au prisme. Les tailles du faisceau dans la direction transverse au faisceau sont :

$$\begin{aligned} w_{1,x} &= 1.01 \text{ mm} \pm 2\% \\ w_y &= 1.04 \text{ mm} \pm 2\% \end{aligned} \quad (3.19)$$

Remarquons que contrairement au faisceau "aller", le faisceau retour n'est pas astigmatique. Cela est dû au fait que sa taille est imposée par le trou du filtrage spatial. Et compte tenu de la correction à apporter due à l'incidence du faisceau sur le prisme (cf. équation 3.16), les dimensions de la tache laser au niveau du prisme sont donc :

$$\begin{aligned} w_x &= 1.69 \text{ mm} \pm 3\% \\ w_y &= 1.04 \text{ mm} \pm 2\% \end{aligned} \quad (3.20)$$

Ces valeurs sont alors à comparer à celles concernant le faisceau "aller" et données par l'équation 3.17. Selon l'axe  $Oy$ , les deux faisceaux ont des tailles égales (aux incertitudes de mesure près). En revanche dans la direction  $Ox$ , il existe une différence de l'ordre de 12%. Cette différence aurait été assez compliquée expérimentalement à annuler, puisqu'il aurait fallu rendre le faisceau "retour" astigmatique dans le même rapport que le faisceau "aller". L'autre solution aurait pu consister à filtrer le faisceau "aller" plus violemment que cela n'a été réalisé afin d'imposer la symétrie du trou de filtrage au faisceau. Nous n'avons pas voulu faire ce choix car le faisceau est très intense : il n'aurait donc pas été garanti que le chauffage supplémentaire qui aurait été induit sur le trou de filtrage, ne déforme pas le trou. La stabilité du système aurait pu être affectée de manière peu contrôlable. De plus, nous n'avons pas voulu subir la perte de puissance qui en aurait résulté.

Le contrôle de la position du faisceau retour est effectué grâce au principe du retour inverse de la lumière : nous estimons que le faisceau "retour" est correctement positionné lorsque nous pouvons le faire passer à travers le trou de filtrage du faisceau "aller". En pratique, nous pouvons le séparer spatialement du faisceau "aller" pour faire ce réglage. En effet, sachant que la polarisation des deux faisceaux est orthogonale, nous voyons sur la figure 3.6 que le faisceau "retour" est transmis par le cube séparateur de polarisations placé à la sortie du laser Ti:Sa. Le réglage est effectué en jouant sur les deux miroirs précédant le cube de recombinaison du faisceau "retour" sur le faisceau "aller". Cette méthode peut paraître au premier abord extrêmement efficace, puisque le bras de levier total est de l'ordre de 4 mètres et le diamètre du trou de filtrage n'est que de 0.5 mm. Néanmoins la présence de deux télescopes sur le trajet ne garantit pas une stricte superposition des deux faisceaux. Nous avons montré empiriquement (et de manière indirecte, comme décrit dans

---

11. Le filtrage que nous opérons est assez violent : nous obtenons alors après le télescope une figure de diffraction de Airy. Nous ne conservons que le lobe central de la figure de diffraction grâce à un diaphragme placé en aval. Les anneaux sont alors éliminés. La forme du faisceau obtenu est bien approximée par une Gaussienne.

la référence [27]) que l'erreur de centrage maximum entre les centres des deux faisceaux au niveau du prisme est de l'ordre de 0.15 à 0.2 mm seulement. Nous verrons dans le chapitre 5 les conséquences d'une telle incertitude.

### 3.4 Détection des atomes

Lors de nos expériences, nous voulons avoir accès à toute une gamme de paramètres concernant le nuage d'atomes réfléchis : le nombre d'atomes, la distribution en vitesses des atomes selon l'axe vertical (pour l'étude de la diffraction en incidence rasante, ou pour la mesure de la température du nuage atomique), la distribution spatiale des atomes dans le plan horizontal etc..., et cela à différents instants après la réflexion/diffraction des atomes. En effet, nous pouvons alors connaître l'évolution du nuage.

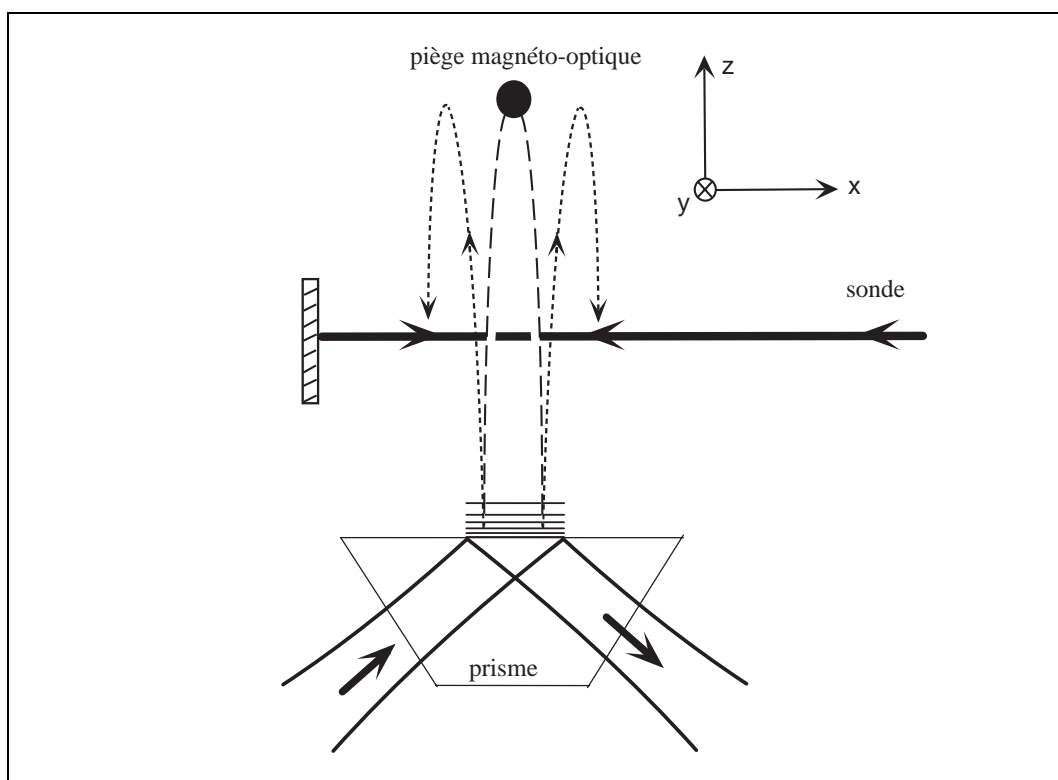


FIG. 3.11: Schéma de principe de la détection : un faisceau sonde rétro-réfléchi est placé entre le miroir et le piège magnéto-optique. La sonde peut être appliquée pendant la chute, la remontée ou la rechute.

Pour réaliser cela, de manière générale, nous utilisons deux méthodes pour détecter les atomes : un système d'imagerie de fluorescence, et un système d'absorption. Les deux méthodes reposent sur le même système expérimental de base : l'utilisation d'une sonde

rétroréfléchié quasi-résonnante placée entre le piège magnéto-optique et le miroir/réseau et se propageant dans le plan horizontal (voir figure 3.11). Le faisceau sonde peut alors être branché avant la chute des atomes, ou bien après leur rebond, ou enfin avant leur rechute.

La sonde est issue du même laser que celui utilisé pour le pompage optique. Les phases de pompage optique et de détection étant disjointes dans le temps, cela ne pose pas de difficulté d'utiliser le même laser. Nous souhaitons détecter les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  qui sont dans le niveau fondamental électronique  $|F = 2\rangle$ . Pour cela nous utilisons la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$  de la raie  $D_2$  du  $^{87}\text{Rb}$ .

### 3.4.1 Caractéristiques de la sonde

La sonde a des caractéristiques géométriques particulières : sa dimension selon  $Oy$  est de 2 cm tandis que selon  $Oz$ , elle est typiquement 1 mm. Cette nappe de lumière qui se propage dans le plan horizontal permet de détecter tous les atomes avant ou après un rebond puisque ses dimensions dans le plan horizontal sont supérieures à la distribution spatiale du nuage atomique. La faible dimension selon l'axe vertical offre le double avantage de diminuer autant que possible la diffusion spatiale des atomes dans la sonde, et d'obtenir une bonne résolution temporelle lors de leur passage dans la sonde. La hauteur de la sonde peut être changée à loisir depuis la position du piège magnéto-optique sur 1.5 cm. En combinant cela à l'instant auquel la sonde est branchée, nous pouvons choisir de détecter les atomes à différents points de la chute, de la remontée ou de la rechute.

Le faisceau est préalablement filtré spatialement pour obtenir un faisceau d'une bonne homogénéité. Afin de brancher le faisceau à l'instant voulu, nous utilisons un obturateur mécanique placé juste avant le trou du filtrage spatial.

La mise en forme du faisceau est obtenue en utilisant deux prismes anamorphoseurs : ils dilatent le faisceau dans une dimension sans modifier l'autre dimension (fixée par le filtrage spatial). Le schéma représentant le faisceau sonde après le filtrage spatial est représenté sur la figure 3.12. Le col du faisceau (dans sa petite dimension) est imagé sur le miroir de renvoi grâce à un télescope placé avant les prismes anamorphoseurs. Notons que nous ne sommes pas gênés par l'astigmatisme du faisceau, en effet dans sa grande dimension, la longueur de Rayleigh est suffisamment grande pour qu'au niveau de la zone de détection des atomes, la forme du faisceau soit identique avant et après réflexion sur le miroir de renvoi.

Le faisceau est issu de la même diode laser que celle utilisée pour réaliser le pompage optique. Rappelons que les caractéristiques de fréquence de la sonde sont identiques à celles du faisceau laser du piège puisque ce dernier injecte la diode de pompage optique. Le désaccord du laser peut donc être ajusté entre  $\delta/2\pi = 0$  et  $\delta/2\pi = -52$  MHz par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$ . Le faisceau de la sonde est spatialement séparé du faisceau utilisé pour le pompage optique au niveau du modulateur acousto-optique représenté sur la figure 3.4 : la sonde utilise l'ordre zéro du modulateur, puisque la gamme de fréquences que nous désirons utiliser est accessible aux faisceaux du piège. Il convient de noter que la phase de pompage optique est temporellement disjointe

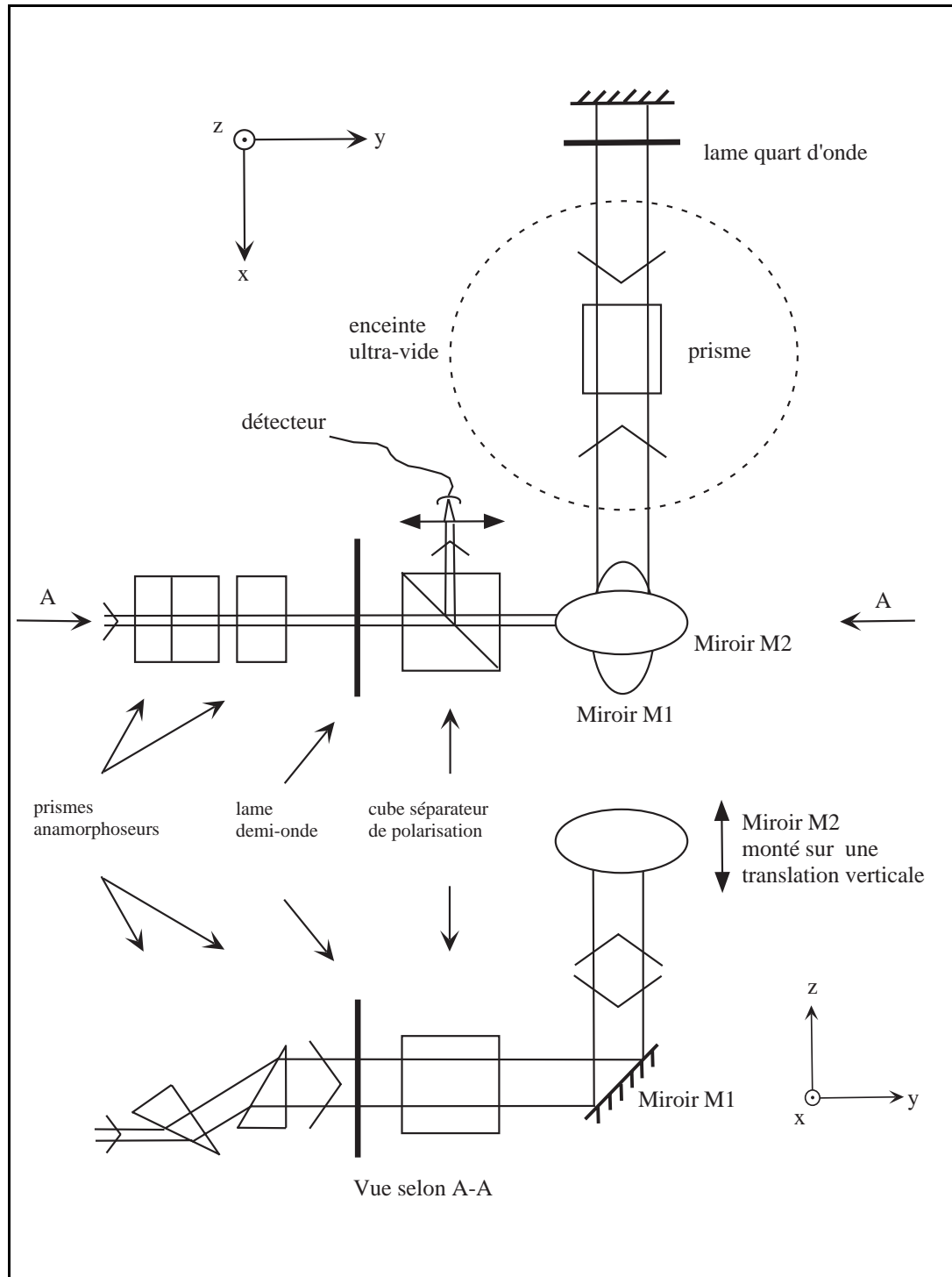


FIG. 3.12: Schéma représentant la mise en forme du faisceau sonde après le filtrage spatial et après le télescope imageant le col du faisceau (dans sa petite dimension) sur le miroir de renvoi.

de la phase de détection des atomes. Nous pouvons donc utiliser toute la puissance du laser pour chacune des deux phases.

Le réglage de l'intensité de la sonde est réglé manuellement à l'aide de la lame demi-onde précédant le cube séparateur de polarisations représenté sur la figure 3.12.

La polarisation de la sonde est linéaire. La polarisation du faisceau rétro-réfléchi est tournée de  $90^\circ$ . Cela permet de récupérer toute la puissance du faisceau sur le détecteur pour les mesures en absorption.

Il convient de noter que nous superposons au faisceau sonde un faisceau repompeur. Pour cela, nous prélevons 1 ou 2 mW du faisceau repompeur du piège, et nous superposons ce faisceau au faisceau sonde sur un cube séparateur de polarisation avant le filtrage spatial du faisceau sonde. Ainsi, le faisceau repompeur subit la même mise en forme que le faisceau sonde et ils sont parfaitement superposés.

La mesure et le réglage du col du faisceau sonde au niveau du miroir de renvoi sont réalisés en plaçant une caméra CCD au niveau du miroir de renvoi. Suivant la direction verticale (petite dimension), nous obtenons le profil donné sur la figure 3.13. Il est très bien approximé par une Gaussienne dont la largeur totale à mi-hauteur vaut 0.88 mm. Notons que dans sa grande dimension, le profil du faisceau est quasiment constant sur les 2 cm utilisés.

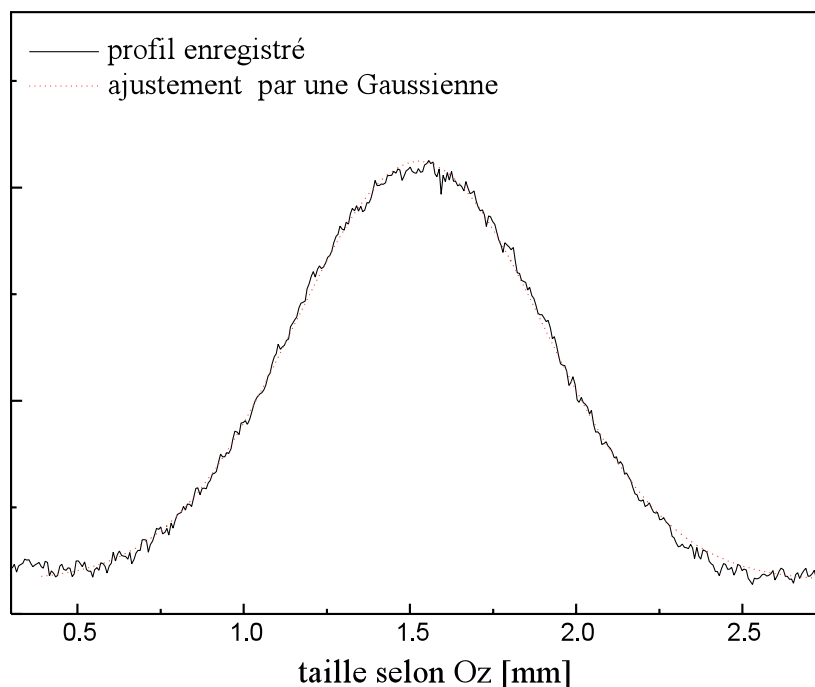


FIG. 3.13: Taille de la sonde au niveau du miroir de retour, selon sa petite dimension ( $Oz$ ).

### 3.4.2 Mesure en absorption

Les mesures en absorption consistent à enregistrer la variation de puissance du faisceau sonde lors du passage des atomes, en fonction du temps. Elles fournissent des informations sur la distribution en vitesse verticale de la distribution atomique ainsi que sur le nombre d'atomes réfléchis. Les signaux permettent également de mesurer les positions relatives du piège magnéto-optique, de la sonde et du prisme.

Pour améliorer le rapport signal à bruit du signal d'absorption, nous avons modulé la fréquence de la sonde à 10 kHz. Le processus de modulation de la fréquence de la diode laser suit un chemin quelque peu compliqué : la modulation de la fréquence est effectuée par le modulateur acousto-optique, monté en oeil de chat sur le faisceau de la diode DBR (voir paragraphe 3.1.2 et figure 3.1). La modulation est alors transférée aux faisceaux pièges puis à la sonde via les injections optiques en cascade. L'amplitude de la modulation est de 2 MHz.

Le signal collecté par la photodiode, est ensuite démodulé grâce à une détection synchrone. La constante de temps que nous utilisons est de 1 ms. Cela nous permet de nous affranchir d'un grand nombre de bruits techniques, puisque ce faisant nous filtrons toute composante de fréquence supérieure à quelques kiloHertz. Ce filtrage n'a que peu d'influence sur la forme des signaux que nous obtenons puisque la fréquence maximum typique que nous détectons est de l'ordre du kiloHertz : un signal typique a une largeur de l'ordre de 10 ms. En effet, bien que le temps de passage d'un atome dans la sonde soit d'environ une milliseconde, le signal que l'on observe correspond au passage du nuage d'atomes qui a une distribution en vitesse et en position. Trois signaux typiques sont décrits sur la figure 3.14. Ils sont représentés sur le même graphe mais ne correspondent pas à la même acquisition : pour pouvoir observer le rebond ou la rechute, il faut brancher la sonde juste avant de détecter les atomes pour ne pas les perturber lors d'un passage précédent. De plus, les trois signaux ne sont pas représentés avec la même échelle verticale, donc à partir de la figure, nous ne montrons pas comment déduire la proportion des atomes qui se réfléchissent.

Lors des acquisitions données sur la figure 3.14, l'onde évanescente n'est branchée que pendant 15 ms. La courte durée de branchement du miroir permet de réaliser une légère sélection en vitesse du nuage d'atomes au niveau du miroir. Le maximum de réflexion des atomes est trouvé empiriquement en décalant le centre de l'impulsion du miroir. On peut remarquer que le signal de remontée des atomes n'est pas symétrique. En effet, le programme de gestion de notre expérience ne nous permettait pas de pouvoir brancher la sonde immédiatement après l'extinction du miroir occasionnant un délai de quelques millisecondes. Nous ne détectons donc pas les tout premiers atomes qui ont rebondi. Néanmoins, nous pouvons pointer le maximum avec la même précision que les deux autres signaux.

Le fait de ne pas avoir accès à tout le signal de remontée nous pousse à préférer le signal de rechute pour l'expérience de diffraction. Il existe d'autres raisons pour lesquelles nous préférons le signal de rechute au signal de remontée : il s'agit du fait que plus les atomes sont détectés longtemps après le rebond, plus la distribution en vitesses longitudinales est étalée. En détectant les atomes à leur rechute, nous pouvons donc avoir une meilleure résolution (à taille et hauteur de sonde constantes). Enfin, plus on détecte les atomes



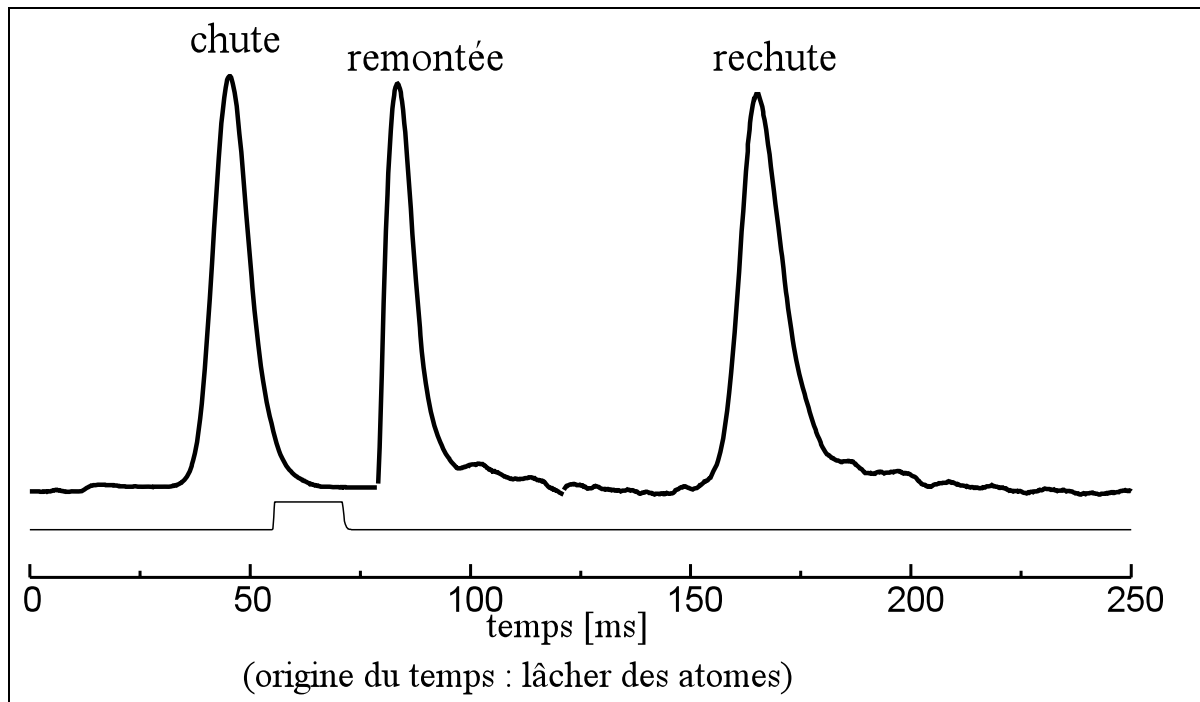


FIG. 3.14: Signal d'absorption correspondant à la chute, la remontée ou la rechute des atomes. Les trois courbes correspondent à des acquisitions différentes. Les échelles verticales sont différentes pour les trois signaux. Chaque courbe correspond à environ 20 moyennages (50 pour le signal de rechute). Nous avons également représenté sous les courbes la durée pendant laquelle le miroir est allumé.

longtemps après leur rebond, plus la distribution mesurée est proche de la distribution en vitesse immédiatement après le rebond. En effet, la distribution d'arrivée des atomes sur le miroir devient alors négligeable.

Si le miroir était branché pendant un temps "infini", la distribution que l'on mesurerait serait le résultat de la convolution de différentes distributions : la distribution temporelle de l'arrivée des atomes sur le miroir (elle est donnée par les distributions en vitesse et en position des atomes au moment de leur lâcher), la distribution en vitesse d'arrivée des atomes sur le miroir et la distribution en vitesse des atomes induite par le miroir (comme la diffraction par exemple). Dans les expériences de diffraction, c'est la distribution "induite" par le miroir que nous désirons observer. Néanmoins, puisque le miroir est branché pendant une durée finie, il effectue une troncature dans la distribution temporelle d'arrivée des atomes sur le miroir, ce qui fait que la distribution finale n'est pas un simple produit de convolution.

Lors d'un rebond, le fait de trouver une distribution de largeur non nulle provient de tous les effets précités (hormis l'effet de diffraction!). Expérimentalement nous avons réduit la durée pendant laquelle le miroir était branché jusqu'au point où la largeur du signal de rechute cesse de diminuer. Si le piège avait eu une dimension verticale infiniment petite, la largeur du signal de rechute n'aurait pas dû cesser de diminuer. A l'inverse,

le même raisonnement peut être fait si l'on considère que le nuage d'atomes initial est monocinétique. Le fait que la largeur du signal ait effectivement cessé de diminuer nous montre que nous avons obtenu la résolution optimum compte tenu de nos conditions de départ. La résolution minimum (largeur à mi-hauteur du signal) que l'on obtient est de 39 unités d'impulsion d'un photon de recul. Cela correspond à 15% de l'énergie incidente des atomes sur le miroir.

A partir des trois temps d'arrivée dans la sonde, on peut déduire les positions respectives du piège, du miroir et de la sonde. Pour cela, nous avons pointé la position des trois maxima des signaux mesurés<sup>12</sup>, et nous avons effectué des simulations Monte-Carlo reproduisant ces trois signaux en incluant la taille et la température<sup>13</sup> du nuage d'atomes à la fin de la phase de mélasse, ainsi que la durée pendant laquelle le miroir était allumé. Nous avons alors ajusté la distance séparant le piège et le miroir d'une part, et celle séparant le piège et la sonde d'autre part pour que les maxima des trois signaux coïncident. Ils permettent également de déterminer si les atomes sont lâchés avec une petite composante de vitesse le long de l'axe  $Oz$ . Pour les expériences décrites dans le chapitre suivant, on mesure que le miroir est placé 17.9 mm sous le piège tandis que la sonde est placée 9.6 mm sous le piège.

Lors de ces mesures, la puissance totale de la sonde était de  $9 \mu\text{W}$ , tandis que le désaccord était de  $-\Gamma/2 \simeq 3 \text{ MHz}$ . La valeur du désaccord a été ajustée expérimentalement de manière à maximiser le signal après la détection synchrone. Il n'est pas surprenant d'avoir trouvé cette valeur puisque la méthode de détection par modulation/démodulation est d'autant plus efficace que la variation du signal détecté avec la fréquence est importante. Les valeurs  $\pm\Gamma/2$  sont justement proches des désaccords autour desquels la courbe d'absorption de l'atome varie le plus vite. Nous avons choisi le désaccord négatif puisque ce faisant, nous nous plaçons dans une situation où la sonde réalise une mélasse [70, 68], tandis que l'autre choix aurait conduit à une sonde réalisant un chauffage des atomes.

### 3.4.3 Mesure par imagerie de fluorescence

Nous pouvons mesurer la distribution spatiale transverse des atomes grâce à l'imagerie de leur fluorescence lors de leur passage dans la sonde. Ce système de mesure sera principalement utilisé dans le chapitre 6.

La figure 3.15 propose une vision schématique du système d'imagerie.

La fluorescence des atomes est imagée par un objectif de 60 mm de focale (marque Nikon, ouverture max. 2.8) sur le capteur d'une caméra refroidie à  $-40^\circ\text{C}$  (marque Princeton,

---

12. Il convient de noter que les maxima des signaux ne correspondent pas strictement avec les temps d'arrivée d'un nuage d'atomes ponctuel et monocinétique.

13. La température a été trouvée en utilisant la même simulation en mesurant la largeur du signal de chute expérimental et en ajustant la température initiale dans la simulation (la taille du nuage est mesurée indépendamment). Elle a été mesurée pour différentes hauteurs de sonde, et il a été vérifié qu'elle était isotrope par la mesure de l'expansion du nuage dans sa dimension transverse par le système d'imagerie de fluorescence décrit dans le paragraphe suivant. On a trouvé  $18 \mu\text{K}$  (distribution en vitesse Gaussienne, d'écart type  $7v_{rec}$ ).

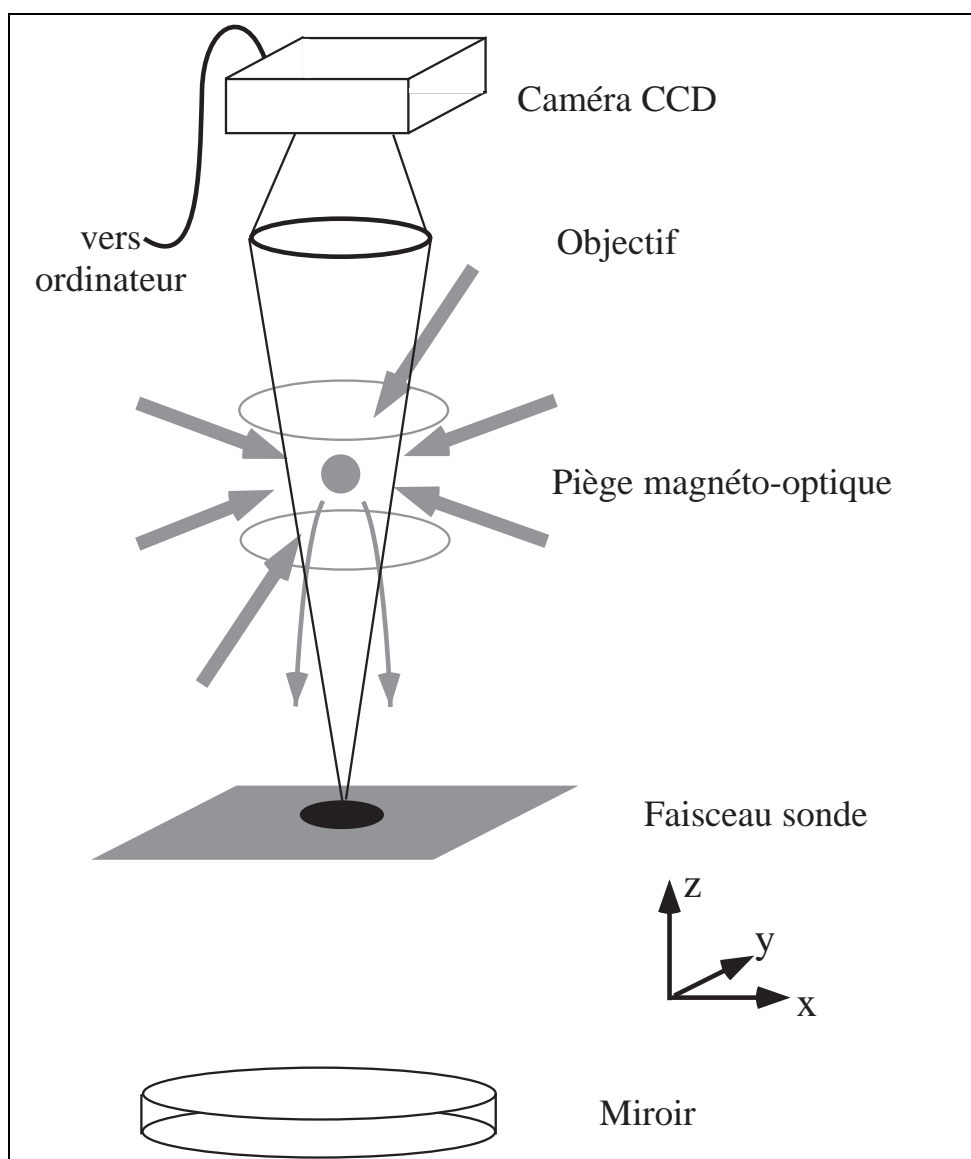


FIG. 3.15: *Dispositif expérimental schématique. Les atomes froids sont lâchés au dessus du miroir. Ils sont détectés dans le faisceau sonde avant ou après leur rebond par l'imagerie de leur fluorescence.*

modèle ATE CCD 768K). Afin d'obtenir un signal comportant un bon rapport signal à bruit (voir figures 6.17 et 6.18), nous effectuons un moyennage de 50 rebonds d'atomes.

Nous opérons de la manière suivante pour minimiser le bruit de détection : la caméra est en marche pendant toute la durée de l'expérience (50 cycles), et à chaque cycle, un obturateur mécanique expose la CCD pendant les 25 ms que dure le passage des atomes dans la sonde. A l'issue des 50 cycles (soit au bout de typiquement 100 s), le signal capté par la CCD est transféré à un ordinateur. L'avantage d'une telle méthode est de ne subir le bruit de lecture qu'une seule fois pour tout le moyennage. La détection est

alors limitée par le bruit de lecture de la CCD. En effet, La caméra refroidie présente un bruit de thermique extrêmement bas (un électron par pixel<sup>14</sup> et pour  $\sim 100$  secondes d'exposition) tandis que le bruit de lecture est de l'ordre de 10 électrons par pixel.

La dernière étape de l'acquisition consiste à soustraire à l'image moyennée, une autre image effectuée dans les mêmes conditions, mais sans la présence des atomes. Cette soustraction permet d'éliminer le fond, et d'obtenir le signal exclusivement dû aux atomes.

Pendant les expériences présentées dans la partie 6.4, le paramètre de saturation de la sonde était égal à  $s = 0.13$ . Suivant la hauteur à laquelle elle se situe, le nombre de cycles de fluorescence qu'effectue un atome dans la sonde est donc variable. De plus, pour les images présentées dans la partie 6.4, la distance entre le piège et la sonde était comprise entre 7.7 et 9.4 mm. Le nombre de photons émis par atome était donc de l'ordre de 3000.

### 3.5 Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion de donner les choix et les contraintes d'ordre expérimental pour étudier la diffraction en incidence rasante sur une onde évanescente.

Le détail du montage expérimental a été donné. Nous avons porté une attention particulière à la description de la phase de pompage optique, du contrôle de la direction de l'axe de quantification ainsi qu'à la description du réseau de diffraction.

Enfin, nous avons décrit la procédure de détection des atomes, en précisant les meilleures conditions nécessaires à l'étude de la diffraction.

Pour conclure, nous pouvons donner une séquence typique d'une expérience de diffraction :

- Chargement du piège magnéto-optique pendant 2 s. Les faisceaux ralentisseur, repompeur du ralentisseur, piège, repompeur du piège, ainsi que le quadrupôle magnétique et les bobines de compensation sont allumés. Les puissances de tous les faisceaux sont maximums. Le désaccord des faisceaux piège est de  $1.7 \Gamma$ .
- Fin du chargement : les faisceaux ralentisseurs sont éteints.
- Phase de compression pendant 5 ms. Le désaccord des faisceaux piège est porté à  $6.8\Gamma$ , tandis que leur puissance est divisée par deux.
- Phase de mélasse optique pendant 14 ms. Le quadrupôle est éteint et le désaccord des faisceaux piège est augmenté jusqu'à  $8.8 \Gamma$ .
- Lâcher des atomes. Tous les faisceaux du piège (repompeur compris) sont éteints. Origine des temps pour la suite de l'expérience.
- Branchement en moins d'une milliseconde du champ magnétique directeur de 620 mG le long de la direction du pompage optique. Attente de 2 millisecondes.

---

14. Le véritable terme français pour pixel est "eldim" pour "élément d'image". Nous continuerons néanmoins à utiliser le terme de pixel puisque "eldim" n'est pratiquement pas employé.

- 
- Pompage optique pendant 5 ms. Branchement du faisceau de pompage avec son repompeur associé.
  - Changement de direction en 10 ms du champ magnétique directeur afin de l'amener le long de l'axe  $Oy$ .
  - Diffraction : le laser Ti:Sa est allumé pendant 15 ms, 55 ms après le lâcher des atomes. Pour obtenir un rebond simple, il suffit de cacher le faisceau "retour" ou bien d'annuler sa puissance en tournant sa polarisation avant le cube de recombinaison.
  - Détection de la rechute des atomes. Avant d'allumer la sonde, le désaccord des faisceaux piège est réduit à  $\Gamma/2$ . La sonde est allumée 120 ms après le lâcher des atomes. Le passage de la remontée des atomes dans la région de la sonde est alors juste terminé. Attente de 100 ms. le signal est enregistré sur un ordinateur.
  - La séquence est alors terminée. Le cycle est recommencé typiquement 50 fois afin d'opérer des moyennages.



## Chapitre 4

# Expérience de diffraction d'atomes en incidence rasante

### 4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la réalisation expérimentale d'une expérience de diffraction d'atomes en incidence rasante sur une onde évanescente. Pour obtenir des ordres de diffraction efficacement peuplés, nous allons suivre les conditions expérimentales proposées par l'étude théorique présentée dans les deux premiers chapitres de ce manuscrit. Nous espérons alors réaliser des séparations du nuage atomique par transferts d'impulsion de plusieurs  $\hbar\kappa$ , ce qui réaliserait une lame séparatrice atomique cohérente extrêmement performante.

Le principe général de l'expérience que nous allons décrire dans ce chapitre est le suivant (figure 4.1). Nous capturons dans un piège magnéto-optique des atomes de  $^{87}\text{Rb}$  issus d'un jet thermique ralenti. Puis, nous les refroidissons à l'aide d'une mélasse optique à des températures de quelques microKelvin. Les atomes froids sont alors lâchés et tombent sous l'effet de la gravité. Dans les premières millisecondes qui suivent leur libération, ils peuvent être pompés optiquement dans un sous-niveau Zeeman donné, grâce à l'application d'une impulsion laser d'un faisceau laser polarisé circulairement et d'un champ magnétique directeur. Les atomes tombent alors en incidence normale sur une onde évanescente réalisée par la réflexion totale d'un faisceau issu d'un laser saphir dopé Titane à l'intérieur d'un prisme. L'onde évanescente est constituée de deux faisceaux contrepropageants de fréquences différentes : à l'issue du premier passage dans le prisme, le faisceau du laser Ti: Sa est rétro-réfléchi après avoir décalé sa fréquence de  $\Delta\omega/2\pi$  à l'aide de modulateurs acousto-optiques. L'expérience est réalisée dans le référentiel dans lequel la composante de vitesse des atomes parallèle au dioptre est nulle, elle est donc équivalente à une expérience dans laquelle les atomes arrivent en incidence rasante puisque l'effet Doppler entre les composantes contrepropageantes de l'onde évanescente est simulé par leur différence de fréquences (voir paragraphe 1.4.2.3). Après réflexion/diffraction sur l'onde évanescente, le passage des atomes est détecté lors de leur rechute vers le prisme en enregistrant leur absorption

dans une sonde quasi-résonnante. Cela nous permet de détecter la séparation des ordres de diffraction et d'en étudier les caractéristiques en fonction de divers paramètres. L'enregistrement du signal d'absorption en fonction du temps permet de connaître la composante de l'impulsion de l'atome normale au miroir, à la sortie de l'onde évanescente.

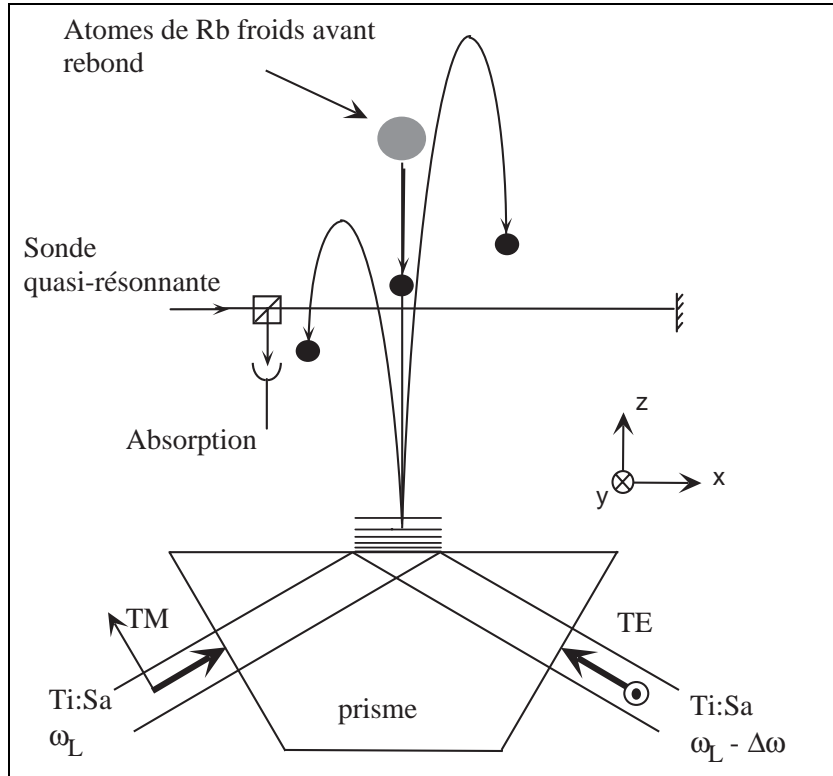


FIG. 4.1: Principe général de l'expérience de diffraction "en incidence rasante". Les atomes avant rebond sont représentés en gris. En noir sont représentés les atomes dans l'ordre 0 et les ordres  $\pm 1$ .

Dans une première partie, nous décrirons et commenterons les spectres de diffraction obtenus. Nous les confronterons alors aux prédictions du modèle de diffraction non scalaire présenté dans le premier chapitre. Le rôle de la polarisation dans l'onde évanescente sera également montré. Dans une deuxième partie, nous discuterons comment évaluer l'efficacité de diffraction à partir des spectres de diffraction. Pour cela, nous nous attacherons particulièrement à discuter l'effet de l'émission spontanée sur les spectres obtenus. Nous justifierons alors la démarche que nous avons suivie pour analyser les spectres de diffraction.

Dans ce chapitre nous nous restreindrons à la description des spectres obtenus. Nous ne donnerons aucun résultat expérimental concernant l'étude de l'efficacité de diffraction. En effet, le chapitre suivant sera entièrement consacré à son étude, en particulier en fonction de la différence de fréquences entre les deux composantes de l'onde évanescente.



## 4.2 Analyse de spectres de diffraction

Nous présentons dans cette partie les résultats de la réalisation expérimentale de la diffraction d'atomes "en incidence rasante" sur une onde évanescente. Nous commenterons alors les spectres de diffraction pour divers jeux de paramètres. La base théorique sur laquelle nous nous appuyerons est celle présentée dans le premier chapitre.

### 4.2.1 Spectre brut : absorption en fonction du temps

Nous avons donc décrit sur la figure 4.2 deux spectres expérimentaux. Ils consistent en la mesure de l'absorption du faisceau sonde par les atomes en fonction du temps. Le premier correspond à une rechute des atomes sans diffraction : seul le faisceau "aller" polarisé TM (c'est à dire principalement  $\sigma^-$  dans l'onde évanescente, par rapport à l'axe de quantification qui est le long de  $Oy$ ) était présent dans le prisme puisque le faisceau "retour" a été bloqué physiquement. Pour le deuxième spectre, le faisceau "retour" a été branché, donnant naissance à une structure dans le spectre que nous allons maintenant commenter.

Les atomes étaient initialement préparés dans le sous-niveau hyperfin  $|F = 2, M_f = +2\rangle$  du niveau fondamental électronique de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  par pompage optique. Sans discuter ici avec précision les valeurs des paramètres expérimentaux choisis, puisque ce sera fait dans le chapitre suivant, nous mentionnons simplement que la courbe présentée est obtenue pour une puissance de 2.8 W dans l'onde "aller" et de 80 mW dans l'onde "retour". L'onde "aller" est polarisée TM et l'onde "retour" TE (c'est à dire  $\pi$  dans l'onde évanescente), tandis que la différence de fréquences entre les deux faisceaux est choisie égale à  $\Delta\omega/2\pi = 16 \text{ MHz}^1$ .

Dans toute la suite de ce mémoire, nous dénommerons *spectre brut de diffraction* une courbe d'absorption de la sonde en fonction du temps. Tous les spectres que nous montrerons correspondront à un signal de rechute des atomes.

Les deux spectres présentés n'ont pas des échelles verticales identiques, ils ont été normalisés au pic le plus intense.

#### 4.2.1.1 Interprétation du nombre de pics observés

Nous voyons sur la figure 4.2 que nous obtenons une séparation temporelle efficace et bien résolue du nuage d'atomes en plusieurs structures : lorsque le faisceau retour est branché, la distribution en vitesses longitudinales se scinde en 5 pics *et seulement* 5. Le premier arrivé dans la sonde correspond à l'ordre zéro. Il concerne les atomes n'ayant pas subi de diffraction. Après lui, 4 pics arrivent successivement. Ils correspondent à 4 ordres de diffraction.

Nous allons reprendre le processus de diffraction non scalaire proposé dans le premier chapitre. La différence essentielle avec le cas qui y est étudié réside dans la présence des

---

1. Cette fréquence a été trouvée expérimentalement comme étant parmi celles donnant le signal de diffraction le plus efficace (l'optimum s'étale sur 1 MHz), voir paragraphe 4.2.1.1

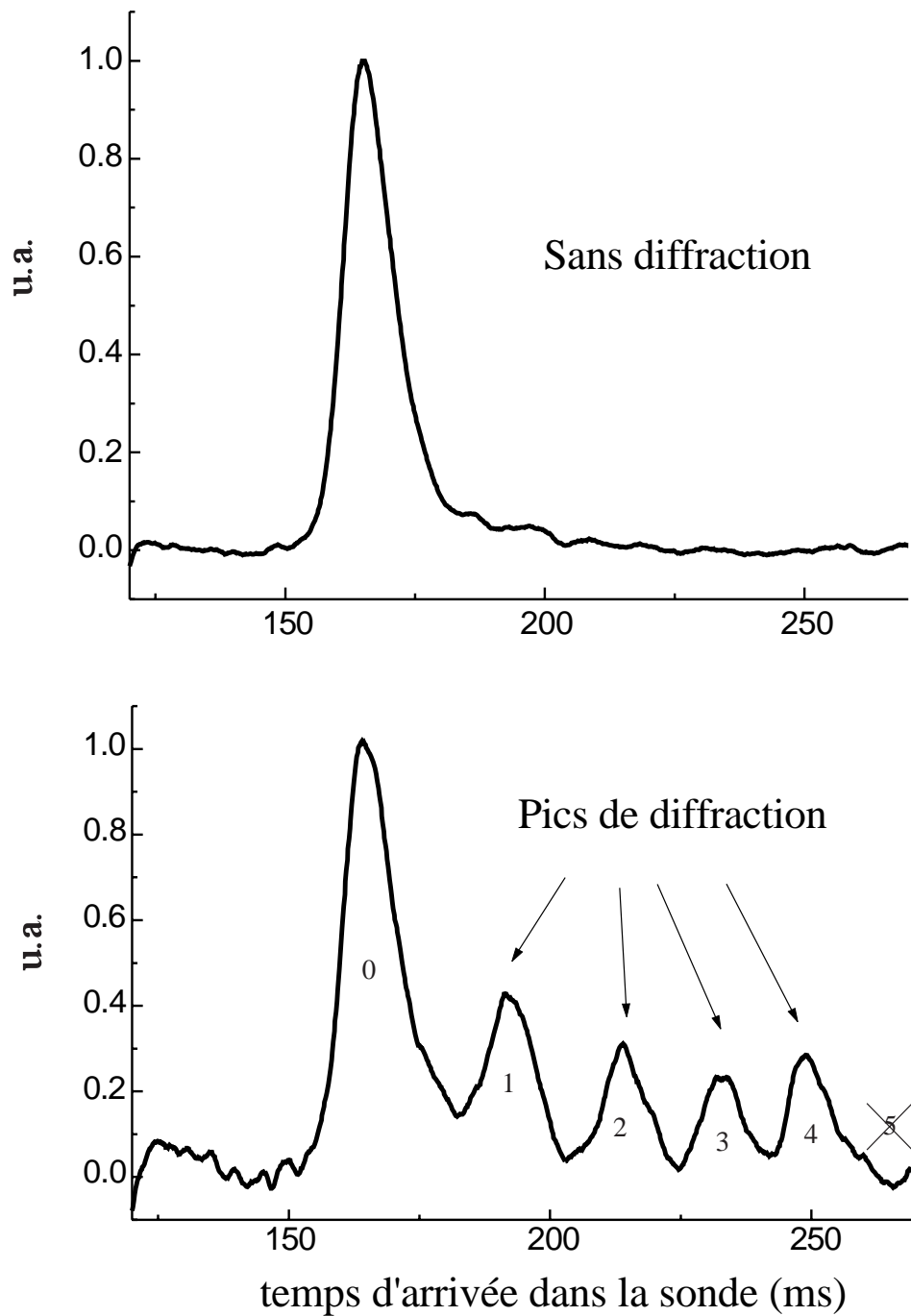


FIG. 4.2: Signal d'absorption correspondant à la chute des atomes. Observation de la diffraction (voir texte).

5 sous-niveaux Zeeman de l'atome dans son niveau fondamental.

Soit un atome initialement dans le sous-niveau fondamental  $|F = 2, M_f = +2\rangle$ . Dans l'onde évanescente, l'atome est plongé dans une onde intense de polarisation  $\sigma^-$ . Il est donc dans le niveau le moins déplacé par l'onde évanescente. L'intensité de l'onde est

néanmoins suffisante pour pouvoir réfléchir l'atome<sup>2</sup> (voir le signal de rechute obtenu sans diffraction).

Intéressons-nous dans un premier temps à la valeur de la fréquence utilisée. L'optimum expérimental a été trouvé autour de 16 – 17 MHz. On peut retrouver numériquement la valeur de cet optimum en considérant que la transition Raman est la plus efficace lorsqu'elle a lieu au point de rebroussement de la trajectoire atomique : on obtient 19 MHz pour le premier ordre de diffraction<sup>3</sup>. Cela semble indiquer que la transition Raman est la plus efficace lorsqu'elle a lieu légèrement avant le point de rebroussement classique de la trajectoire atomique. L'accord entre cette estimation et l'observation expérimentale est néanmoins extrêmement bon.

Considérons maintenant la cote  $z_0$  à laquelle l'écart entre les sous-niveaux est de  $h \times 16$  MHz. Par souci de simplification (et donc de clarté), nous allons raisonner en utilisant les valeurs des déplacements lumineux données par l'approximation des grands désaccords ; le paragraphe suivant donne les modifications à apporter à ce raisonnement lorsque les déplacements lumineux réels sont utilisés. A la cote  $z_0$ , les écarts entre tous les sous-niveaux sont donc égaux. Nous avons représenté sur la figure 4.3 la position énergétique des 5 sous-niveaux. Ils sont régulièrement espacés de  $h \times 16$  MHz.

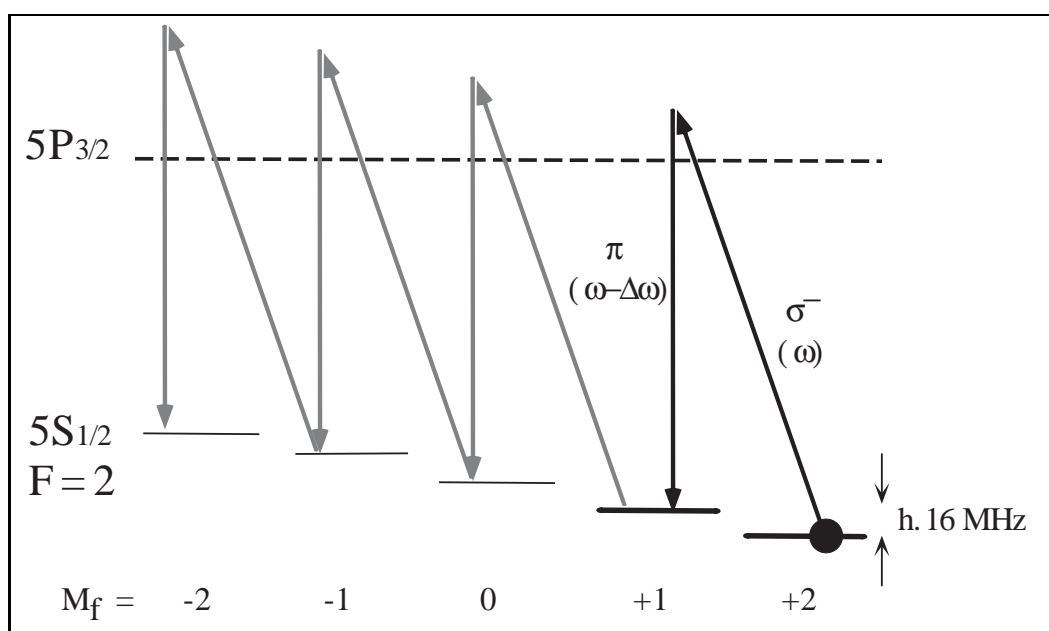


FIG. 4.3: Diagramme d'énergie des 5 sous-niveaux magnétiques à la cote  $z_0$  (voir texte). L'atome initialement dans le sous-niveau  $M_f = +2$  peut subir au maximum 4 transitions Raman stimulées : absorption d'un photon  $\sigma^-$  suivie de l'émission d'un photon  $\pi$ . La différence d'énergie des deux photons est égale à  $h \times 16$  MHz.

2. La puissance minimale nécessaire pour réfléchir les atomes dans ce niveau est de 2.1 W.

3. Voir tableau 3.1

Grâce à la présence de la composante de polarisation  $\pi$  de l'onde "retour" dans l'onde évanescente, l'atome peut subir au maximum 4 transitions Raman stimulées. A chaque transition, son énergie interne est augmentée de  $h \times 16$  MHz et l'atome change de niveau interne. Si on note  $n$  le nombre de transitions qu'il a subies ( $0 \leq n \leq 4$ ), lorsqu'il ressort de l'onde évanescente, son énergie cinétique est augmentée de  $nh \times 16$  MHz. Après propagation, le nuage atomique se scinde donc en 5 composantes reflétant la distribution du nuage à la sortie de l'onde évanescente. Le fait de détecter la rechute des atomes impose que les composantes de vitesses supérieures à celle correspondant au rebond simple (ordre zéro), arrivent après l'ordre zéro dans la sonde. Ce modèle explique donc pourquoi nous observons effectivement 4 *pics de diffraction et seulement 4* sur l'expérience et que ces pics arrivent *après le pic d'ordre zéro*. Notons qu'une caractéristique importante de ce processus est que l'état interne de l'atome est différent dans chaque pic de diffraction.

#### 4.2.1.2 Influence du faible désaccord utilisé sur les déplacements lumineux

Pour le désaccord  $\delta$  utilisé dans notre expérience, dans l'onde évanescente et à une cote donnée, l'écart entre deux sous-niveaux magnétiques n'est pas indépendant des sous-niveaux considérés<sup>4</sup>. Cela complique légèrement le raisonnement décrit au paragraphe précédent : il faut maintenant incorporer la dynamique de l'atome dans l'onde évanescente pour rendre compte des transitions multiples observées.

Une vision semi-classique du processus consiste à utiliser le modèle des transitions de Landau-Zener qui sera développé dans le chapitre suivant. L'atome se déplaçant le long des potentiels, il passera à des cotes pour lesquelles les écarts entre les potentiels adjacents sont égaux à  $h \times 16$  MHz. Ces cotes ne sont pas confondues comme dans le cas des grands désaccords. Nous avons représenté sur la figure 4.4 les déplacements lumineux réels, calculés dans le paragraphe 2.3. Nous avons alors indiqué la trajectoire d'un atome subissant 4 transitions Raman stimulées. L'atome est initialement dans le sous-niveau  $M_f = +2$ , et à la cote où l'écart énergétique entre les sous-niveaux  $M_f = +2$  et  $M_f = +1$  vaut  $h \times 16$  MHz, il subit sa première transition. Il est alors sur le niveau  $M_f = +1$ . Se déplaçant sur le niveau  $M_f = +1$ , il peut alors aller jusqu'à la cote où l'écart énergétique entre les sous-niveaux  $M_f = +1$  et  $M_f = 0$  vaut  $h \times 16$  MHz. Il peut subir une transition Raman stimulée ... et de proche en proche, il peut finir sur le niveau  $M_f = -2$ .

Les conclusions auxquelles on arrive sont donc identiques à celles données par l'approximation des grands désaccords : nous observons 4 *et seulement 4 transitions*, et à chaque transition, le gain en énergie cinétique est identique et égal à l'écart d'énergie entre le photons absorbé et le photon émis pendant le processus, soit  $h \times 16$  MHz. En revanche, le fait d'utiliser une valeur approchée des déplacements lumineux aura une influence sur l'efficacité des transitions (voir chapitre 5).

---

4. Rappelons que ceci provient du fait que la structure hyperfine du niveau excité ne peut pas être négligée devant la valeur modérée du désaccord utilisé ( $\delta/2\pi = 1.3$  GHz, voir paragraphe 2.3 et suivants).

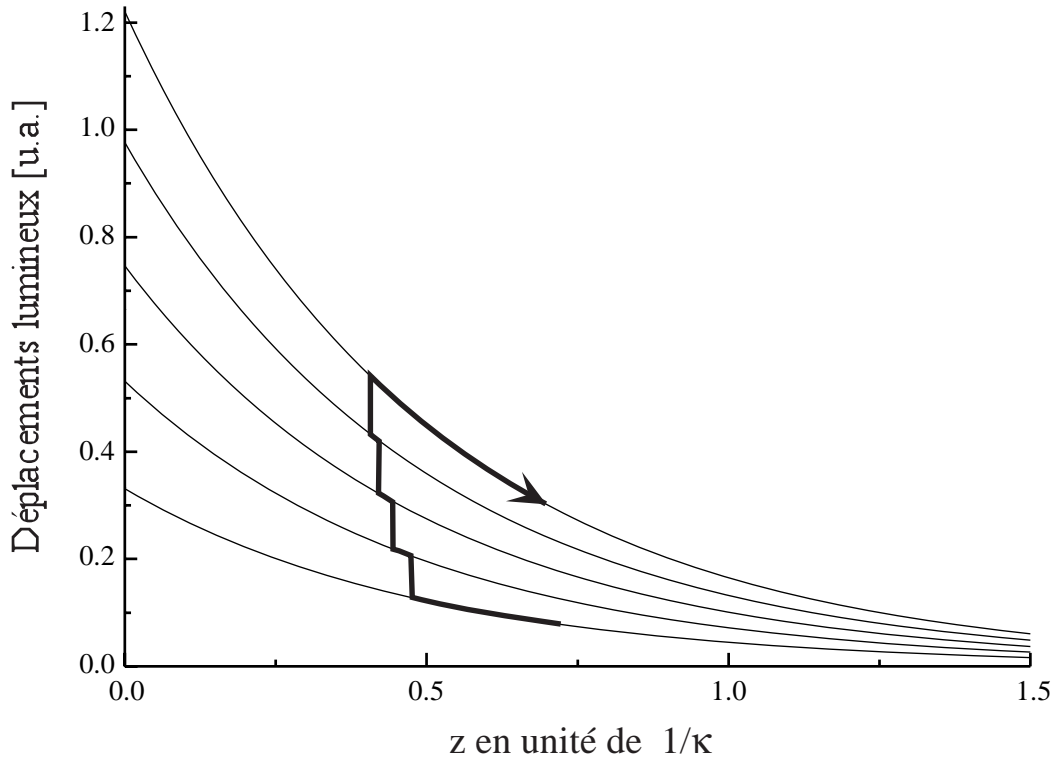


FIG. 4.4: Diagramme d'énergie des 5 sous-niveaux magnétiques en fonction de  $z$  (voir texte). L'atome initialement dans le sous-niveau  $M_f = +2$  peut subir au maximum 4 transitions Raman stimulées à des cotes différentes : absorption d'un photon  $\sigma^-$  suivie de l'émission d'un photon  $\pi$ . La différence d'énergie des deux photons est constante et égale à  $h \times 16$  MHz.

#### 4.2.2 Spectre corrigé : nombre d'atomes détectés en fonction du temps

Les spectres présentés jusqu'ici représentent le nombre de photons absorbés par les atomes dans la sonde et non le nombre d'atomes détectés. En effet, les atomes passent avec des vitesses très différentes dans la sonde. Un atome dans le pic d'ordre zéro passe beaucoup plus de temps dans la sonde qu'un atome dans le quatrième ordre de diffraction. Il absorbe donc plus de photons et contribue plus au signal d'absorption que l'atome dans l'ordre 4. Afin d'obtenir des spectres représentant le nombre d'atomes, nous allons calculer les vitesses de passage des atomes dans la sonde en fonction de l'instant auquel ils sont détectés. Il suffira alors de multiplier le spectre mesuré par la vitesse de passage des atomes dans la sonde pour chaque temps d'arrivée. Pour ce calcul, nous supposons que tous les atomes rebondissent au même instant.

On appelle  $h_p = 17.9$  mm la distance entre le piège et le miroir,  $-v_{in} = -\sqrt{2gh_p} = -0.59$  m/s la vitesse incidente des atomes sur le miroir,  $h_s = 9.6$  mm la distance entre la sonde et le piège. On note alors  $t$  le temps entre le lâcher des atomes et leur détection ; il

se décompose en  $t_m + t_{m-s}$ , avec  $t_m = 60.41$  ms le temps entre le lâcher et le rebond, et  $t_{m-s}$  le temps entre le rebond et la détection. Ce dernier dépend de l'énergie communiquée aux atomes après transition Raman stimulée  $\Delta E = n\hbar\Delta\omega$  (avec  $n$  l'ordre de diffraction). Exprimons dans un premier temps la vitesse  $v_s(\Delta E)$  avec laquelle les atomes sortent de l'onde évanescente ; pour cela, on écrit la conservation de l'énergie exprimée entre la sortie du miroir ( $z = 0$ ) et la sonde ( $z_s = h_p - h_s$ ) :

$$mgh_p + \Delta E = mgz_s + \frac{1}{2}mv_s^2(\Delta E) \quad (4.1)$$

On trouve alors :

$$v_s(\Delta E) = \sqrt{2gh_s + \frac{2\Delta E}{m}} \quad (4.2)$$

Nous notons  $t_s = t_{m-s}(\Delta E = 0) = 104.4$  ms. Nous définissons alors  $\Delta t = t_{m-s}(\Delta E) + t_s$  l'écart temporel entre des atomes ayant effectué un rebond élastique et ceux ayant effectué une transition inélastique. Finalement, nous définissons  $\Delta v$  l'écart de vitesses à la sortie de l'onde évanescente entre les atomes "élastiques" et les atomes "inélastiques". Afin d'exprimer  $v_s(t)$ , nous allons exprimer  $\Delta E$  en fonction de  $\Delta v$  puis  $\Delta v$  en fonction de  $\Delta t$ . Pour cela, nous exprimons la hauteur de la sonde de deux manières différentes :

$$z_s = -\frac{1}{2}gt_s^2 + v_{in}t_s \quad (4.3)$$

$$= -\frac{1}{2}gt_{m-s}^2 + (v_{in} + \Delta v)t_{m-s} \quad (4.4)$$

On trouve alors :

$$\Delta v = -v_{in} + \frac{1}{t_{m-s}} \left( \frac{1}{2}gt_{m-s}^2 + z_s \right) \quad (4.5)$$

A la sortie du miroir, l'énergie cinétique des atomes dont l'énergie totale est  $E_{in} + \Delta E$ , s'écrit :

$$\frac{1}{2}m(v_{in} + \Delta v)^2 = \frac{1}{2}mv_{in}^2 + \Delta E \quad (4.6)$$

D'où :

$$\Delta E = \frac{m}{2} ((v_{in} + \Delta v)^2 - v_{in}^2) \quad (4.7)$$

En reportant les équations 4.7 et 4.5 dans l'équation 4.2, on trouve la vitesse de passage des atomes en fonction de leur temps d'arrivée dans la sonde  $t$  :

$$v_s(t) = \sqrt{2gh_s - v_{in}^2 + \frac{1}{(t - t_m)^2} \left( \frac{1}{2}g(t - t_m)^2 + z_s \right)} \quad (4.8)$$

Cette formule ne s'applique que pour des atomes en *rechute*. Nous avons donc représenté  $v_s(t)$  sur la figure 4.5 entre les instants correspondant au passage des atomes dans la sonde lors de leur rechute, pour les paramètres de notre expérience.

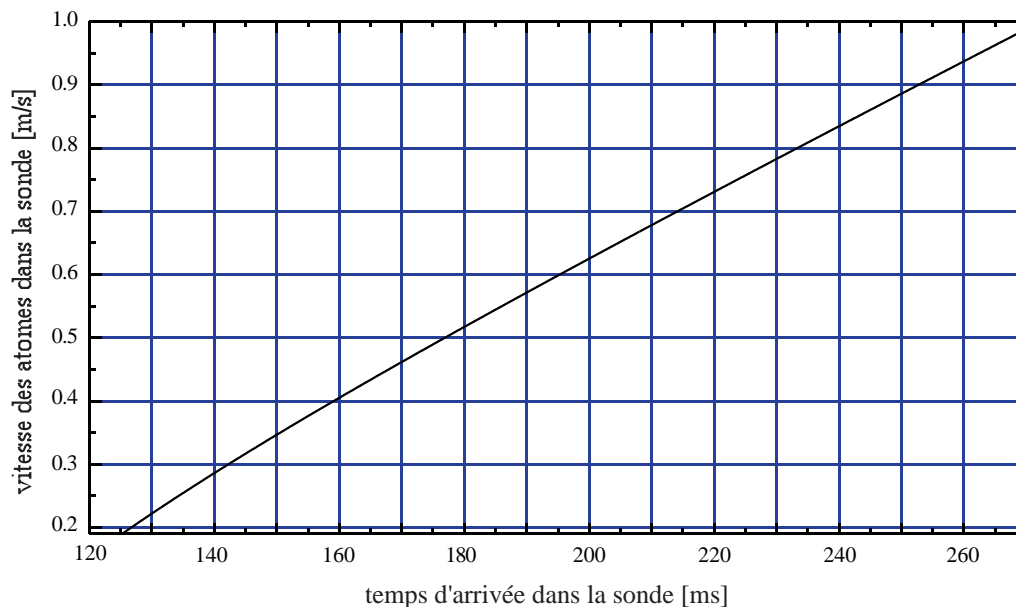


FIG. 4.5: *Vitesse de passage des atomes dans la sonde en fonction de l'instant auquel ils y sont détectés. L'origine des temps correspond au lâcher des atomes depuis le piège.*

Nous voyons que sur la plage temporelle correspondant à l'observation des 5 pics, la vitesse des atomes varie d'un facteur deux. Il s'agit donc d'un effet tout à fait significatif. Notons que la vitesse du centre de la distribution du pic d'ordre zéro (rebond sans diffraction) est de 0.43 m/s.

Nous pouvons alors corriger les spectres d'absorption. La correction du spectre présenté sur la figure 4.2 est donnée sur la figure 4.6. Le spectre obtenu est sensiblement différent du spectre brut puisque les atomes les plus rapides étaient défavorisés. Il est à noter que le spectre corrigé a été renormalisé au pic d'ordre zéro. Ainsi, le signal correspondant à des temps supérieurs à 164.8 ms est rehaussé par la correction, tandis que le signal arrivant avant est réduit.

Tous les spectres que nous présentons dans la suite, sont corrigés par la vitesse des atomes dans la sonde. Chaque atome aura donc le même poids dans le signal, indépendamment de l'instant auquel il arrive dans la sonde.

### 4.2.3 Cinématique

Nous avons fait varier la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  entre les faisceaux afin de faire varier les transferts d'impulsion communiquée aux atomes. Nous présentons sur la figure 4.8 quatre spectres mesurés correspondant à des différences de fréquences de 8.5, 12,

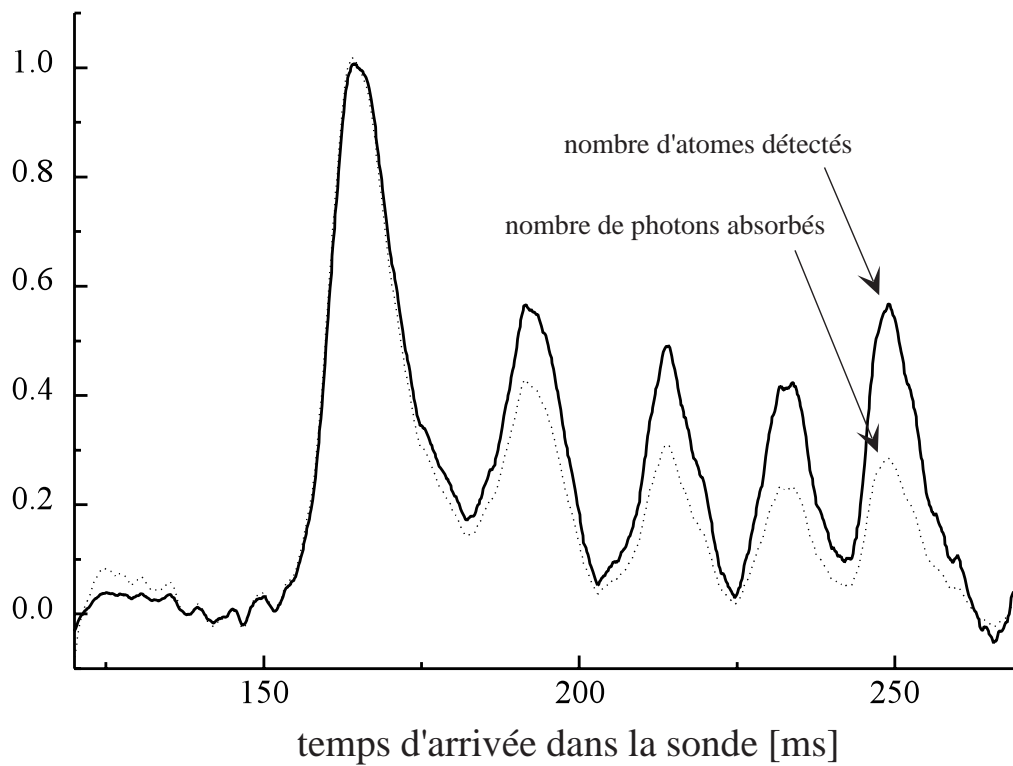


FIG. 4.6: Correction d'un spectre par la vitesse de passage des atomes dans la sonde. Trait plein : spectre corrigé, traits pointillés : spectre brut. Dans le spectre corrigé, la contribution au signal de chaque atome est identique.

17 et 20 MHz<sup>5</sup>. Comme attendu, nous observons que plus la différence de fréquences est importante, plus l'écart entre les pics est grande. Nous vérifions également que le nombre de pics est indépendant de la fréquence utilisée : 4 pics de diffraction sont obtenus à droite du pic d'ordre zéro. Nous pouvons néanmoins remarquer sur le spectre correspondant à la fréquence 8.5 MHz, la présence d'un petit pic sur la gauche du pic d'ordre zéro. Il correspond à une imperfection du pompage optique, ce qui entraîne la possibilité de transitions avec perte d'énergie. L'explication de ce phénomène va être discutée dans le paragraphe suivant qui est consacré à l'étude du signe des transferts d'impulsion en fonction de l'état interne initial de l'atome.

Nous avons alors pointé les 5 pics de diffraction (correspondant aux ordres 0 à +4), et nous avons décrit leur position en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  sur le graphique 4.8 pour des fréquences allant de 6 à 22.5 MHz. Au delà, l'efficacité de diffraction chute rapidement. Ce point sera étudié en détail dans le chapitre suivant. Pour des fréquences inférieures à 6 MHz, nous observons un élargissement du pic d'ordre zéro mais avec la résolution de notre expérience, il n'est pas possible de résoudre les pics de diffraction. Pour une différence de fréquences nulle nous n'observons pas de transfert d'impulsion selon la verticale.

5. La totalité des spectres est présentée sur les figures 5.5 et 5.6.



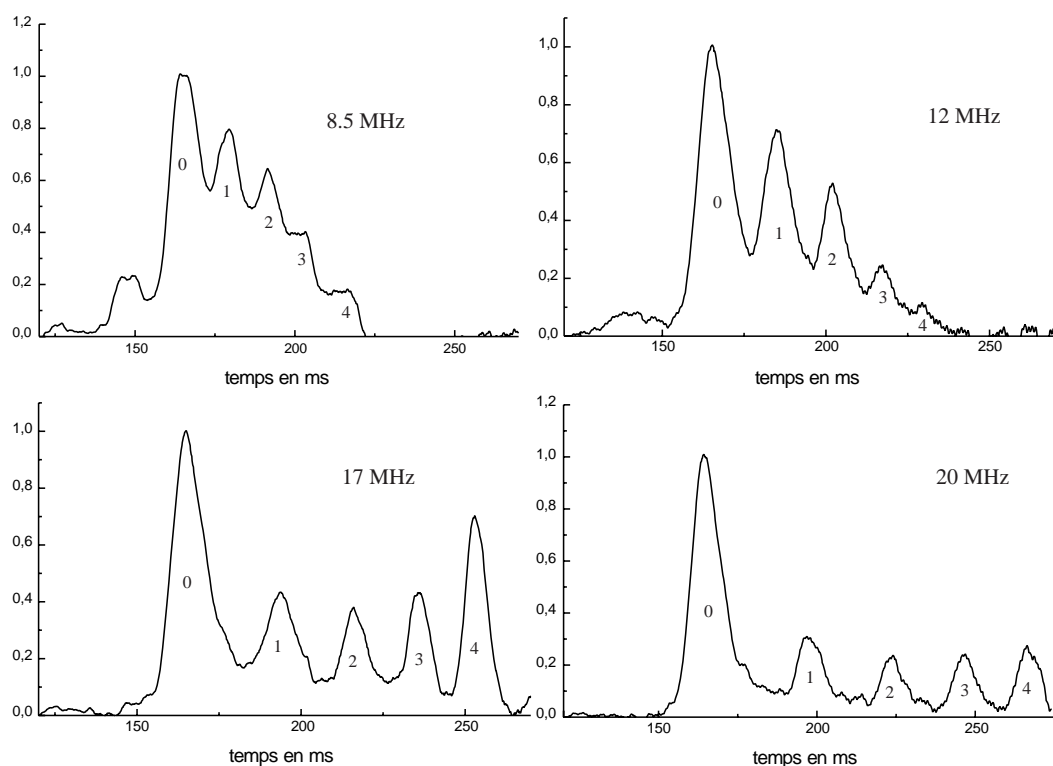


FIG. 4.7: Quatre spectres de diffraction pour quatre fréquences différentes : 8.5, 12, 17 et 20 MHz. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la figure 4.6.

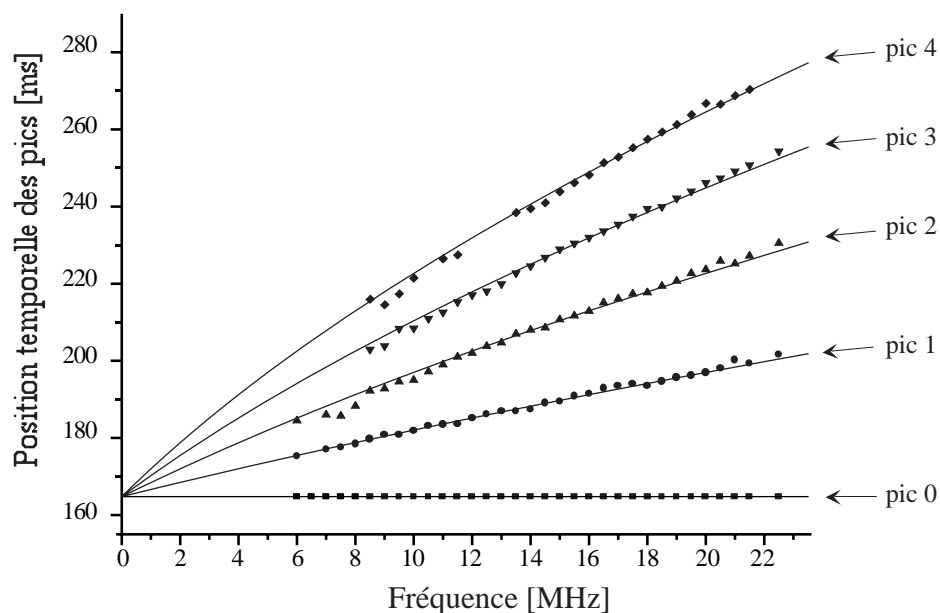


FIG. 4.8: Temps d'arrivée des 5 ordres de diffraction dans la sonde en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . La courbe en trait plein est issue du calcul théorique tandis que les points sont les résultats expérimentaux.

A partir des équations 4.7 et 4.5, il est aisé d'exprimer le temps d'arrivée des atomes dans la sonde en fonction de l'énergie  $\Delta E = n\hbar\Delta\omega$  gagnée dans l'onde évanescente ( $n$  est l'ordre de diffraction dans lequel se trouve l'atome à la sortie de l'onde évanescente). En prenant comme origine des temps le lâcher des atomes, on trouve :

$$t(\Delta E) = t_m - t_s + \frac{\sqrt{v_{in}^2 + \frac{2\Delta E}{m}}}{g} + \sqrt{\left(\frac{\sqrt{v_{in}^2 + \frac{2\Delta E}{m}}}{g} - t_s\right)^2 + \frac{2t_s\left(\sqrt{v_{in}^2 + \frac{2\Delta E}{m}} - v_{in}\right)}{g}} \quad (4.9)$$

Sur la figure 4.8, la courbe en trait plein représente le résultat du calcul donné par l'équation 4.9. Sans aucun paramètre ajustable, le calcul théorique reproduit extrêmement bien notre observation expérimentale. Cela confirme notre bonne interprétation du phénomène observé. Cette étude confirme également que nous connaissons très bien les positions relatives du piège, du faisceau sonde et du piège.

Finalement, dans des analyses ultérieures, cette étude simple nous permettra de pouvoir fixer la position des pics avec un bon degré de confiance lorsque l'efficacité de diffraction sera trop faible pour pouvoir la déterminer avec une bonne précision.

#### 4.2.4 Influence de la polarisation des atomes

Jusqu'à présent, pour interpréter les spectres obtenus, nous avons invoqué l'état interne initial de l'atome. En effet, pour un atome initialement dans le niveau  $M_F = +2$ , l'atome ne peut que gagner de l'énergie dans le réseau à onde évanescente. Pour valider cette interprétation, nous avons changé l'état interne initial des atomes : nous les avons préparés dans l'autre sous-niveau Zeeman extrême, à savoir le niveau  $M_F = -2$ . Si l'on se reporte au paragraphe 3.2, nous voyons qu'expérimentalement il suffit de changer la polarisation du faisceau de pompage optique. Il est donc très aisé de passer d'une situation à l'autre sans avoir à changer les autres paramètres expérimentaux.

Pour illustrer le rôle de l'état initial de l'atome sur les spectres de diffraction, nous avons choisi de représenter trois spectres sur la figure 4.9 : le premier (figure 4.9.a) correspond à des atomes initialement dans l'état  $M_F = -2$  et une fréquence  $\Delta\omega/2\pi = 7$  MHz. Dans cette situation, les atomes ne peuvent *que perdre de l'énergie*. En effet, le niveau  $M_F = -2$  est le sous-niveau Zeeman de la multiplicité du niveau fondamental  $F = 2$  de plus haute énergie dans l'onde évanescente. Les transitions que les atomes peuvent effectuer sont donc exclusivement vers des niveaux d'énergie inférieure. Les pics de diffraction correspondants sont donc détectés *avant le pic d'ordre zéro*. A priori, quatre ordres de diffraction sont présents. Néanmoins, la sonde ne peut pas être branchée suffisamment tôt pour détecter tous les ordres de diffraction : nous étions donc en mesure de n'en détecter que deux. Sur la figure 4.9.b, nous avons représenté le spectre obtenu pour des atomes initialement dans le niveau  $M_F = +2$  pour une fréquence de 16 MHz. La structure observée a déjà été commentée au début de ce chapitre : seuls des transferts d'impulsion positifs sont observés pour des atomes initialement dans l'état  $M_F = +2$ . Enfin, le dernier spectre présenté sur la

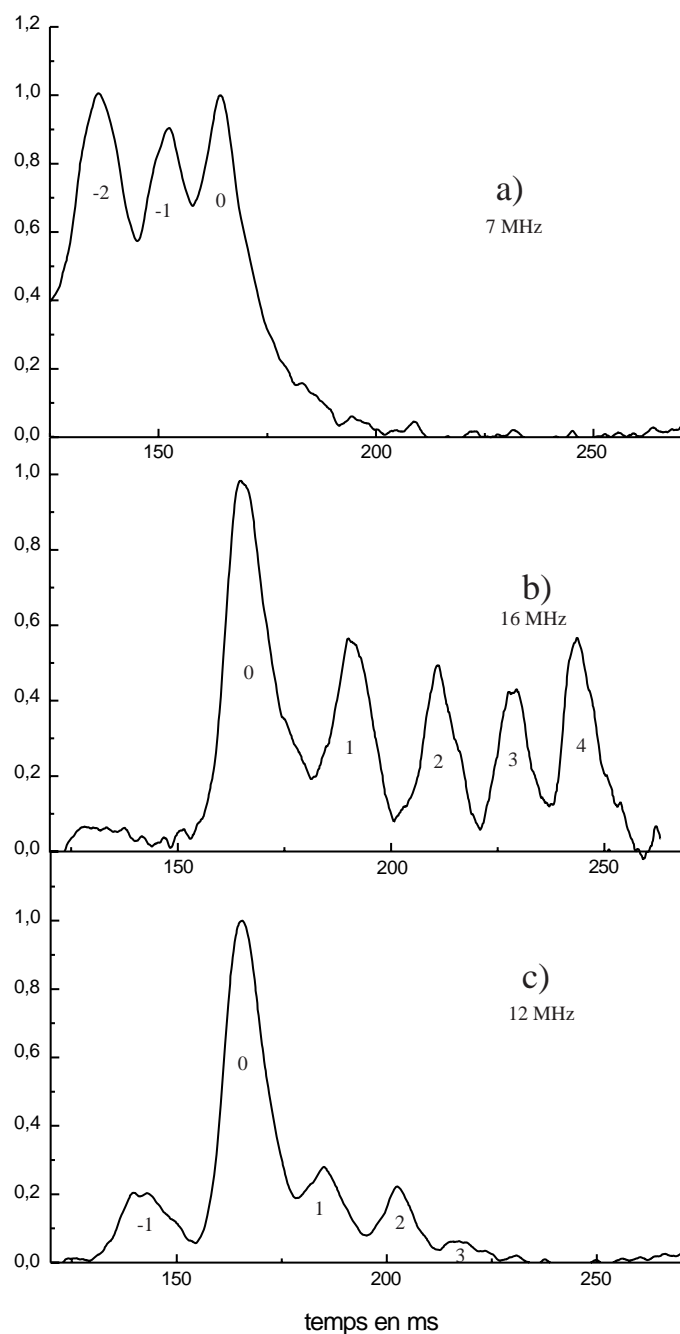


FIG. 4.9: Spectres de diffraction illustrant le rôle de l'état interne initial de l'atome : a) atomes initialement dans le niveau  $|F = 2, M_F = -2\rangle$ , b) atomes initialement dans le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  c) atomes répartis sur les cinq sous-niveau de l'état  $|F = 2\rangle$ . Les fréquences utilisées sont explicitées.

figure 4.9.c est obtenu sans pompage optique. Les atomes sont donc initialement répartis sur les 5 sous-niveaux du niveau  $F = 2$ . Nous avons choisi d'utiliser pour ce spectre une fréquence intermédiaire : 12 MHz. Comme nous pouvions nous y attendre, des transitions

avec perte ou gain d'énergie sont simultanément observées. Il convient de noter que les efficacités de diffraction sont moins importantes que dans les deux cas précédents bien que les puissances de tous les lasers soient identiques pour les trois spectres présentés. En effet, il est difficile d'optimiser l'efficacité de diffraction avec la fréquence, pour tous les sous-niveaux mis en jeu.

Le choix des fréquences relatives à chacun des trois spectres correspond à l'optimisation du signal pour chacune des situations considérées. Cela provient du fait que les points de rebroussement sont d'autant plus éloignés de la surface que l'atome est dans un niveau de  $M_F$  faible. L'explication précise des valeurs de fréquences pour lesquelles le signal est optimal serait prématurée à ce stade de l'étude. Nous renvoyons donc le lecteur à la remarque finale du paragraphe 5.2.2 pour cette explication.

### 4.2.5 Influence de la polarisation du laser : diffraction en polarisations TM-TM

Nous allons nous intéresser à la situation expérimentale suivante : l'onde "aller" et l'onde "retour" sont polarisées TM à l'entrée du prisme. Les polarisations correspondantes dans l'onde évanescente sont donc principalement  $\sigma^-$  pour l'onde "aller" et  $\sigma^+$  pour l'onde "retour" (cf. paragraphe 1.1.1).

Nous avons donc modifié notre montage expérimental pour pouvoir changer la polarisation de l'onde "retour" du cas TE au cas TM. Dans l'onde évanescente, nous pouvons donc choisir la polarisation de l'onde "retour" et la faire passer de  $\pi$  à  $\sigma^+$ .

#### 4.2.5.1 Modification du montage expérimental

Le montage expérimental indiqué sur la figure 3.8 a été modifié de manière à pouvoir changer la polarisation de l'onde retour pendant une même expérience. Le cube séparateur de polarisation utilisé pour recombinaison des faisceaux "aller" et "retour" a été remplacé par une lame semi-réfléchissante et un isolateur optique a été introduit dans le montage comme indiqué sur la figure 4.10.

L'isolateur optique<sup>6</sup> est absolument nécessaire, sans lui nous obtenons deux fréquences dans l'onde retour :  $(\omega \pm \Delta\omega)/2\pi$ .

Nous avons mesuré la réflectivité de la lame semi-réfléchissante en fonction de la polarisation de l'onde retour (voir figure 4.11). Nous voyons que dans le cas TM, elle est près de 50% plus élevée que dans le cas TE.

#### 4.2.5.2 Résultats obtenus

Par souci de concision, nous appellerons TM/TE (resp. TM/TM) la configuration dans laquelle les polarisations à l'entrée du prisme sont TM pour l'onde "aller" et TE (resp. TM)

---

6. Son isolation est de 30 dB

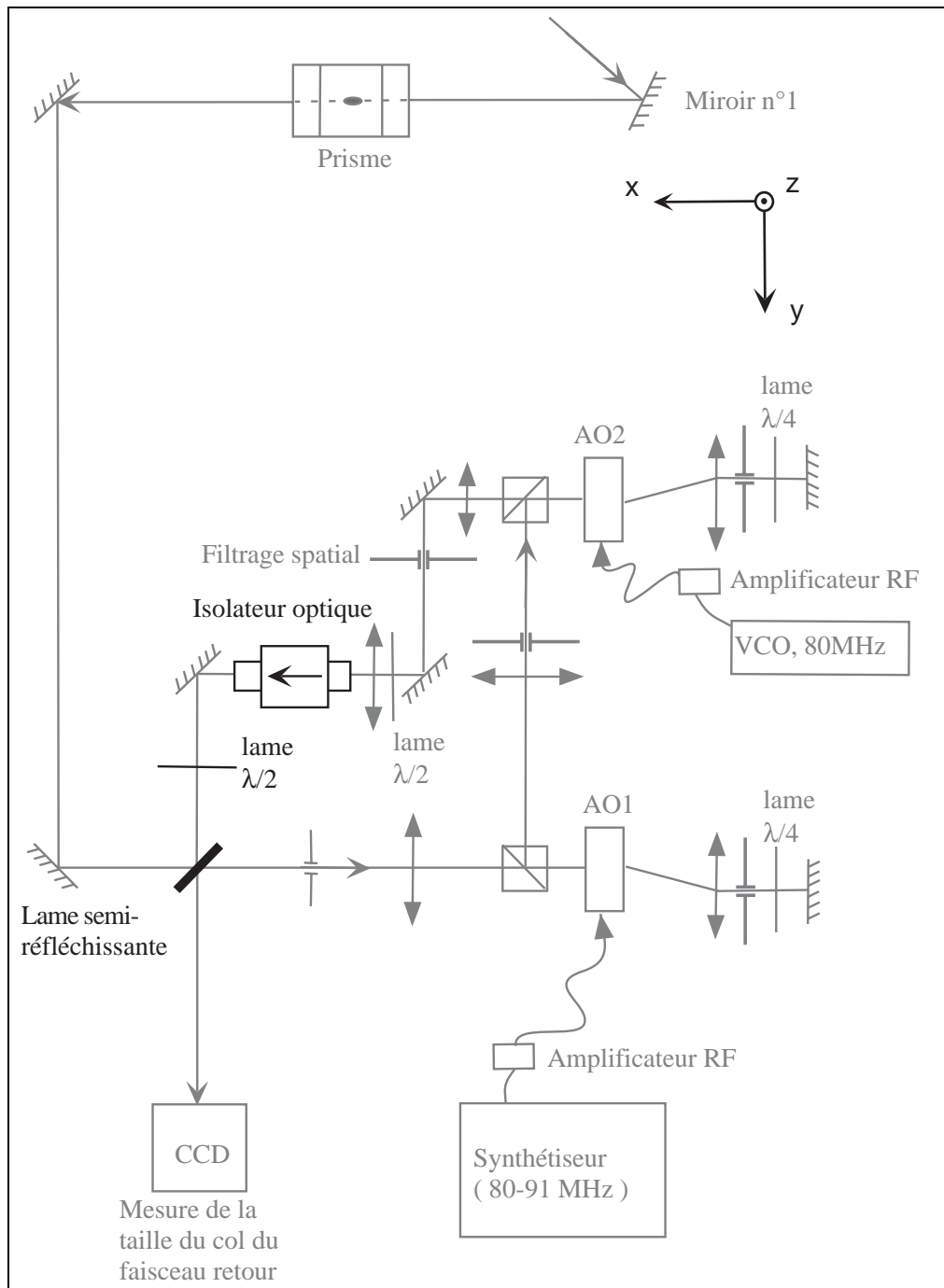


FIG. 4.10: Modification du montage présenté sur la figure 3.8: schéma de principe de la synthèse du faisceau "retour". Les modifications (en noir cette figure) permettent de changer continûment la direction de polarisation du faisceau "retour" à l'aide de la lame demi-onde supplémentaire.

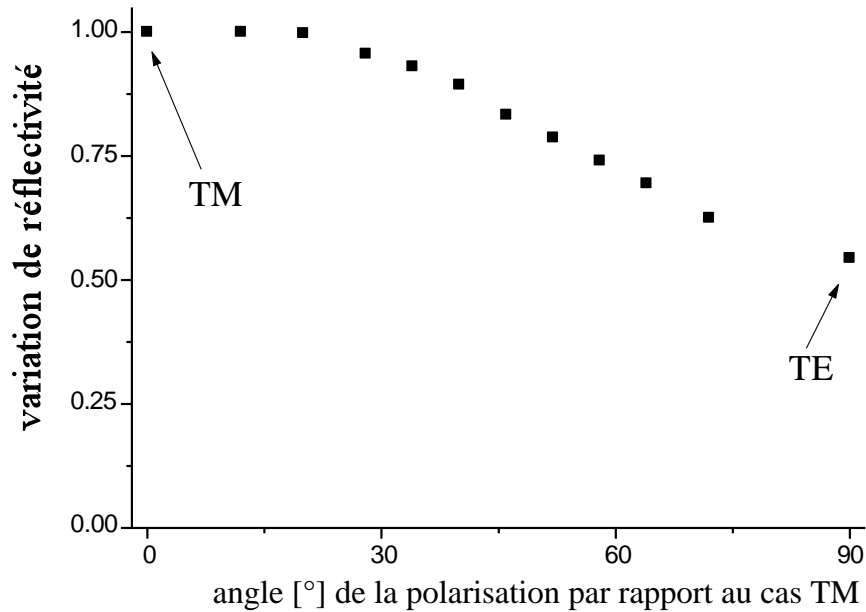


FIG. 4.11: *Réfectivité de la lame semi-réfléchissante en fonction de la polarisation du faisceau retour. Les dénominations TE et TM sont relatives aux polarisations par rapport au prisme.*

pour l'onde "retour". Enfin, lorsque la polarisation de l'onde retour est un mélange des polarisation TE et TM, nous utiliserons la notation TM/MEL.

Lors de cette expérience, les atomes n'étaient pas pompés dans un sous-niveau hyperfin particulier. Ils étaient donc répartis parmi les cinq sous-niveaux Zeeman du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ . Ceci présente l'avantage d'observer simultanément les phénomènes possibles pour tous les sous-niveaux Zeeman.

Nous avons d'abord vérifié que nous retrouvons la diffraction avec notre montage modifié. Dans le cas TM/TE, pour une différence de fréquences de 8.6 MHz, nous avons obtenu un spectre comportant des ordres de diffraction efficacement peuplés<sup>7</sup>. A partir de cette situation, nous avons basculé la polarisation de l'onde retour de 90° pour passer dans la situation TM/TM. Nous avons alors observé un spectre d'absorption identique aux spectres obtenus sans faisceau retour : aucun pic de diffraction n'apparaît sur le spectre. Nous avons répété cette expérience pour deux autres fréquences (6.6 et 8 MHz), et nous avons observé le même comportement.

Nous pouvons comprendre cette annulation des transferts d'impulsion en nous souvenant que le mécanisme responsable de l'apparition de pics de diffraction inélastique nécessite la présence de polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$  dans l'onde évanescente. Or, en configuration TM/TM, seules les polarisations  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$  existent<sup>8</sup>.

7. L'efficacité obtenue est néanmoins légèrement inférieure à celle obtenue par le montage non modifié. Cela est principalement dû au fait que l'utilisation de la lame semi-réfléchissante ne permettait pas d'avoir autant de puissance dans le faisceau "retour" que lorsqu'on utilisait le cube séparateur de polarisations.

8. A ce sujet, voir la dernière remarque de la fin de ce paragraphe.

Nous avons alors voulu affiner notre analyse. Au lieu de passer brutalement du cas TE/TM au cas TM/TM, nous avons fait varier continûment la direction de la polarisation entre ces deux extrêmes. Nous avons alors fait deux expériences :

- dans la première, la direction de la polarisation est continûment tournée du cas TE au cas TM tandis que nous mesurons l'efficacité de diffraction<sup>9</sup>. Nous avons alors tracé sa variation en fonction de la puissance de la fraction de l'onde "retour" dont la polarisation est TE. Il s'agit de l'expérience en polarisation TM/MEL.
- dans la seconde, la configuration TM/TE est utilisée. Nous mesurons l'efficacité de diffraction en fonction de la puissance de l'onde "retour", sans variation de sa polarisation. Pour cette expérience, le montage utilisé est le montage non modifié utilisant un cube séparateur de polarisations pour recombinaison des deux faisceaux (figure 3.8).

La comparaison entre les résultats donnés par les deux expériences est donnée sur la figure 4.12.

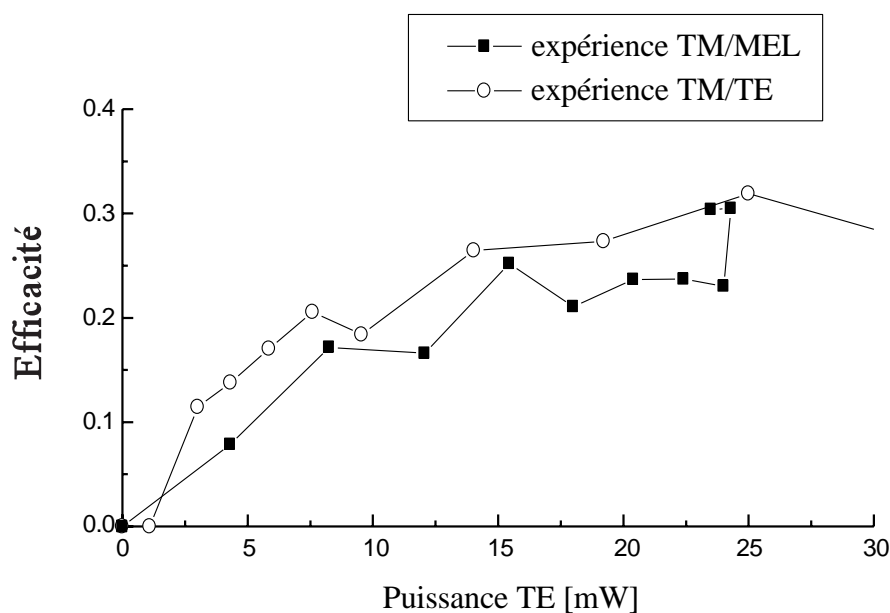


FIG. 4.12: Mesure de l'efficacité de diffraction pour les configurations TM/MEL et TM/TE. Dans le cas TM/MEL, la polarisation est tournée continûment pour passer du cas TM/TM au cas TM/TE tout en maintenant la puissance de l'onde retour quasiment constante (voir figure 4.11). Dans le cas TM/TE, la polarisation est gardée fixe tandis que la puissance de l'onde retour est augmentée.

<sup>9</sup> Elle est définie ici comme la somme des atomes présents dans les pics différents du pic d'ordre zéro divisée par la somme totale des atomes présents sur le spectre, voir équation 4.11.

Compte tenu des imprécisions de mesure, principalement dues à la détermination de la puissance du faisceau "retour"<sup>10</sup>, l'accord entre les deux expériences est raisonnable. Cela nous amène donc à conclure que *la composante de polarisation TM dans l'onde "retour" ne joue aucun rôle dans le phénomène de diffraction.*

En fait, dans le paragraphe 2.7.2, nous avons vu que pour la valeur de désaccord de notre expérience, des transitions Raman stimulées ne sont pas interdites lorsque la polarisation de l'onde évanescente comporte des composantes  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$  : elle correspondent à des transitions vérifiant  $\Delta M_F = \pm 2$ . Néanmoins, pour les observer il faudrait d'une part, plus de puissance dans le faisceau retour (le couplage est effectivement beaucoup plus faible que pour des transitions vérifiant  $\Delta M_F = \pm 1$ ). D'autre part, il faudrait utiliser des fréquences plus hautes que celles que nous avons utilisées ici puisque l'écart entre les niveaux mis en jeu dans ce type de transitions est typiquement deux fois plus grand.

### 4.3 Analyse de "l'efficacité expérimentale"

Le but de cette partie est d'expliquer quantitativement *la forme des spectres avec et sans diffraction.* Cette étude débouchera alors sur la détermination de l'efficacité de diffraction à partir des spectres expérimentaux.

Dans le paragraphe 4.3.1, après la description de la forme des pics de diffraction, nous donnons la procédure qui nous permet de mesurer le nombre d'atomes présents dans chaque pic. Dans le paragraphe 4.3.2 nous décrivons en détail l'effet de l'émission spontanée sur la forme du spectre de réflexion élastique (*i.e.* sans diffraction). Enfin, dans le paragraphe 4.3.3, nous décrivons les relations entre la probabilité de transition inélastique obtenue à partir des spectres expérimentaux en ayant inclu l'effet de l'émission spontanée, et celle calculée théoriquement.

#### 4.3.1 Analyse des pics de diffraction

Nous avons effectué une simulation Monte-Carlo pour reproduire un signal expérimental. Cette simulation comporte les paramètres suivants : la taille initiale du piège d'atomes (distribution Gaussienne avec  $\sigma_r = 0.35$  mm), la température initiale du nuage d'atomes (18  $\mu$ K, soit une distribution en vitesse Gaussienne avec  $\sigma_v \simeq 7v_{rec} \simeq 0.04$  m/s), les instants de branchement ( $t=55.5$  ms) et de débranchement du miroir ( $t=70.2$  ms), les distances entre le piège et le miroir (17.9 mm) d'une part, et la sonde (9.6 mm) d'autre part. Enfin elle comporte le transfert d'impulsion correspondant au pic de diffraction observé. Elle simule donc un spectre de nombre d'atomes pour des atomes détectés en rechute dans la sonde. Le seul paramètre ajustable de la simulation est le nombre d'atomes dans chaque pic.

Un signal issu d'une simulation et comportant les pics  $-1$ ,  $0$  et  $+1$  est représenté sur la

---

<sup>10</sup>. Plus précisément, c'est l'intensité qui compte. Sachant que les deux mesures ont été faites avec des montages expérimentaux différents, les cols des faisceaux n'étaient certainement pas *exactement* identiques. Cela conduit aux imprécisions évoquées.



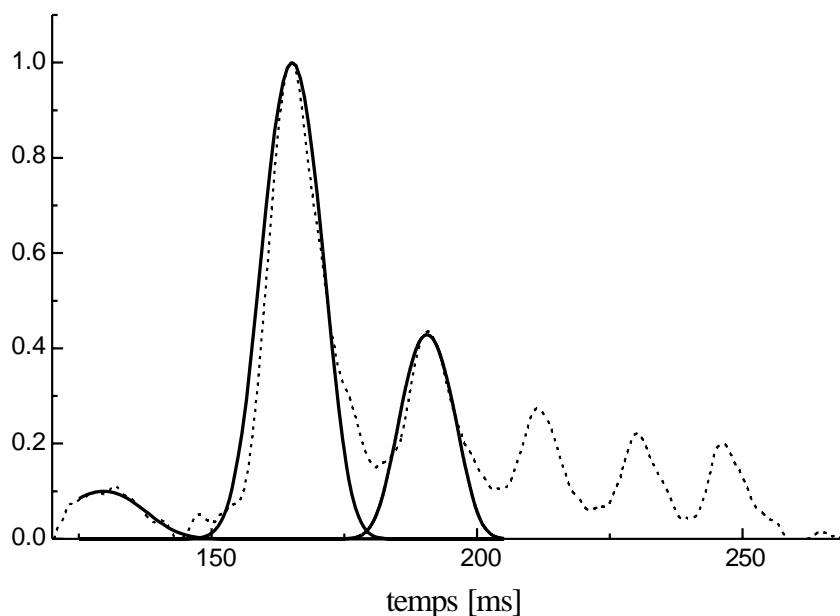


FIG. 4.13: *Spectre de diffraction obtenu avec une fréquence de 15.5 MHz (en trait pointillés). En traits pleins, simulations obtenues avec pour seul paramètre ajustable la hauteur de chaque pic.*

figure 4.13. Il est comparé à la courbe expérimentale correspondant aux mêmes paramètres initiaux.

C'est sans surprise que la position des pics donnés par la simulation est en parfait accord avec le signal expérimental. En effet, nous avons déjà vérifié au paragraphe 4.2.3 ce bon accord. En revanche, cette simulation nous permet de vérifier que la largeur de chaque pic de diffraction est extrêmement bien expliquée par le processus de diffraction inélastique que nous décrivons dans ce manuscrit.

Nous allons maintenant séparer la description du pic de réflexion élastique, de celle des pics de diffraction inélastique. Pour cela, nous avons soustrait aux spectres de diffraction, le spectre obtenu sans diffraction (spectre "élastique"), en ayant pris soin de normaliser tous les spectres à 1 au maximum du pic élastique. Les spectres obtenus ne comportent donc plus que les pics de diffraction inélastique. Ces pics sont très bien approximés par des Gaussiennes (voir figure 4.14). En revanche, le pic de diffraction élastique l'est très mal : sur la droite du pic, nous voyons une structure (voir figure 4.15). C'est pour cette raison que nous l'avons "séparé" des pics de diffraction inélastique par la soustraction. Nous chercherons à expliquer la forme du spectre obtenu sans diffraction dans les paragraphes 4.3.2.

L'étude de la probabilité de transitions inélastiques que nous ferons dans le chapitre suivant concerne principalement des spectres pour lesquels les ordres de diffraction sont peu peuplés. En effet, une étude systématique de l'efficacité de diffraction est facilitée lorsque peu de niveaux sont mis en jeu (deux idéalement : les niveaux  $M_F = +1$  et  $M_F = +2$ ). Dans ces situations, les signaux sont plus bruités que ceux présentés jusqu'à

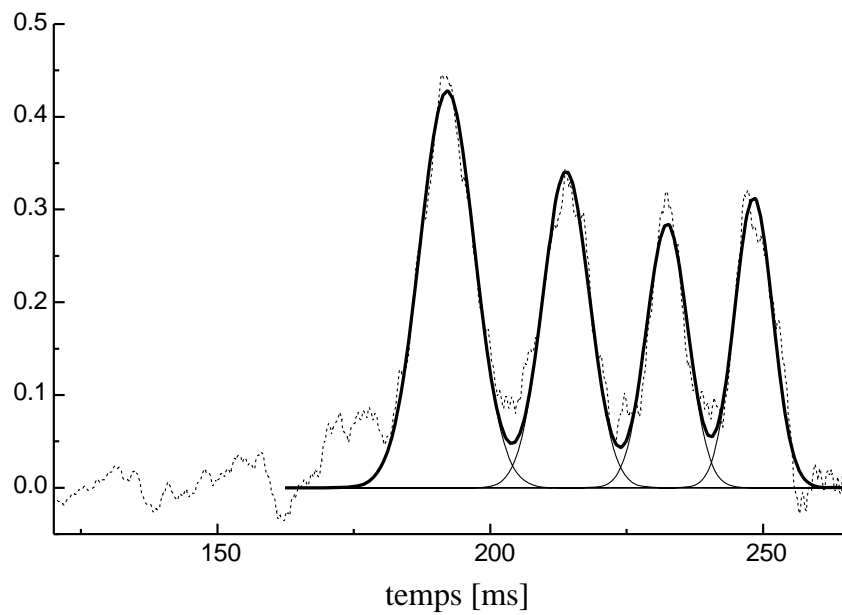


FIG. 4.14: *En traits pointillés* : spectre de diffraction obtenu avec une fréquence de 16 MHz pour lequel le pic central a été soustrait. *En traits pleins*, Gaussiennes de meilleur ajustement trouvée pour les pics d'ordre 1, 2, 3 et 4.

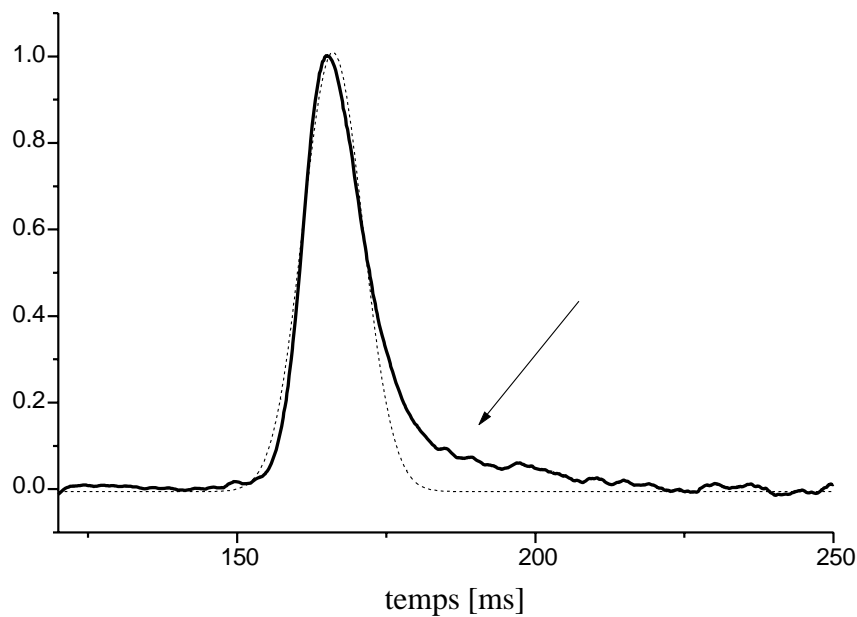


FIG. 4.15: *Spectre élastique*, obtenu sans diffraction en l'absence d'onde laser retour. *Comparaison avec une Gaussienne*.

maintenant, et une procédure de traitement des données rigoureuse et systématique s'est imposée. Elle repose sur la détermination de la Gaussienne de meilleur ajustement pour chaque pic de diffraction inélastique.

Nous avons mis à profit le fait que la largeur (figure 4.13) et la position des pics (figure 4.8) étaient bien comprises. Pour les faibles signaux, nous avons donc fixé les largeurs et les positions des Gaussiennes de meilleur ajustement. Nous avons alors utilisé l'aire des Gaussiennes obtenues pour connaître le nombre d'atomes présents dans chaque pic. Ainsi, la procédure de traitement numérique que nous avons suivie est la suivante :

- chaque spectre a été normalisé à 1 au maximum du pic de réflexion élastique (pic d'ordre zéro)
- le spectre obtenu sans diffraction a été soustrait à chacun des spectres. Les spectres résultants ne comportent donc plus que des pics de diffraction inélastique.
- les 4 pics de diffraction restants ont été approximés ensemble par des Gaussiennes dont la largeur et la position sont fixées. Pour chaque approximation, il existe donc 4 paramètres libres correspondants à la hauteur des 4 Gaussiennes.
- enfin, les aires des Gaussiennes ont permis de trouver la proportion d'atomes dans chaque pic, par rapport au nombre total d'atomes présents dans le spectre normalisé à la première étape de cette procédure.

Un exemple de spectre traité par cette méthode est donné sur la figure 4.14.

La proportion des atomes présents dans le pic élastique est mesurée grâce à l'intégration numérique du spectre élastique normalisé. Le nombre total d'atomes détectés dans chaque spectre, est donc donné par la somme de cette intégration numérique et des aires des Gaussiennes de meilleur ajustement des pics inélastiques.

Si l'on note  $A_n$  l'aire de la Gaussienne de meilleur ajustement du pic de diffraction inélastique d'ordre  $n$  ( $n \neq 0$ ) et  $A_0$  l'aire du pic élastique trouvée par intégration numérique, nous définissons l'efficacité de diffraction expérimentale  $P_{exp,n}^{brut}$  dans l'ordre  $n$  de la manière suivante :

$$P_{exp,n}^{brut} = \frac{A_n}{\sum_i A_i} \quad (4.10)$$

et l'efficacité de diffraction totale  $P_{exp,brut}$  :

$$P_{exp,brut} = \frac{\sum_{i \neq 0} A_i}{\sum_i A_i} \quad (4.11)$$

Ces définitions de l'efficacité de diffraction sont les plus simples auxquelles on peut penser. Elle sont directement issues de la mesure du nombre d'atomes détectés en fonction du temps. Néanmoins, afin de comparer l'expérience à des modèles théoriques, nous voudrions connaître la probabilité expérimentale pour un atome de peupler l'ordre de diffraction  $n$ . Nous pouvons la définir comme :

$$P_{exp,n} = \frac{N_i}{\sum_i N_i} \quad (4.12)$$

où  $N_i$  est le nombre d'atomes dans l'ordre  $n$  après diffraction.

Dans la partie suivante, nous allons montrer pourquoi, à cause de l'émission spontanée,  $P_{exp,n}^{brut}$  et  $P_{exp,n}$  peuvent être différentes. Cela provient du fait que l'instant auquel un atome est détecté peut être modifié s'il a effectué des cycles de fluorescence dans l'onde évanescente. Les paragraphes 4.3.2 sont consacrés à l'étude de cette modification. Il sera difficile de donner la relation qui lie  $P_{exp,brut}$  et  $P_{exp,n}$ , mais nous verrons qu'il est néanmoins possible de donner un encadrement de  $P_{exp,1}^{brut}$  par des expressions de  $P_{exp,1}$  dans le cas des faibles efficacités de diffraction (paragraphe 4.3.3).

### 4.3.2 Le taux d'émission spontanée

Le but de l'étude développée dans les paragraphes 4.3.2 est d'identifier les atomes ayant effectué un cycle de fluorescence et qui sont détectés dans la zone des pics de diffraction inélastique. La démarche utilisée est la suivante : nous calculons la probabilité qu'un atome émette un photon spontané dans les paragraphes 4.3.2.1, 4.3.2.1 et 4.3.2.3. Nous identifions le sous-niveau Zeeman de l'atome après émission spontanée (paragraphe 4.3.2.4). Pour chacun des sous-niveaux Zeeman, nous calculons la distribution en énergie des atomes quittant l'onde évanescente (paragraphe 4.3.2.5), puis nous donnons la distribution des atomes ayant effectué un cycle de fluorescence en fonction du temps d'arrivée dans la sonde (paragraphe 4.3.2.6) et nous la comparons au spectre obtenu sans diffraction (paragraphe 4.3.2.7).

#### 4.3.2.1 Pour un rebond sur un potentiel dipolaire

Dans le miroir à onde évanescente, les atomes sont plongés dans un champ laser quasi-résonnant. Ils ont donc une probabilité non nulle d'émettre un ou plusieurs photons de fluorescence.

Nous allons calculer la probabilité qu'un atome émette un photon spontané au cours d'un rebond en trois étapes : dans un premier temps, nous considérons le potentiel dipolaire seul. Dans le paragraphe 4.3.2.2, nous incluons la modification de la trajectoire de l'atome à cause du potentiel de van der Waals . Enfin, dans le paragraphe 4.3.2.3 nous prenons en compte la modification de la durée de vie de l'état excité à cause de la présence de l'interface. Nous nous baserons alors sur les calculs de la référence [76] où un calcul d'électrodynamique quantique est décrit.

Nous considérons dans ce paragraphe le cas du potentiel dipolaire seul. Le nombre moyen d'émissions spontanées par rebond et par atome  $P_{sp}$  est évalué en intégrant le taux d'émission spontanée par unité de temps  $dN/dt$  le long de la trajectoire atomique [77] :

$$P_{sp} = \int_{trajectoire} \frac{dN}{dt}(z) \frac{1}{v_z} dz = 2 \int_{z_{reb}}^{\infty} \frac{\Gamma}{2} \frac{s(z)}{1+s(z)} \frac{1}{v_z} dz \quad (4.13)$$

le facteur 2 provient de la prise en compte des chemins aller et retour dans l'onde évanescente.

Dans le cas où  $s \ll 1$  et en utilisant la conservation de l'énergie et le caractère exponentiel du potentiel dipolaire (décroissance en  $1/2\kappa$ ), il n'est pas nécessaire de connaître explicitement  $v_z(z)$ ; en supposant que l'atome atteint l'équilibre en chaque point de sa trajectoire, l'équation 4.13 se réduit à [48]:

$$P_{sp} = \frac{\Gamma}{\delta} \frac{mv_{inc}}{\hbar\kappa} \quad (4.14)$$

Avec nos paramètres expérimentaux, on a  $s = 0.06$  au point de rebroussement de la trajectoire classique de l'atome. L'application numérique donne alors  $P_{sp} = 0.41$ .

La probabilité d'émission spontanée par atome et par rebond est loin d'être négligeable. Cela est lié au fait que le désaccord utilisé ( $\delta/2\pi = 1.3$  GHz) n'est pas très élevé. En effet, l'équation 4.14 indique qu'il suffit d'augmenter  $\delta$  pour diminuer  $P_{sp}$ . Ce faisant, il faut pouvoir augmenter l'intensité de l'onde évanescente de manière à garder un potentiel dipolaire constant (il est proportionnel à  $\frac{I_{ev}}{\delta}$ ), ce que nous n'étions pas en mesure de faire.

#### 4.3.2.2 Modification de la trajectoire de l'atome

Le potentiel total sur lequel rebondissent les atomes n'est pas purement exponentiel, et l'équation 4.14 n'est plus valable, il nous faut donc recourir à l'intégration numérique de l'équation 4.13 en utilisant le potentiel total donné par l'équation 1.53. Notons que la condition  $s \ll 1$  n'est plus nécessaire à ce niveau.

La nouvelle trajectoire de l'atome constitue la modification due à la présence de l'interface, la plus simple à prendre en compte pour calculer  $P_{sp}$ : on obtient  $P_{sp} = 0.45$ . On pouvait s'attendre à ce que  $P_{sp}$  augmente par cet effet: à énergie incidente constante, la présence du potentiel de van der Waals diminue le potentiel total et l'atome va sonder des zones où l'intensité lumineuse est plus importante.

Néanmoins, cette nouvelle valeur ne tient pas compte de tous les effets dus à la présence de l'interface comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

#### 4.3.2.3 Modification de la largeur de la transition

La présence de l'interface n'a pas pour unique effet de changer la trajectoire de l'atome dans l'onde évanescente, elle modifie également la durée de vie de l'état excité  $\Gamma$ . Le résultat du calcul d'électrodynamique quantique de la référence [76] distingue deux cas suivant la polarisation du dipôle atomique par rapport à la surface:  $\Gamma_{\parallel}$  pour un dipôle parallèle au plan de la surface et  $\Gamma_{\perp}$  pour un dipôle dont l'orientation est perpendiculaire à la surface. Les valeurs de  $\Gamma_{\parallel}$  et de  $\Gamma_{\perp}$  dépendent évidemment de la distance de l'atome à la surface et toutes les deux tendent vers  $\Gamma$  lorsque l'atome est loin du prisme. Leurs expressions sont données par [76]:

$$\Gamma_{\parallel} = \Gamma \left( 1 + \frac{3}{4} \Re \left( \int_0^{\infty} \frac{udu}{\sqrt{1-u^2}} (\rho^p(u) + (u^2 - 1)\rho^s(u)) e^{2ik_0z\sqrt{1-u^2}} \right) \right) \quad (4.15)$$

$$\Gamma_{\perp} = \Gamma \left( 1 + \frac{3}{2} \Re \left( \int_0^{\infty} \frac{u^3 du}{\sqrt{1-u^2}} \rho^p(u) e^{2ik_0z\sqrt{1-u^2}} \right) \right) \quad (4.16)$$

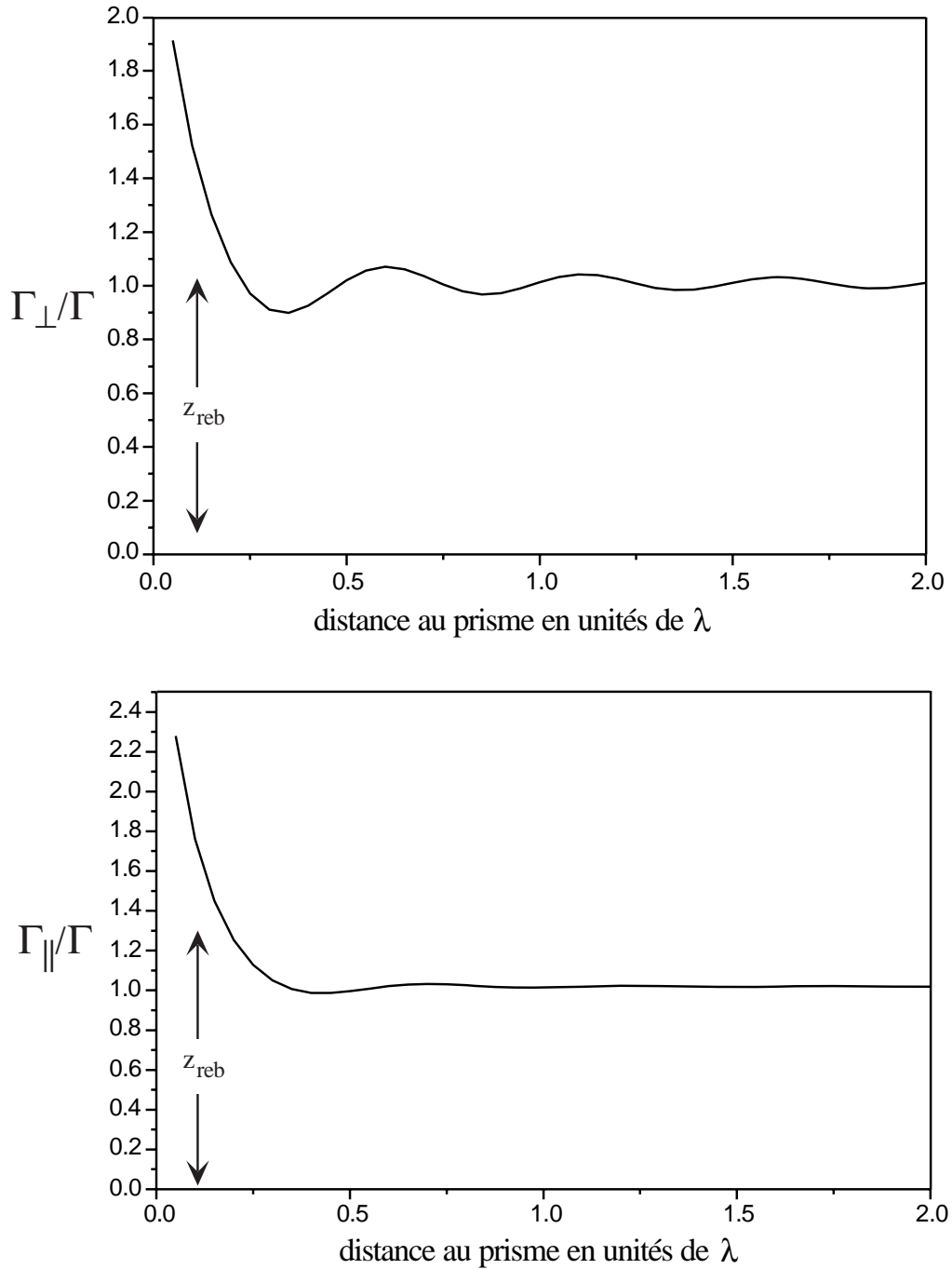


FIG. 4.16: Inverses des durées de vie de l'état excité en fonction de la distance au prisme.  $\Gamma_{\parallel}$  et  $\Gamma_{\perp}$  correspondent respectivement à un dipôle atomique dont l'orientation est parallèle ou normale au prisme. Pour nos paramètres expérimentaux, la distance du rebond  $z_{\text{reb}}$  est de l'ordre de  $0.1 \times \lambda_0$ . Pour des distances supérieures à  $z = \lambda_0/4$ , l'atome est suffisamment loin de l'interface pour la valeur de  $\Gamma$  dans le vide soit une très bonne approximation de  $\Gamma_{\parallel}$  et  $\Gamma_{\perp}$ .

avec

$$\rho^p(u) = \frac{n^2 \sqrt{1-u^2} - \sqrt{n^2-u^2}}{n^2 \sqrt{1-u^2} + \sqrt{n^2-u^2}} \quad (4.17)$$

$$\rho^s(u) = \frac{\sqrt{1-u^2} - \sqrt{n^2-u^2}}{\sqrt{1-u^2} + \sqrt{n^2-u^2}} \quad (4.18)$$

On obtient alors deux probabilités d'émission spontanée suivant l'orientation du dipôle atomique par rapport à la surface du prisme :

$$P_{sp}^{\parallel,\perp} = 2 \int_{z_{reb}}^{\infty} \frac{\Gamma_{\parallel,\perp}}{2} \frac{s(z)}{1+s(z)} \frac{1}{v_z} dz \quad (4.19)$$

Lorsque l'onde est polarisée TM à l'entrée du prisme, nous avons vu au paragraphe 1.1.1.6 que l'onde a une polarisation elliptique dans l'onde évanescente. Pour nos paramètres expérimentaux, on a :

$$\frac{\mathcal{E}_z}{\mathcal{E}_x} = \frac{\mathcal{E}_\perp}{\mathcal{E}_\parallel} = \frac{k_x}{\kappa} = 1.34 \quad (4.20)$$

La polarisation est quasi-circulaire. Il vient donc :

$$P_{sp} = \frac{1.34 P_{sp}^\perp + P_{sp}^\parallel}{2.34} = 0.62 \quad (4.21)$$

Pour nos paramètres expérimentaux, la probabilité d'émission spontanée par atome et par rebond est donc significativement augmentée par la présence de l'interface.

#### 4.3.2.4 Probabilité d'émission spontanée pour chacun des niveaux impliqués

Pour évaluer les conséquences de ce taux d'émission spontanée sur l'efficacité de diffraction mesurée  $P_{exp,brut}$ , nous allons nous restreindre au cas des faibles efficacités de diffraction. Ce faisant, nous considérons que seulement *deux niveaux* sont impliqués dans le processus de diffraction, à savoir les niveaux  $M_F = +2$  et  $M_F = +1$  du niveau fondamental  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ . Nous supposons que l'atome est initialement dans le niveau  $M_F = +2$  et qu'après le rebond, il a seulement peuplé le premier ordre de diffraction ( $M_F = +1$ ). Nous nous intéressons donc à  $P_{exp,1}^{brut}$  (voir équation 4.10).

Rappelons les polarisations dans l'onde évanescente : l'onde "aller" est quasiment polarisée  $\sigma^-$ , elle est intense et nous supposons qu'elle est seule responsable de l'émission spontanée. Nous négligeons donc l'effet de l'onde "retour" (de polarisation  $\pi$ ) qui est beaucoup moins intense. Rappelons que pour un désaccord de  $\delta/2\pi = 1.3$  GHz, nous avons calculé au paragraphe précédent que la probabilité totale (*i.e.* pour un atome à deux niveaux ou pour une transition fermée) d'émission spontanée est 0.62. Cela veut dire que six atomes sur dix subissent une émission spontanée.

Lorsqu'un atome initialement dans le sous-niveau  $M_F = +2$  subit l'absorption d'un photon  $\sigma^-$  suivie d'une émission spontanée, la transition n'est pas fermée. En effet, il

peut retomber dans trois sous-niveaux suivant la polarisation et l'énergie du photon réémis : il s'agit des sous-niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$ ,  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$  ou  $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = +1\rangle$ <sup>11</sup>. Nous allons donc donner la répartition des atomes selon ces trois niveaux.

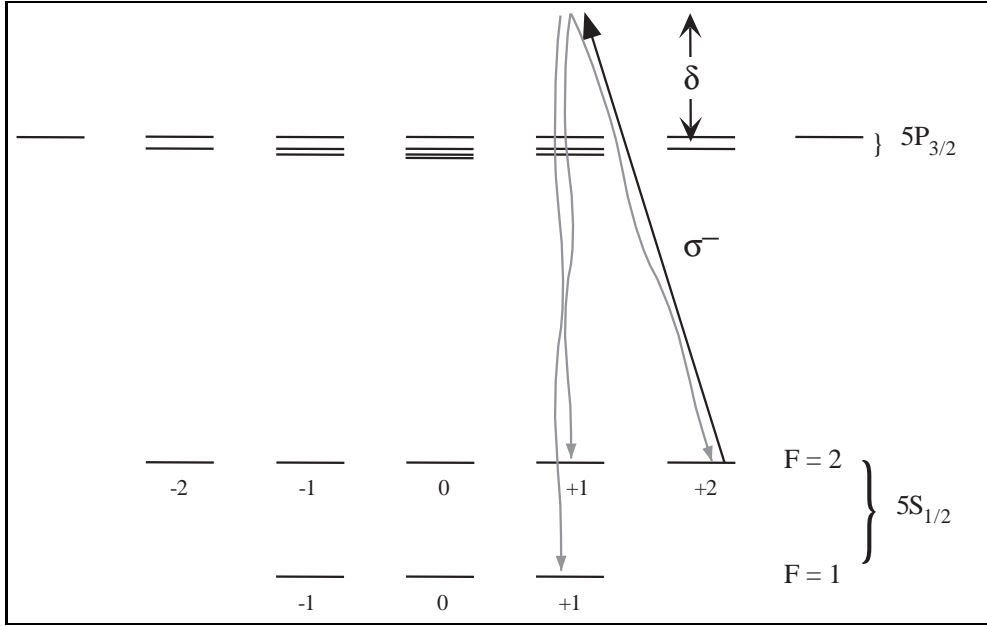


FIG. 4.17: *Processus d'émission spontanée en présence d'une onde polarisée  $\sigma^-$  à partir du niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$ . Nous supposons que le désaccord est grand devant la structure hyperfine du niveau excité.*

Le calcul consiste donc à calculer les rapports de branchement  $B_{2,F,M_F}$  entre le niveau de départ  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  et les trois niveaux fondamentaux d'arrivée  $|F, M_F\rangle$ . Nous nous contenterons ici du calcul approximatif supposant que le désaccord utilisé est grand devant la structure hyperfine du niveau excité  $|5P_{3/2}\rangle$ . Les rapports de branchement sont donc donnés par :

$$B_{2,F,M_F} = \left| \sum_{F_e, M_e} d_{F_e,2} \langle f, 2, 2 | \mathbf{d}^- \cdot \vec{\varepsilon}_-^{\times} | e, F_e, M_e \rangle d_{F_e, F_f} \langle f, F, M_F | \mathbf{d}^+ \cdot \vec{\varepsilon}_{M_F} | e, F_e, M_e \rangle \right|^2 \quad (4.22)$$

avec  $\vec{\varepsilon}_{M_F}$  égal à  $\vec{\varepsilon}_-$  pour  $M_F = +2$  et  $\vec{\varepsilon}_\pi$  pour  $M_F = +1$ .

En utilisant les tableaux donnés au paragraphe 2.9, on obtient les valeurs données dans le tableau 4.1. On trouve alors les probabilités d'émission spontanée  $P_{sp}^{F, M_F}$ , en fonction

<sup>11</sup>. Nous supposons ici que le désaccord est grand devant la structure hyperfine de l'état excité, sans quoi l'atome pourrait également retomber dans les 2 sous-niveaux  $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = 0\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = 0\rangle$ .



$$\boxed{\begin{aligned} \frac{B_{2,1,1}}{B_{2,1,1}+B_{2,2,2}+B_{2,2,1}} &= \frac{1}{2} \\ \frac{B_{2,2,2}}{B_{2,1,1}+B_{2,2,2}+B_{2,2,1}} &= \frac{1}{3} \\ \frac{B_{2,2,1}}{B_{2,1,1}+B_{2,2,2}+B_{2,2,1}} &= \frac{1}{6} \end{aligned}}$$

TAB. 4.1: *Emission spontanée: rapports de branchement  $B_{2,F,M_F}$  entre le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$  et les niveaux  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$  en supposant que le désaccord est grand devant la structure de l'état excité  $|5P_{3/2}\rangle$ , sous l'action d'une onde polarisée  $\sigma^-$ .*

du niveau final :

- $P_{sp}^{1,1} = \frac{1}{2} \times 0.62 = 0.31$  pour le niveau  $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = +1\rangle$
- $P_{sp}^{2,2} = \frac{1}{3} \times 0.62 = 0.21$  pour le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$
- $P_{sp}^{2,1} = \frac{1}{6} \times 0.62 = 0.10$  pour le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$

Nous allons maintenant donner les expressions des distributions en énergie des atomes sortant de l'onde évanescente dans l'un des trois sous-niveaux précités. Ces distributions en énergie représentent le nombre d'atomes sortant de l'onde évanescente avec une énergie cinétique comprise entre  $E$  et  $E+dE$  (voir équation B.2). Elles nous permettront de savoir si la mesure des aires des pics de diffraction concerne seulement les atomes diffractés, ou bien si les atomes ayant subi une émission spontanée viennent perturber le signal.

#### 4.3.2.5 Distributions en énergie des atomes subissant une émission spontanée

Dans les calculs qui suivent, nous allons négliger la modification de la trajectoire atomique par le potentiel de l'état excité (voir par exemple la référence [78]). De plus, pour obtenir des solutions analytiques pour les distributions finales en énergie des atomes, nous ne prendrons pas en compte la modification des trajectoires atomiques par le potentiel de van der Waals. Cela constitue une simplification théorique très importante. Notons que cette approximation ne consiste pas à négliger totalement le rôle de l'interface dans le processus d'émission spontanée, en effet, nous utilisons le taux d'émission spontanée calculé grâce au modèle QED du paragraphe précédent.

##### Cas du niveau $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$

Le cas des atomes retombant dans le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ <sup>12</sup> est simple: en négligeant le temps que passent les atomes dans le niveau excité, la distribution en énergie

<sup>12</sup> Lorsqu'il n'y aura pas d'ambiguïté, nous omettrons de mentionner la structure fine dans la notation des sous-niveaux des états hyperfins.

est identique à celle des atomes ne subissant pas d'émission spontanée. Pour un nuage d'atomes initialement ponctuel et monocinétique, il s'agit d'une distribution de Dirac positionnée en  $E_{in}$  que l'on note  $D_{2,2}(E) = \delta(E - E_{in})$ .

En revanche, la distribution réelle tient compte de la distribution en position et en vitesse initiale du nuage d'atomes. Elle constitue la "fonction d'appareil" de notre expérience et c'est elle qui a été simulée sur la figure 4.13.

### Cas du niveau $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$

Nous notons  $D_{2,1}(E)$  la distribution en énergie des atomes retombant dans le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  après avoir subi une émission spontanée, pour un nuage d'atomes initialement monocinétique et ponctuel. La vraie distribution finale est le résultat de la convolution de  $D_{2,1}(E)$  par la "fonction d'appareil" de notre expérience.

L'expression de  $D_{2,1}(E)$  est calculée dans l'annexe B (équation B.14) :

$$D_{2,1}(E) = \frac{\zeta_{2,2} \tau \Gamma}{\Delta\zeta \hbar \delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{\zeta_{2,1}}{\Delta\zeta} - \frac{\zeta_{2,2} E}{\Delta\zeta E_{in}}}} \quad (4.23)$$

avec

$$\Delta\zeta = \zeta_{2,1} - \zeta_{2,2} \quad (4.24)$$

$$\tau = \frac{m}{\kappa P_{in}} \quad (4.25)$$

$$E_{in} = \frac{P_{in}^2}{2m} \text{ l'énergie atomique incidente} \quad (4.26)$$

Rappelons que les  $\zeta_{F,M_F}$  ont été définis au paragraphe 2.3 ; ils sont égaux au rapport entre le déplacement lumineux calculé pour l'état  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$  et celui pour un atome à deux niveaux (voir équation 2.9).

L'allure de  $D_{2,1}(E)$  est donnée sur la figure 4.18.

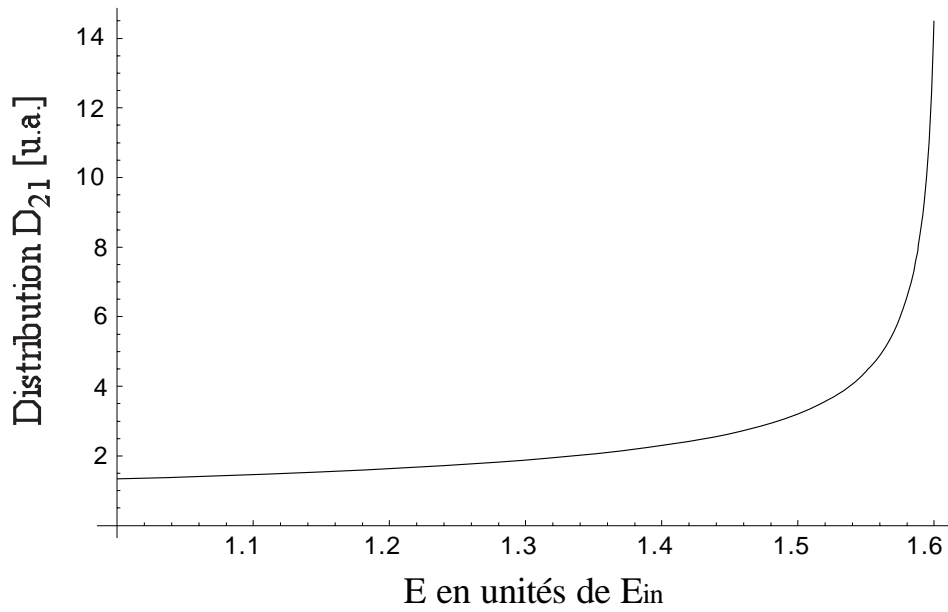
Le point de coupure de la distribution correspond à l'énergie de sortie lorsque le cycle de fluorescence a lieu au point de rebroussement de la trajectoire classique de l'atome. L'énergie correspondante est  $\frac{\zeta_{2,1}}{\zeta_{2,2}} E_{in} \simeq 1.6 E_{in}$ .

Comme nous pouvions nous y attendre, les atomes qui sortent de l'onde évanescente sur le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  ont gagné de l'énergie. En effet, dans une onde évanescente de polarisation  $\sigma^-$ , le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  est plus déplacé que le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  ( $\Delta\zeta > 0$ ).

### Cas du niveau $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = +1\rangle$

De manière analogue à  $D_{2,1}(E)$ , nous définissons  $D_{1,1}(E)$  pour les atomes qui sortent de l'onde évanescente dans l'état  $|F = 1, M_F = +1\rangle$ .

Le calcul de  $D_{1,1}(E)$  est un peu plus subtil que celui de  $D_{2,1}(E)$ , car pour un désaccord  $\delta/2\pi = 1.3$  GHz défini par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F_f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ , le niveau

FIG. 4.18: Allure de  $D_{2,1}(E)$ .

$|5S_{1/2}, F = 1, M_F = +1\rangle$  est un niveau attractif. En effet, le désaccord du laser par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F_f = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$  est dorénavant négatif et égal à  $(\delta - \delta_{hf})/2\pi = 1.3 - 6.8 = -5.5$  GHz. Nous ne rentrerons pas ici plus en détail dans le calcul; il est effectué dans l'annexe B.

L'expression de  $D_{1,1}(E)$  est donnée par l'équation B.23 :

$$D_{1,1}(E) = \frac{\zeta_{2,2}}{2\Delta\zeta'} \frac{\tau\Gamma}{\hbar\delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{\zeta_{2,2}E}{\Delta\zeta'E_{in}} - \frac{\zeta'_{1,1}}{\Delta\zeta'}}} \quad (4.27)$$

avec

$$\zeta'_{1,1} = \frac{\delta\zeta_{1,1}}{\delta - \delta_{hf}} \quad (4.28)$$

$$\Delta\zeta' = \zeta_{2,2} - \zeta'_{1,1} \quad (4.29)$$

La distribution  $D_{1,1}(E)$  ne concerne que des énergies inférieures à  $E_{in}$ . En effet, les atomes subissant une émission spontanée et finissant dans le niveau  $|F = 1, M_F = +1\rangle$  perdent de l'énergie. Ces atomes arrivent donc dans la sonde avant le pic élastique (pic d'ordre zéro). Ils ne sont donc pas une gêne pour l'analyse de notre expérience; ils constituent simplement une perte de signal.

Certains d'entre eux ne rebondissent d'ailleurs plus: il s'agit des atomes dont l'énergie finale est négative. Il existe aussi d'autres atomes qui sont perdus par notre expérience: il s'agit de ceux dont l'énergie n'est plus suffisante pour atteindre la sonde. L'énergie minimale que les atomes doivent avoir pour atteindre la sonde est donnée par :

$$E_{min} = mgz_s = 0.45E_{in} \quad (4.30)$$

Nous avons donné l'allure de  $D_{1,1}(E)$  sur la figure 4.19.

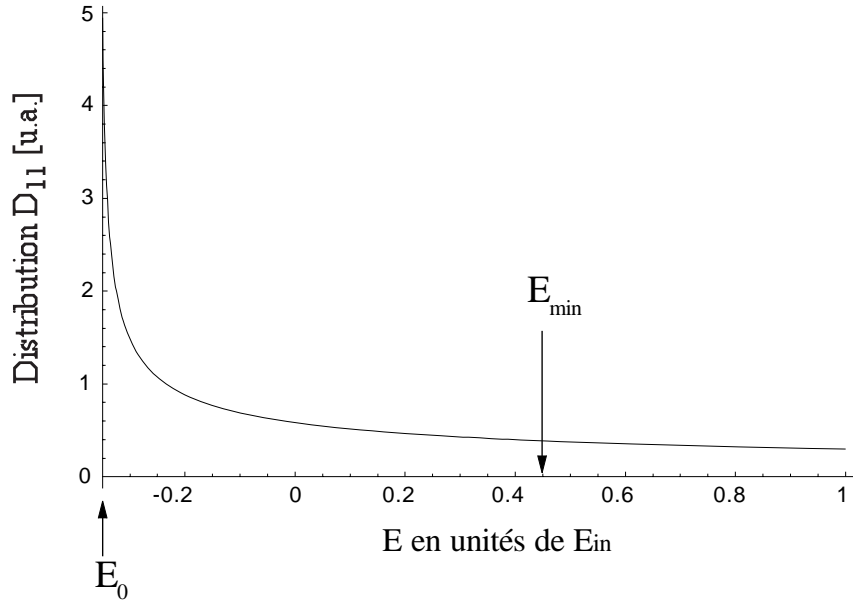


FIG. 4.19: Allure de  $D_{1,1}(E)$ . L'énergie minimum  $E_{min}$  pour que les atomes atteignent la sonde est indiquée sur la figure.

Nous y voyons que peu d'atomes ont des énergies comprises entre  $E_{min}$  et  $E_{in}$ , et que la distribution y est très plate.

#### 4.3.2.6 Proportion des atomes détectés parmi ceux subissant une émission spontanée

Il est désormais possible de connaître la proportion des atomes qui subissent une émission spontanée et qui sont détectés. D'après ce qui précède, tous les atomes qui finissent dans les états  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  ou  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  sont détectés par la sonde. En revanche, pour les atomes qui finissent dans l'état  $|F = 1, M_F = +1\rangle$ , il faut connaître la proportion des atomes qui ne rebondissent pas et celle des atomes qui ne sont pas détectés.

On note  $\gamma$  la proportion des atomes qui atteignent la sonde et qui ont subi une émission spontanée vers  $|F = 1, M_F = +1\rangle$ . Définissons  $E_0$  l'énergie finale minimum que peuvent avoir les atomes après être tombés dans le niveau  $|F = 1, M_F = +1\rangle$  par émission spontanée :

$$E_0 = \frac{\zeta'_{1,1}}{\zeta_{2,2}} E_{in} \simeq -0.35 E_{in} \quad (4.31)$$

La proportion cherchée est simplement égale à :

$$\gamma = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{in}} D_{1,1}(E)dE}{2 \int_{E_0}^{E_{in}} D_{1,1}(E)dE} \quad (4.32)$$

Le facteur 2 au dénominateur tient compte de l'aller et du retour dans l'onde évanescente : si l'atome subit son émission spontanée à l'aller, il n'est pas réfléchi (voir annexe B).

On trouve finalement  $\gamma = 0.12$ . Cela signifie que la plupart des atomes qui subissent une émission spontanée et qui finissent dans l'état  $|F = 1, M_F = +1\rangle$ , ne rebondissent pas ou bien n'atteignent pas la sonde.

#### 4.3.2.7 Effet de l'émission spontanée sur la forme des spectres sans diffraction

Nous allons considérer un signal sans diffraction : l'onde évanescente est donc exclusivement constituée d'une onde de polarisation  $\sigma^-$ .

Soit  $DN_{sp}(t)$  le nombre d'atomes qui ont subi une émission spontanée dans l'onde évanescente et qui sont détectés entre les instants  $t$  et  $t + dt$ . Son expression vaut :

$$DN_{sp}(t) = (D_{1,1}(E) + D_{2,1}(E) + D_{2,2}) \frac{dE}{dt} \quad (4.33)$$

En utilisant les équations 4.5 et 4.7, en remplaçant  $\Delta E$  par  $E - E_{in}$  et en sachant que  $t_{m_s} = t + t_m$ , on trouve :

$$E(t) = E_{in} + \frac{m}{2} \left( \frac{1}{(t - t_m)^2} (z_s + \frac{1}{2}g(t - t_m)^2)^2 - v_{in}^2 \right) \quad (4.34)$$

et

$$\frac{dE}{dt} = \frac{m}{t - t_m} (z_s + \frac{1}{2}g(t - t_m)^2) \left( g - \frac{z_s + \frac{1}{2}g(t - t_m)^2}{(t - t_m)^2} \right) \quad (4.35)$$

Nous avons représenté  $DN_{sp}(t)$  sur la figure 4.20.

Rappelons que  $DN_{sp}(t)$  a été calculée en supposant que le nuage atomique initial était monocinétique et ponctuel. La distribution réelle des atomes ayant subi une émission spontanée doit tenir compte des distributions en énergie et position initiales du nuage d'atomes.

Si l'on veut connaître la distribution que l'on doit réellement détecter, il faut sommer la distribution des atomes n'ayant pas subi d'émission spontanée à celle des atomes ayant subi une émission spontanée. Voici les chiffres qu'il faut retenir : sur 100 atomes qui rebondiraient s'il n'y avait pas d'émission spontanée :

- **38** rebondissent effectivement sans émission spontanée (ils restent dans l'état  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ ).

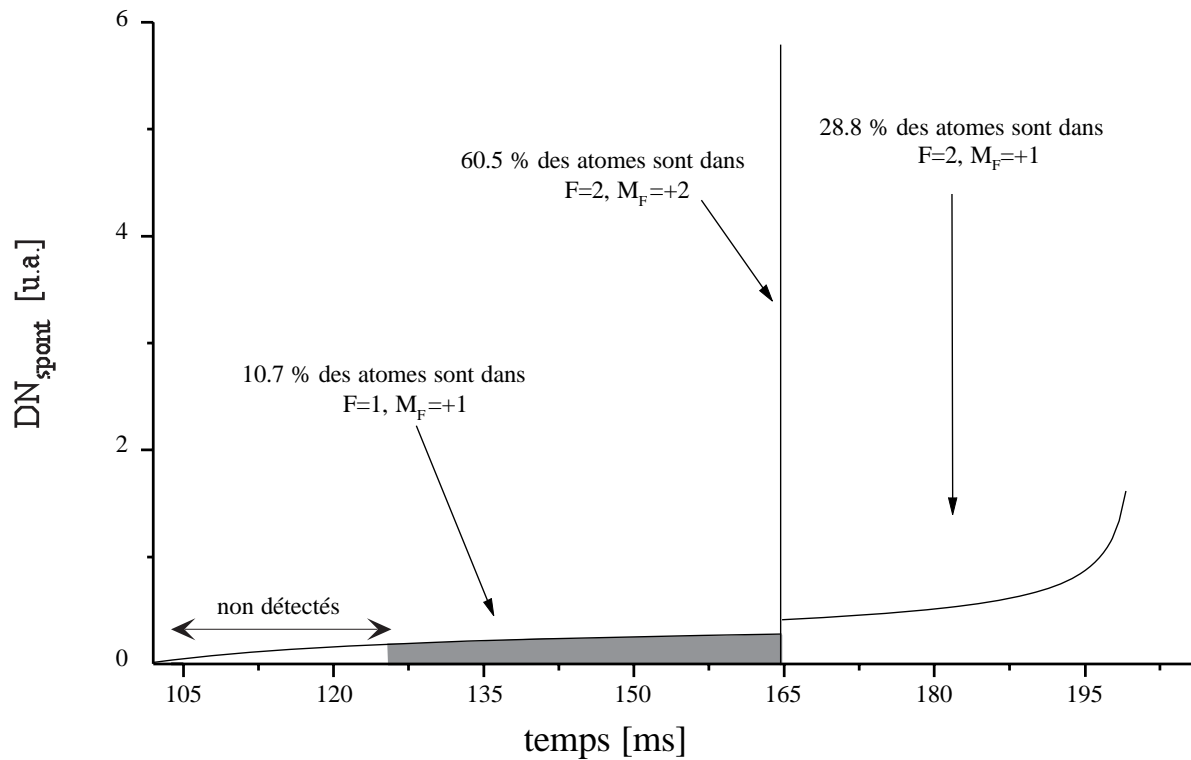


FIG. 4.20: Allure de  $DN_{sp}(t)$  : nombre d'atomes ayant subi une émission spontanée dans l'onde évanescente et qui sont détectés entre les instants  $t$  et  $t + dt$ . La distribution initiale des atomes est supposée monocinétique et ponctuelle. Les contributions des trois espèces atomiques sont indiquées sur la figure.

- 62 subissent une émission spontanée. Parmi eux :
  - 31 retombent dans l'état  $|F = 1, M_F = +1\rangle$  : 8.4 d'entre eux rebondissent et **3.7** d'entre eux sont détectés. Ils sont détectés "avant" les atomes n'ayant pas subi d'émission spontanée.
  - **21** retombent dans l'état  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  : nous ne les discernons pas des atomes n'ayant pas subi d'émission spontanée.
  - **10** retombent dans l'état  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  : ils sont détectés "après" les atomes n'ayant pas subi d'émission spontanée.

Finalement, pour un rebond sans diffraction, les proportions des atomes détectés dans la sonde sont :

- 81% dans l'état  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  (cela correspond à  $\frac{38+21}{38+21+10+3.7}$ )
- 14% dans l'état  $|F = 2, M_F = +1\rangle$
- 5% dans l'état  $|F = 1, M_F = +1\rangle$

Nous pouvons maintenant comparer les résultats donnés par ces calculs théoriques aux spectres expérimentaux obtenus sans diffraction. Pour cela, nous avons repris le spectre obtenu sans diffraction présenté sur la figure 4.15. Nous avons alors soustrait du spectre expérimental le spectre calculé de forme Gaussienne qui approxime au mieux le spectre expérimental. Nous obtenons alors "sur la droite" du pic élastique, une distribution d'atomes représentée en noir sur la figure 4.21.

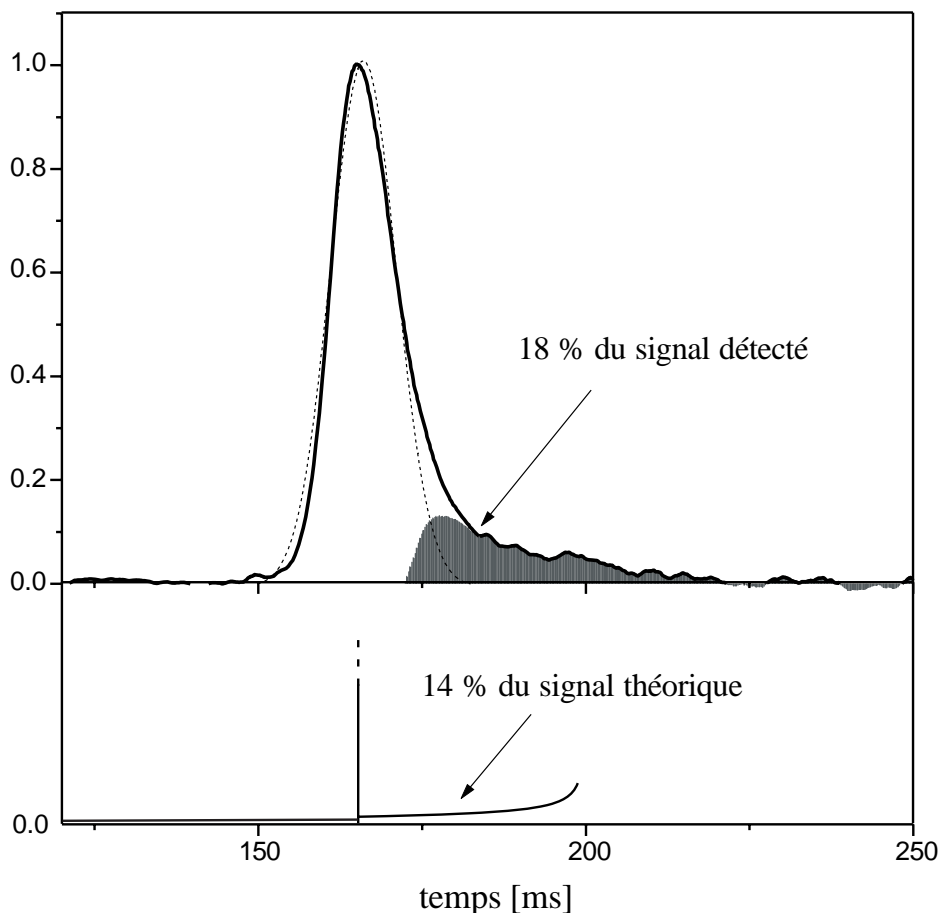


FIG. 4.21: *Spectre expérimental obtenu sans diffraction. Comparaison avec une Gaussienne. En noir, la distribution des atomes détectés après le pic élastique. En bas : comparaison avec le calcul théorique (voir 4.20).*

Dans cette distribution, nous trouvons 18% des atomes détectés. Puisque ces atomes arrivent après le pic élastique, nous comparons leur nombre à l'évaluation de la proportion des atomes qui sortent de l'onde évanescente dans l'état  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  donnée par les calculs précédents (%14). Nous pouvons considérer que nous avons un bon accord entre l'observation expérimentale et les calculs théoriques.

En ce qui concerne la forme de la distribution calculée, l'accord avec l'observation

expérimentale est légèrement moins bon : la distribution expérimentale des atomes arrivant dans l'état  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  est centrée environ 15 millisecondes avant ce que le calcul théorique prédit (voir figure 4.21). Nous attribuons ce désaccord aux approximations utilisées dans le calcul théorique, en particulier, nous avons utilisé les trajectoires de l'atome sur les potentiels dipolaires et non sur les potentiels tenant compte de l'interaction de van der Waals<sup>13</sup>.

Même si ces calculs ne prouvent pas strictement que la forme dissymétrique du spectre expérimental est due à la présence de l'émission spontanée, nous pensons que cette comparaison nous permet de valider cette hypothèse.

### 4.3.3 Effet de l'émission spontanée sur la détermination de l'efficacité de diffraction

Dans ce paragraphe et à la lumière de ce qui vient d'être décrit, nous allons montrer en quoi il est difficile de comparer directement  $P_{exp,1}^{brut}$  (issu de l'expérience, voir équation 4.10) à  $P_{exp,1}$  (qui sera donné par les calculs théoriques, voir équation 4.12) lorsque l'on veut prendre en compte l'émission spontanée.

Rappelons que nous nous limitons au cas où les ordres de diffraction sont très faiblement peuplés (le premier pic de diffraction inélastique est principalement le seul à être peuplé). C'est pourquoi nous n'envisageons que le cas de  $P_{exp,1}$ . En effet, c'est seulement dans ce cas que l'efficacité de diffraction théorique sera comparée à l'expérience, de manière approfondie (le calcul théorique lorsque plusieurs ordres de diffraction sont peuplés est extrêmement compliqué).

Lorsque l'efficacité de diffraction est faible, la hauteur du pic élastique est très peu différente de celle du pic obtenu dans le spectre sans diffraction. Nous pouvons donc considérer que dans la procédure de traitement des spectres, lorsque nous soustrayons le pic d'ordre zéro, nous soustrayons efficacement le signal dû aux atomes ayant subi une émission spontanée depuis le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$ . Le spectre qui en résulte (il ne comporte plus que les ordres de diffraction inélastique) est donc débarrassé des atomes ayant subi une émission spontanée. Il convient de noter que plus l'efficacité de diffraction sera importante, plus la procédure de soustraction des atomes ayant subi de l'émission spontanée sera mauvaise puisque le pic soustrait (obtenu dans le spectre sans diffraction) est normalisé au pic d'ordre zéro du spectre de diffraction initial.

Nous allons faire deux hypothèses qui vont nous permettre de proposer un encadrement de la valeur de  $P_{exp,1}^{brut}$  par des fonctions de  $P_{exp,1}$ .

#### Première situation extrême :

Nous faisons l'hypothèse que des atomes ayant subi une émission spontanée ne peuvent pas subir de transition Raman stimulée. Ils n'interviennent donc pas dans le processus de diffraction. Si l'on reprend le calcul du nombre d'atomes qui participent à la diffraction,

---

13. Nous avons également négligé la modification des trajectoires atomiques par le potentiel de l'état excité. Voir par exemple la référence [78].



sur 100 atomes qui étaient censés rebondir, 38 participent à la diffraction,  $P_{exp,1} \times 38$  sont dans le pic de diffraction d'ordre un et  $38 + 3.7 + 10 + 21 = 72.7$  sont détectés. D'après l'équation 4.10, la valeur de  $P_{exp,1}^{brut}$  est donc :

$$P_{exp,1}^{brut} = \frac{A_1}{A_1 + A_0} = \frac{P_{exp,1} \times 38}{72.7} = 0.52 \times P_{exp,1} \quad (4.36)$$

Cette situation est sans doute trop restrictive, nous pouvons donc considérer que :

$$P_{exp,1}^{brut} \geq 0.52 \times P_{exp,1} \quad (4.37)$$

### Deuxième situation extrême :

La deuxième situation consiste à considérer que tous les atomes subissant une émission spontanée et qui retombent dans le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  peuvent intervenir dans le processus de diffraction. Elle implique cette fois-ci que sur 100 atomes qui étaient censés rebondir,  $38 + 21$  participent à la diffraction,  $P_{exp,1} \times (38 + 21)$  sont dans le pic de diffraction d'ordre un et  $38 + 3.7 + 10 + 21 = 72.7$  sont détectés. On trouve alors :

$$P_{exp,1}^{brut} = \frac{A_1}{A_1 + A_0} = \frac{P_{exp,1} \times (38 + 21)}{72.7} = 0.81 \times P_{exp,1} \quad (4.38)$$

Cette situation est sans doute trop favorable à l'efficacité de diffraction mesurée. On écrit alors :

$$P_{exp,1}^{brut} \leq 0.81 \times P_{exp,1} \quad (4.39)$$

### Conclusion :

L'étude du nombre d'atomes ayant subi une émission spontanée et détectés dans la sonde en fonction de leur temps d'arrivée, nous a donc permis de proposer un encadrement de l'efficacité expérimentale  $P_{exp,1}^{brut}$  par des fonctions de l'efficacité de diffraction  $P_{exp,1}$ . Rappelons les hypothèses que nous avons utilisées pour aboutir à cet encadrement : nous avons considéré que l'efficacité de diffraction est faible, ce qui nous a conduits à uniquement considérer le premier ordre de diffraction. Nous avons également considéré des processus d'émission spontanée uniques, ce qui est peut-être un peu abusif car pour les probabilités d'émission spontanée envisagées, nous pouvons raisonnablement penser que des atomes en ont effectué plusieurs. Néanmoins, l'encadrement auquel on aboutit est le suivant :

$$0.52 \times P_{exp,1} \leq P_{exp,1}^{brut} \leq 0.81 \times P_{exp,1} \quad (4.40)$$

## 4.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre la possibilité d'obtenir des transferts d'impulsions importants et extrêmement efficaces dans une onde évanescente. Nous avons interprété ces transferts par des processus de diffraction inélastique, dans une géométrie d'incidence rasante.

Grâce aux études expérimentales de la diffraction inélastique en polarisations TM/TE (*i.e.*  $\sigma^-/\pi$  dans l'onde évanescente) d'une part et TM/TM (*i.e.*  $\sigma^-/\sigma^+$  dans l'onde évanescente) d'autre part, nous avons montré expérimentalement que la diffraction d'atomes en incidence rasante sur une onde évanescente n'était possible que si la structure interne de l'atome et les polarisations de l'onde évanescente obéissent à des règles précises. Ainsi, cela nous a permis de valider le modèle développé dans le premier chapitre de ce mémoire.

Enfin, une des conséquences importantes de ce travail est de prouver que la diffraction en incidence rasante s'accompagne *obligatoirement d'un changement de l'état interne de l'atome.*

Il convient de noter que cette étude dépasse le cadre de la diffraction d'atomes en incidence rasante sur une onde évanescente. En effet, dès qu'un atome est plongé dans un champ évanescent quasi-résonnant comportant plusieurs composantes de polarisation, il faut envisager que des transitions du type de celles qui ont été observées, puissent se produire. En particulier, de tels effets doivent être pris en compte dans l'étude de la réflexion diffuse d'atomes dans des fibres atomiques creuses [79, 80]. En effet, la lumière diffusée sur les faces internes de la fibre creuse peut avoir des composantes de polarisation quelconques. Les atomes guidés à l'intérieur de la fibre peuvent donc subir des transitions similaires à celles observées provoquant des phénomènes de réflexion inélastiques [29]. Pour éviter les réflexions inélastiques dans les fibres creuses, une solution peut consister à utiliser des atomes sans dégénérescence dans le niveau fondamental ( $J = 0$ ).

La diffraction étudiée dans ce chapitre présente l'intérêt de conduire à des séparations angulaires très importantes grâce à la géométrie en incidence rasante. En effet, les transferts d'impulsions le long de la verticale ont atteint  $15 \times \hbar k$  (dans le pic de diffraction d'ordre +1). Il est alors légitime de se demander si l'utilisation de ce type de diffraction pour réaliser un interféromètre à atomes [12] présente un intérêt par rapport aux systèmes existants [81]. Nous n'allons pas chercher ici à donner une liste exhaustive de tous les interféromètres envisageables, nous désirons simplement donner quelques éléments de réflexion sur l'opportunité d'utiliser ce type de diffraction dans un interféromètre atomique. C'est pourquoi, en guise d'exemple nous nous basons sur un schéma d'interféromètre analogue à celui utilisé par M.A. Kasevich [82, 83] (voir figure 4.22).

A priori, l'avantage du système que nous proposons réside dans la séparation angulaire qui augmente l'aire de l'interféromètre par un facteur de 7.5 (les transitions Raman utilisées par Kasevich [84, 13] induisent des transferts d'impulsion de  $2 \times \hbar k$ ). En revanche, nous désirons mentionner une des différences essentielles de notre proposition par rapport à l'interféromètre de Kasevich : alors que Kasevich utilise exclusivement des atomes dans les sous-niveaux  $M_F = 0$ , insensibles au premier ordre au champ magnétique, l'interféromètre

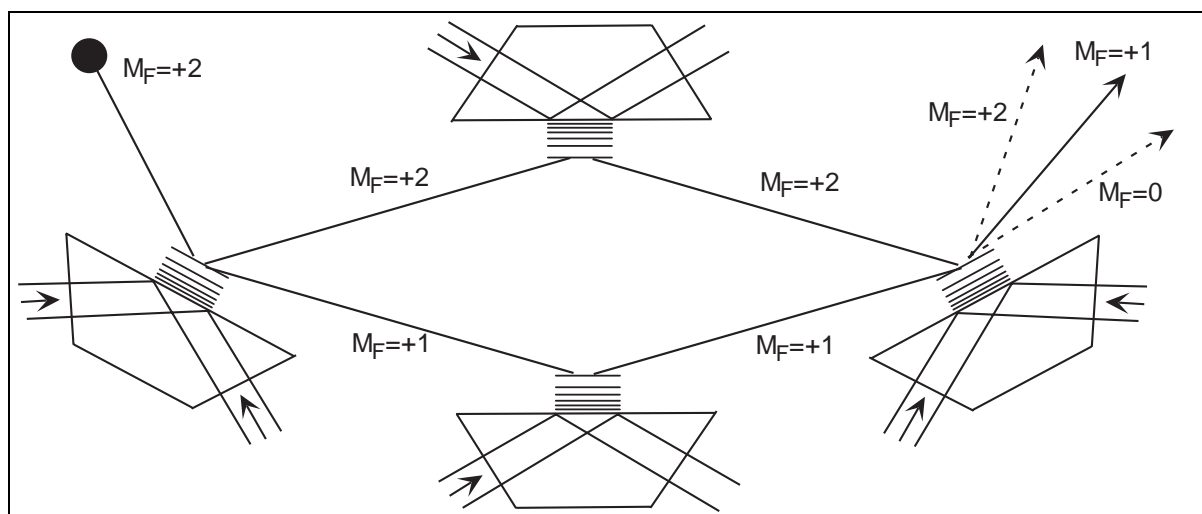


FIG. 4.22: Schéma de principe d'un interféromètre utilisant la diffraction en incidence rasante pour séparer les ondes de de Broglie. Seuls les ordres de diffraction utilisés sont représentés (0 ou  $\pm 1$  selon le cas).

que nous proposons utilise des atomes dans des sous-niveaux magnétiques  $M_F \neq 0$ , sensibles au premier ordre aux champs magnétiques. Seule une étude approfondie pourrait indiquer si ce point constitue une limitation rédhibitoire de l'interféromètre proposé, et si on pourrait surmonter ce problème.



# Chapitre 5

## Analyse quantitative de l'efficacité de diffraction

### 5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'analyse de l'efficacité expérimentale et théorique des transferts d'impulsion liés à la diffraction non scalaire décrite dans les chapitres précédents. Le schéma sur lequel nous nous basons est le suivant (voir figure 5.1) : l'onde évanescente est constituée de deux composantes contrepropageantes de fréquences et de polarisations différentes. La première, de fréquence  $\omega_L/2\pi$  est polarisée  $\sigma^-$  (elle est créée par une onde incidente sur le prisme de polarisation  $TM$ ), tandis que la seconde dont la fréquence vaut  $(\omega_L - \Delta\omega)/2\pi$  est de polarisation  $\pi$  (elle est créée par une onde incidente de polarisation TE). De plus, les atomes sont initialement dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$ . Nous avons vu dans les chapitres précédents, que sous ces conditions, des transitions Raman stimulées peuvent coupler les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F - 1\rangle$ , ce qui permet d'obtenir des ordres de diffraction efficacement peuplés.

Nous allons voir dans la partie 5.2, que suivant l'intensité de l'onde TE ( $\pi$  dans l'onde évanescente), divers régimes de diffraction existent : ils correspondent au peuplement efficace de un, deux ou de tous les ordres de diffraction. Nous avons donc fait une étude expérimentale de l'efficacité de diffraction pour les fortes intensités<sup>1</sup> (tous les ordres de diffraction sont alors peuplés) ou pour les faibles intensités (un voire deux ordres de diffraction sont peuplés) en fonction de la différence de fréquence,  $\Delta\omega/2\pi$ .

Nous pouvons d'ores et déjà donner une image simple permettant de prédire qualitativement la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de  $\Delta\omega/2\pi$  : elle consiste à "suivre" la trajectoire classique d'un atome dans l'onde évanescente. Restreignons-nous à deux niveaux que nous notons  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ . Supposons que l'atome est initialement dans le niveau  $|2\rangle$ , et que le déplacement lumineux de ce niveau est moins important que celui du niveau  $|1\rangle$ . Nous avons représenté ces deux niveaux sur la figure 5.2 en déplaçant le niveau  $|1\rangle$  de  $\hbar\Delta\omega$ . On voit alors, que les deux niveaux se croisent en une

---

1. Nous entendons par "fortes intensités" le maximum de ce que nous pouvions faire

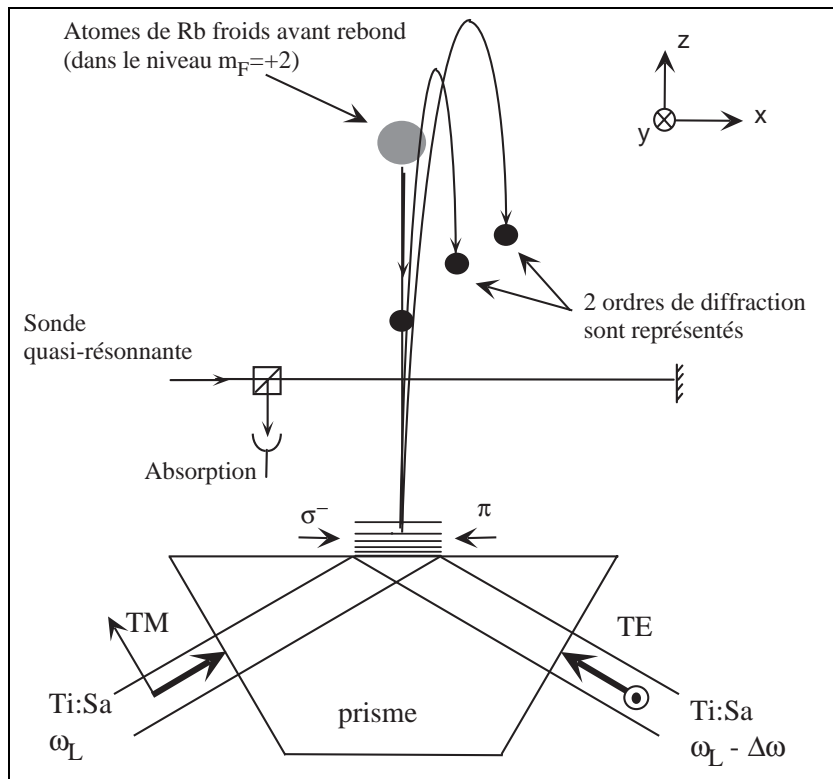


FIG. 5.1: *Rappel du principe de l'expérience.*

cote que l'on note  $z_c$ .

Lorsque l'atome passe au point de croisement, il a une probabilité non nulle de passer sur le niveau  $|1\rangle$  grâce au couplage Raman résonnant faisant intervenir un photon " $\sigma^-$ " d'énergie  $\hbar\omega_L$  et un photon " $\pi$ " d'énergie  $\hbar(\omega_L - \Delta\omega)$ . Pour des cotes inférieures à  $z_c$ , l'atome est donc dans une superposition des deux états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ . Les deux composantes de l'atome sont alors réfléchies sur leurs potentiels respectifs, et au retour, elles ont à nouveau chacune la possibilité de changer de niveau à la cote  $z_c$ . La probabilité pour que l'atome sorte de l'onde évanescente sur le niveau  $|1\rangle$  est donc fonction de la différence des phases accumulées à l'aller et au retour sur chacun des deux chemins  $2\delta\phi$ , ainsi que du couplage entre les deux niveaux. L'analogie avec un interféromètre de Michelson est alors claire (voir figure 5.2) : si on fait varier  $\Delta\omega$ , la différence de phase  $2\delta\phi$  ainsi que le couplage au point de croisement varient. On s'attend donc à obtenir une modulation de l'efficacité de transfert.

Expérimentalement, le couplage est contrôlé par l'intensité de l'onde  $\pi$  tandis que la position du point de croisement entre les deux niveaux est contrôlée par  $\Delta\omega$ . Ainsi, en jouant sur ces deux paramètres, il est possible de faire varier *a priori* indépendamment, l'efficacité de transfert et le déphasage  $2\delta\phi$ .

La structure du chapitre est la suivante : dans la deuxième partie, nous présentons les résultats expérimentaux. La troisième partie est consacrée à la présentation des modèles théoriques puis à la comparaison de ces modèles avec les résultats présentés dans la

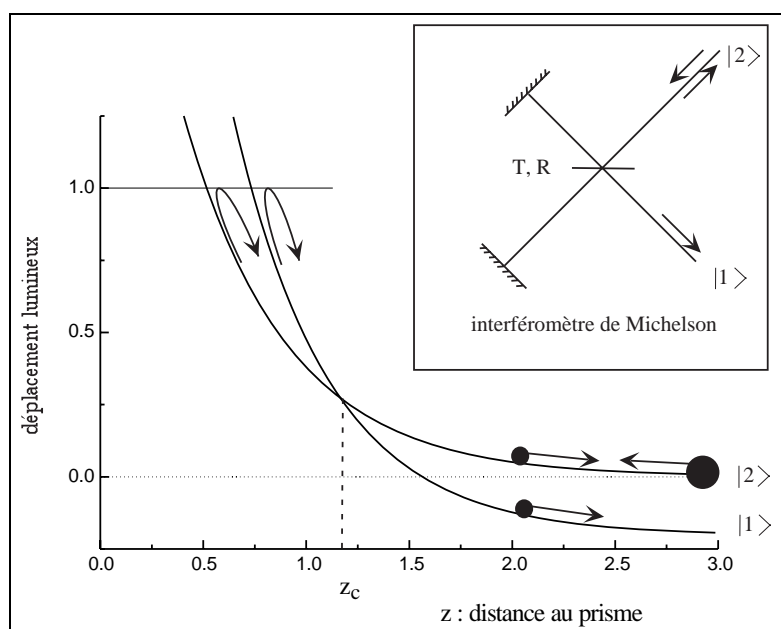


FIG. 5.2: *L'atome arrive sur le niveau  $|2\rangle$ . Après deux passages sur le point de croisement des deux potentiels, il peut ressortir sur le niveau  $|1\rangle$  grâce au couplage Raman entre les deux niveaux. L'encadré illustre l'analogie avec un interféromètre de Michelson.*

deuxième partie. Enfin, avant de conclure, nous consacrons la quatrième partie à la discussion des incertitudes expérimentales ainsi qu'à la critique des modèles utilisés.

## 5.2 Résultats expérimentaux

### 5.2.1 Influence de l'intensité de l'onde polarisée TE

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à l'influence de l'intensité de l'onde retour (polarisée TE à l'entrée du prisme) sur les spectres de diffraction. Nous allons donc agir sur l'efficacité du couplage au point de croisement, comme cela vient d'être signalé dans l'introduction à ce chapitre.

Au cours de l'expérience présentée ici, la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  a été maintenue constante et égale à 16 MHz. La puissance de l'onde aller a également été maintenue constante et égale à 2.9 W. Nous présentons sur la figure 5.3 les spectres enregistrés en faisant varier la puissance (et donc l'intensité) de l'onde retour. Nous avons indiqué sur chaque spectre le rapport des intensités entre les deux faisceaux.

Pour les fortes intensités de l'onde TE, nous voyons que les quatre ordres de diffraction sont efficacement peuplés. En revanche, pour les faibles intensités, seul le premier (voire les deux premiers) ordre de diffraction est présent sur les spectres. Si on étudie un peu plus systématiquement le processus d'apparition des ordres de diffraction, nous voyons que les pics apparaissent les uns après les autres avec l'intensité croissante. Plus précisément, pour

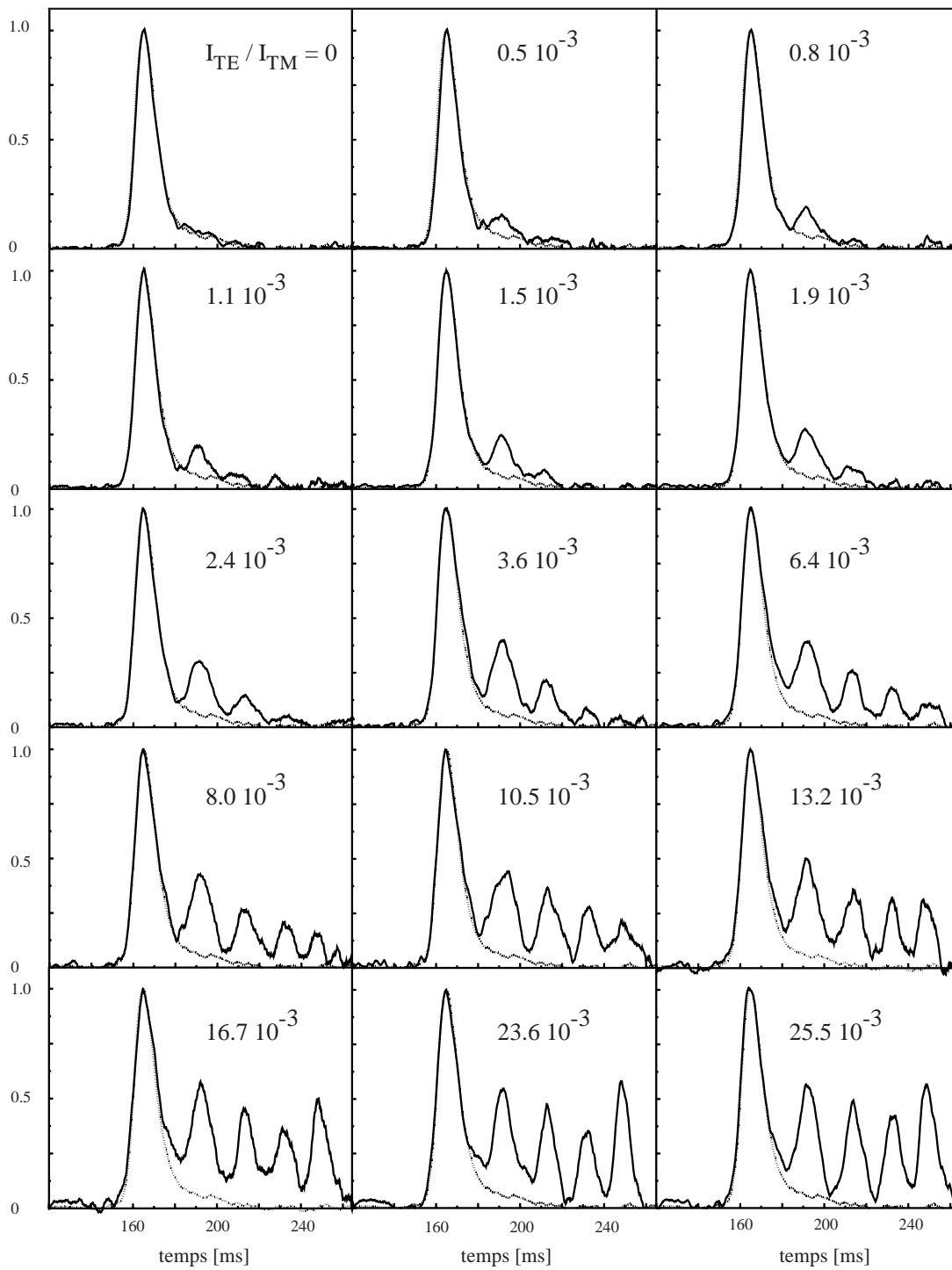


FIG. 5.3: Nombre d'atomes détectés en temps de vol en fonction du rapport entre l'intensité de l'onde retour (TE) et celle de l'onde aller (TM). Celle de l'onde aller est maintenue constante ( $P_{TM} = 2.9$  W). Les atomes sont initialement pompés dans le sous-niveau Zeeman  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ . La différence de fréquence entre les deux ondes est constante et égale à 16 MHz. La courbe en pointillés représente le spectre en l'absence d'onde retour et tous les spectres ont été normés afin de ramener leur pic d'ordre zéro à la même hauteur.



les rapports d'intensité inférieurs à  $2 \times 10^{-3}$ , seuls un voire deux pics sont peuplés, tandis que pour des rapports d'intensité supérieurs à  $3.6 \times 10^{-3}$ , tous les ordres de diffraction le sont.

Nous avons tracé la variation de l'efficacité totale de diffraction  $P_{exp,brut}$ <sup>2</sup> en fonction de la puissance de l'onde TE à l'entrée du prisme. Cette efficacité représente le nombre d'atomes détectés dans les pics de diffraction divisé par le nombre total d'atomes détectés.

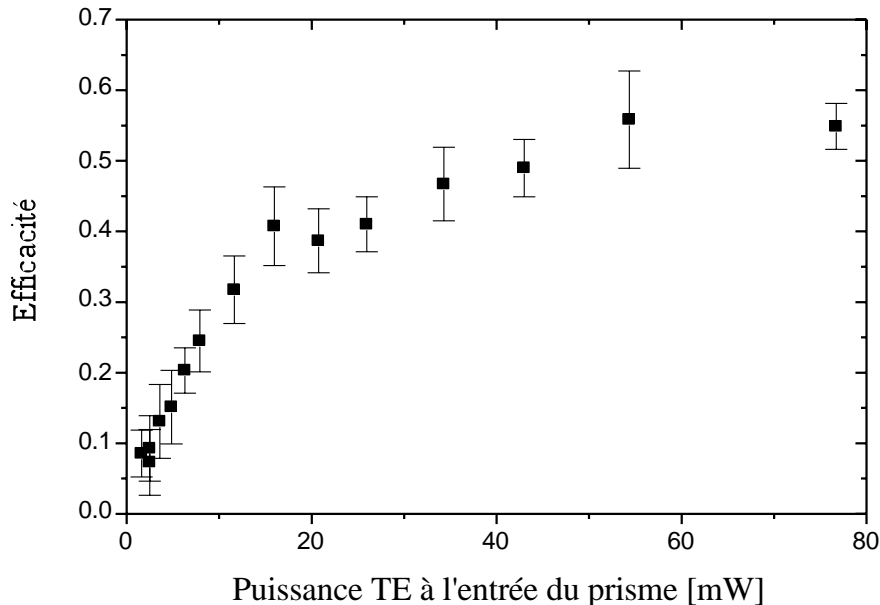


FIG. 5.4: Efficacité de diffraction  $P_{exp,brut}$  en fonction de la puissance dans l'onde retour (TE). La puissance dans l'onde TM est constante et égale à 2.9 W. Les points proviennent de la figure 5.3.

Nous voyons alors que l'efficacité de diffraction démarre linéairement, et sature pour les fortes puissances. Ce démarrage linéaire sera évoqué théoriquement dans le paragraphe 5.3.1.

### 5.2.2 Influence de la différence de fréquence dans le régime de forte efficacité

Nous avons fixé la puissance de l'onde TE à la valeur maximale dont nous disposons (76 mW à l'entrée du prisme), la puissance de l'onde TM étant toujours fixée à 2.9 W. Nous avons alors fait varier la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  entre les deux ondes. Ce faisant, nous avons cherché à faire varier la phase  $2\delta\phi$  évoquée dans l'introduction de ce chapitre, pour observer une modulation de l'efficacité de transfert. Les figures 5.5 et 5.6 reproduisent les spectres enregistrés entre 6 MHz et 22.5 MHz.

<sup>2</sup> Elle est définie par l'équation 4.11. La procédure de mesure de cette quantité est décrite dans le paragraphe correspondant : au 4.3.1.

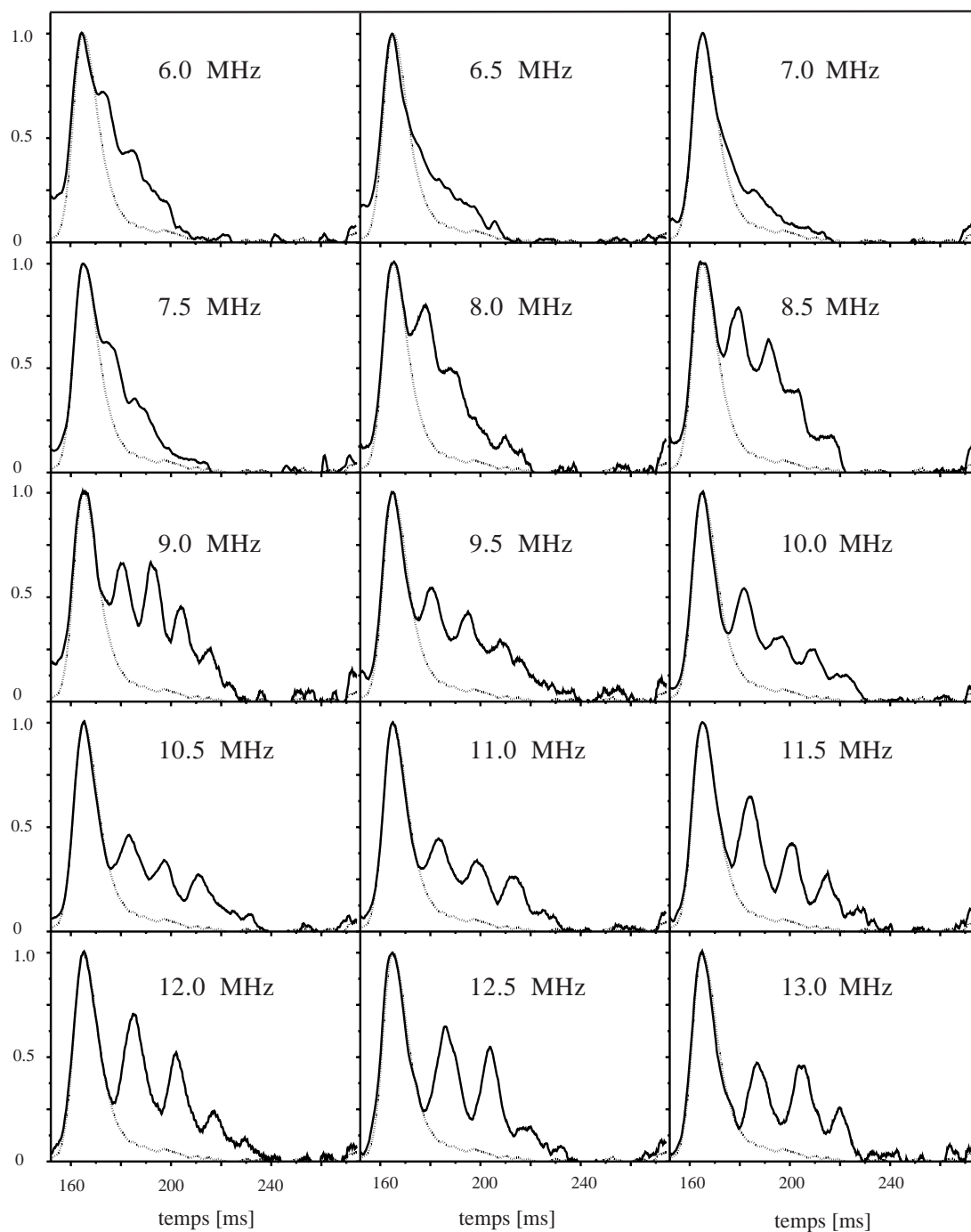


FIG. 5.5: Spectres de diffraction en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Les atomes sont initialement pompés dans le sous-niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ . Les puissances de l'onde aller et de l'onde retour sont maintenues constantes et égales à 2.9 W et 76 mW respectivement. Les spectres en pointillés rappellent le profil sans onde retour.

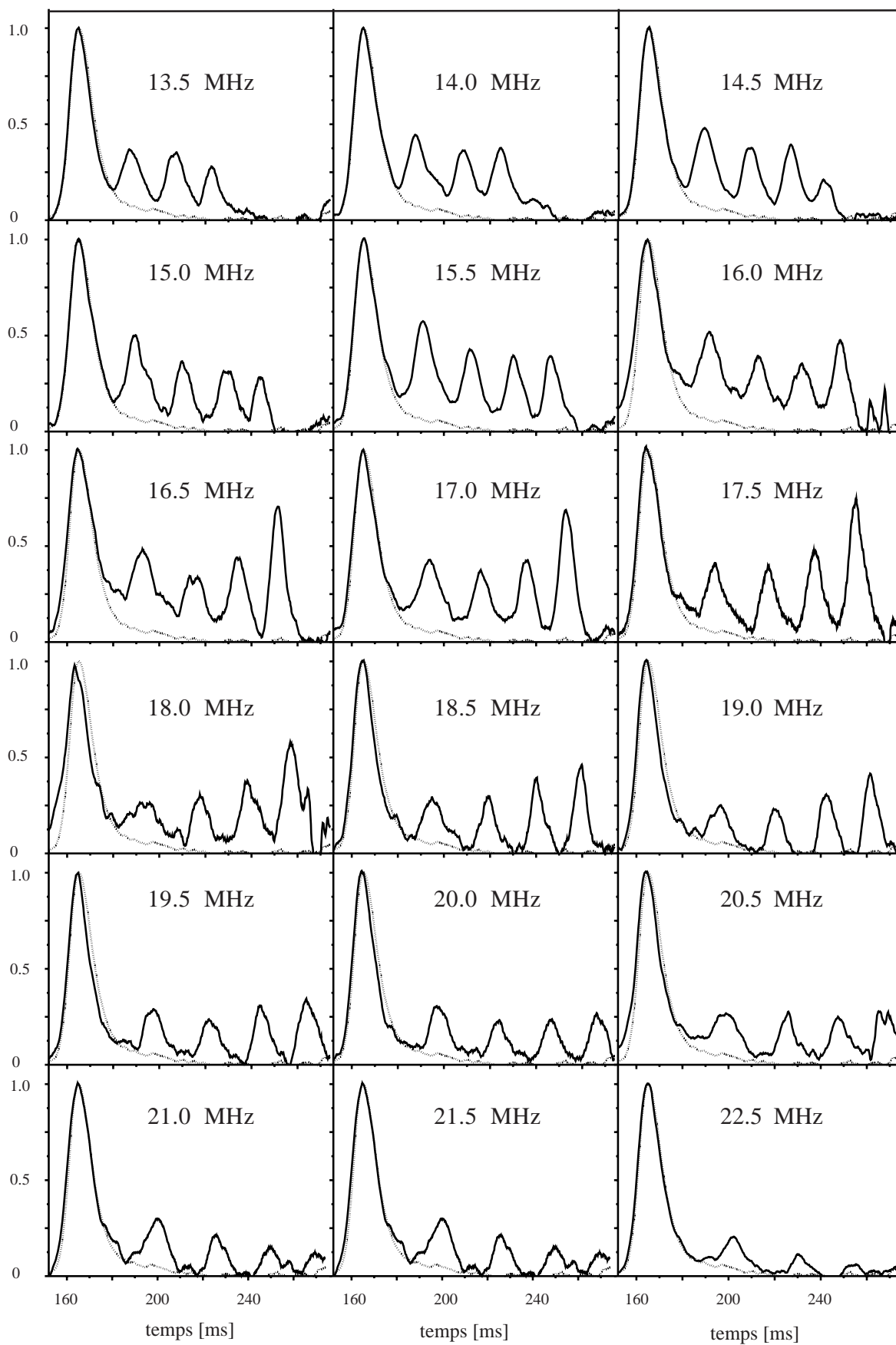


FIG. 5.6: Suite de la figure 5.5.

Notons que nous avons également donné dans l'annexe C les aires de tous les pics de diffraction reproduits sur les figures 5.3, 5.5 et 5.6 donnés par les Gaussiennes de meilleur ajustement suivant la procédure de traitement des données exposée dans le paragraphe 4.3.1.

Nous avons représenté sur la figure 5.7 l'efficacité de diffraction totale  $P_{exp,brut}$ <sup>3</sup> en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ .

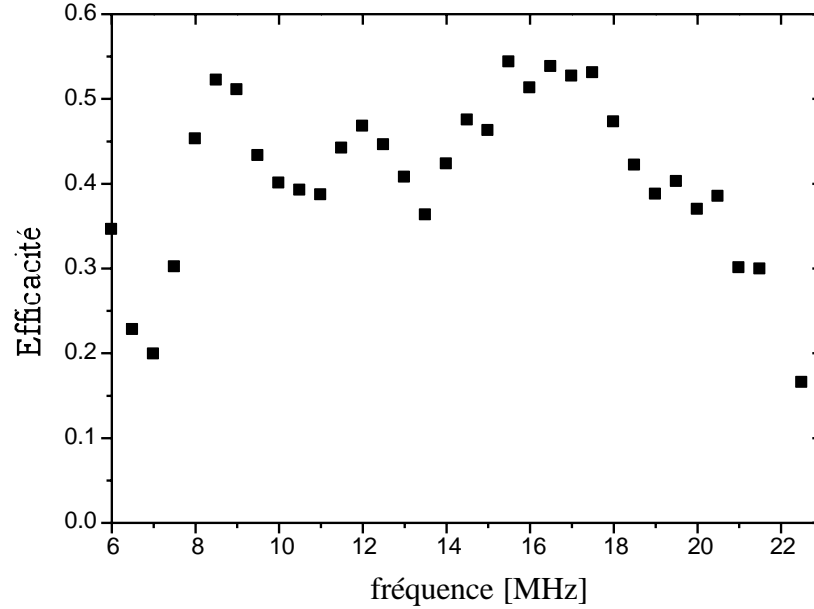


FIG. 5.7: Efficacité totale de diffraction  $P_{exp,brut}$  en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Les puissances de l'onde aller et de l'onde retour sont maintenues constantes et égales à 2.9 W et 76 mW respectivement. Les atomes sont initialement pompés dans le sous-niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ .

Comme nous nous y attendions grâce à l'image qualitative exposée dans l'introduction de ce chapitre, nous voyons que des oscillations apparaissent dans l'efficacité totale de diffraction.

Revenons aux figures 5.5 et 5.6. Nous y voyons que pour des fréquences inférieures à 6 MHz, nous ne pouvons plus résoudre les pics de diffraction, et que pour des fréquences supérieures à 22.5 MHz, l'efficacité de diffraction devient très faible. La raison de cette chute au-delà de 22.5 MHz est facilement expliquée si on remarque que l'écart entre les deux premiers niveaux ( $M_F = +2$  et  $M_F = +1$ ) est de l'ordre de  $h \times 20$  MHz (voir par exemple la figure 5.15, et le texte correspondant) au niveau du point de rebroussement classique de la trajectoire de l'atome. Ainsi, classiquement, l'atome ne va pas sonder les régions où l'écart en énergie entre les deux niveaux est supérieur à  $h \times 20$  MHz; les transitions Raman avec  $\Delta\omega/2\pi$  supérieur à 20 MHz ne sont donc jamais résonnantes.

3. défini au paragraphe 4.3.1.

Il est également intéressant de remarquer sur les spectres de diffraction des figures 5.5 et 5.6, que le nombre d'atomes présents dans le quatrième ordre de diffraction par exemple, varie fortement. Pour avoir une visualisation plus objective de ce point, nous avons représenté sur la figure 5.8 la proportion des atomes présents dans chacun des 4 pics de diffraction  $P_{exp,n}^{brut}$  (voir la note 3) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ .

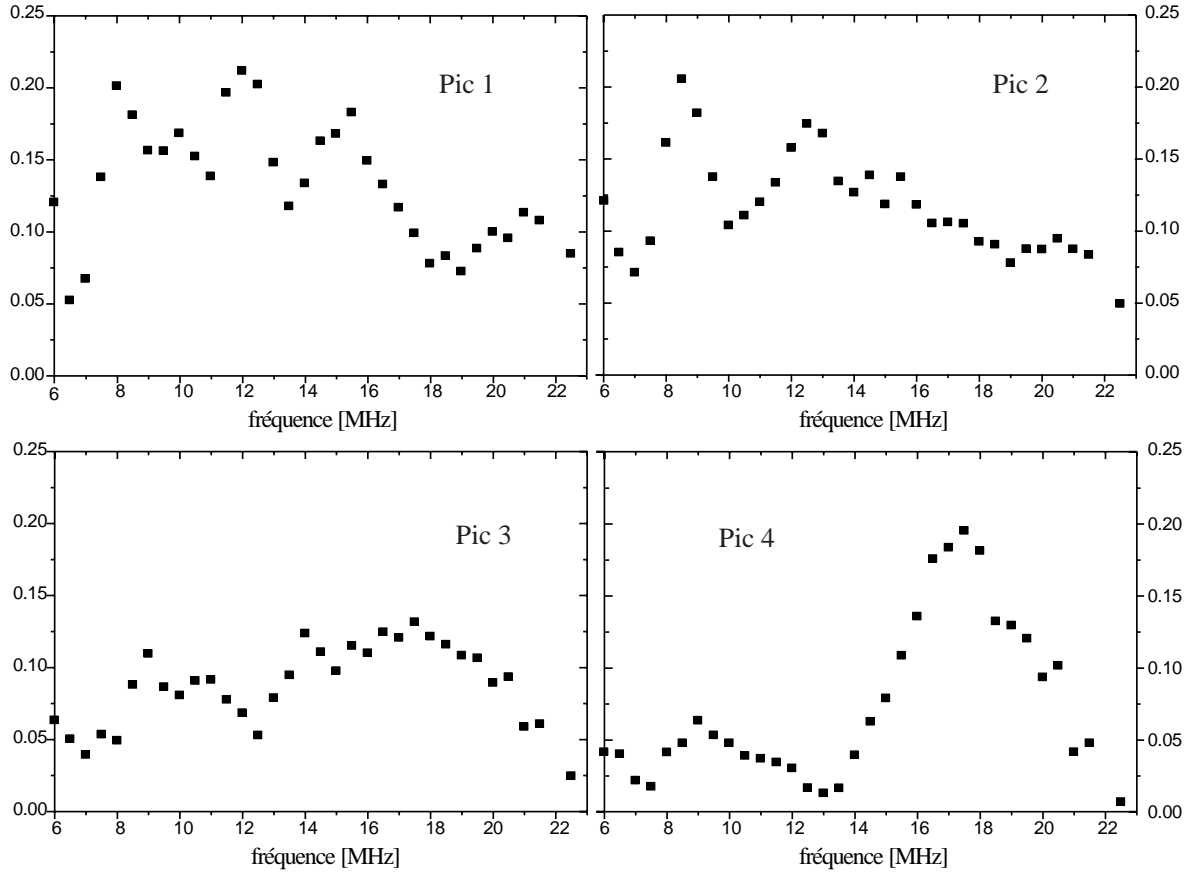


FIG. 5.8: Efficacité de diffraction  $P_{exp,n}^{brut}$  dans le pic de diffraction d'ordre  $n$  en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Les puissances de l'onde aller et de l'onde retour sont maintenues constantes et égales à 2.9 W et 76 mW respectivement. Les atomes sont initialement pompés dans le sous-niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ .

Comme attendu, nous obtenons qualitativement, que la proportion des atomes dans chacun des quatre pics présente un comportement oscillatoire lorsque la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  varie.

**Remarque :** Lorsque les atomes ne sont pas initialement polarisés par pompage optique, la variation de l'efficacité totale de diffraction  $P_{exp,brut}$  avec la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ , est différente du cas où les atomes sont pompés dans le sous-niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  (voir figure 5.9).

En effet, nous voyons alors que la courbe 5.9 ne présente pas d'oscillations. Cela provient du fait que chaque sous-niveau produit un système de franges dont la phase est différente ;

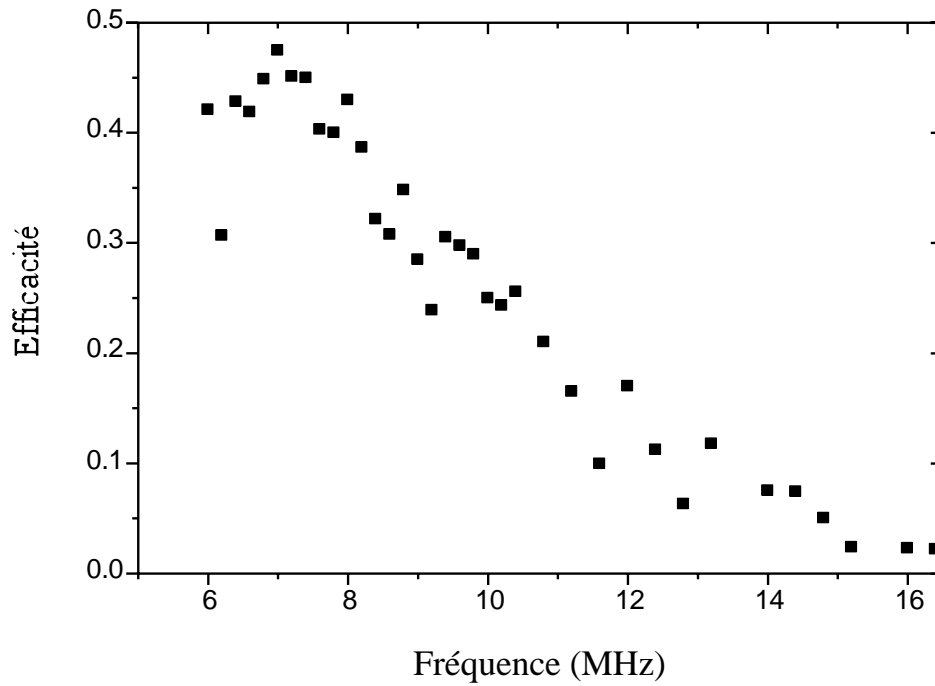


FIG. 5.9: Efficacité de diffraction  $P_{exp,brut}$  en fonction de la différence de fréquence entre les ondes aller (TM) et retour (TE). Contrairement à la figure 5.7, les atomes ne sont pas initialement polarisés.

le moyennage sur les cinq sous-niveaux brouille alors les oscillations.

Nous voyons de plus que le maximum de la courbe est déplacé vers des fréquences plus faibles lorsque le pompage optique n'est pas appliqué (voir figures 5.7 et 5.11). En effet, qualitativement, un atome initialement dans le sous-niveau  $M_F = -2$  voyant un potentiel dipolaire plus élevé qu'un atome dans le sous-niveau  $M_F = +2$ , rebondit plus loin de la surface du prisme. Ainsi, il ne va pas sonder les zones où l'écart d'énergie entre les sous-niveaux est important. En conclusion, plus  $M_F$  est petit, et plus les franges sont décalées vers les basses fréquences. Pour des atomes répartis sur les 5 sous-niveaux  $M_F = -2, -1, 0, +1, +2$ , le maximum d'efficacité est donc inférieur à celui d'une courbe correspondant à des atomes initialement dans le niveau  $M_F = +2$ .

### 5.2.3 Influence de la différence de fréquence dans le régime de faible efficacité

Les oscillations présentées sur la figure 5.8 sont très compliquées à interpréter quantitativement car elle mettent en jeu des transitions multiples. Par exemple, le peuplement du pic d'ordre 4 met en jeu des transitions à 8 photons.

En utilisant des atomes initialement dans le niveau  $M_F = +2$ , nous avons donc essayé de nous placer dans le régime dans lequel le minimum de pics de diffraction sont peuplés

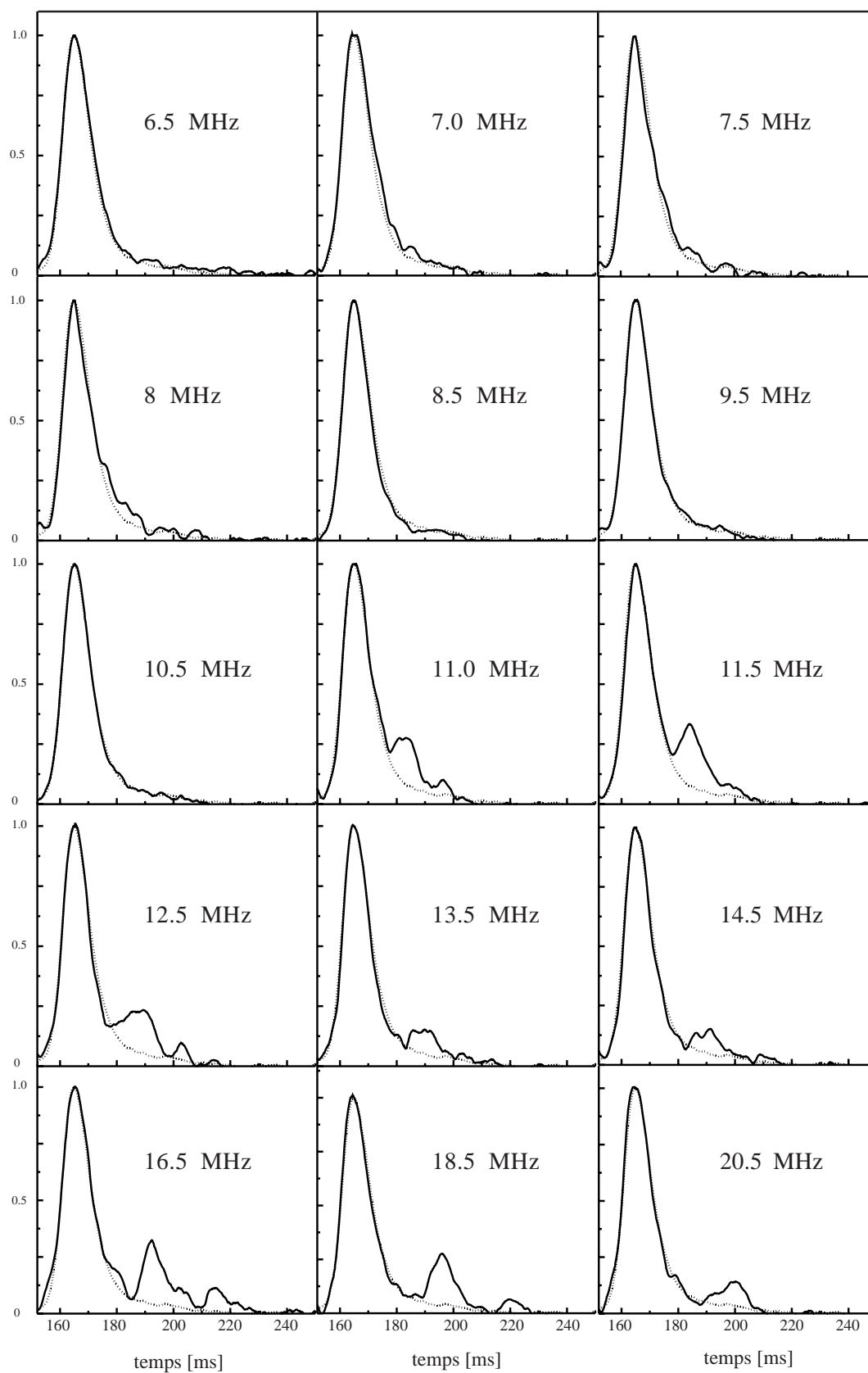


FIG. 5.10: Spectres de diffraction en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Les paramètres expérimentaux sont identiques à ceux de la figure 5.8, hormis la puissance de l'onde retour qui est égale à 6.5 mW.

(idéalement, un seul). Ce faisant, nous espérons pouvoir nous restreindre à un système à deux niveaux pour modéliser les résultats obtenus (les niveaux  $M_F = +2$  et  $M_F = +1$ ).

Les conditions expérimentales utilisées pour obtenir les spectres de la figure 5.10, sont donc exactement les mêmes que dans le paragraphe précédent, hormis la puissance de l'onde retour qui est maintenant égale à 6.5 mW à l'entrée du prisme.

Nous voyons d'ores et déjà que les spectres obtenus présentent dans la plupart des cas, un deuxième ordre de diffraction légèrement peuplé. Effectivement, il était impossible expérimentalement d'en obtenir un seul pour toutes les fréquences avec un bon rapport signal à bruit.

Qualitativement, on peut remarquer sur les spectres de la figure 5.10 que l'efficacité de diffraction varie avec la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Afin de quantifier cette variation, nous avons analysé numériquement les spectres suivant la procédure décrite au paragraphe 4.3.1. Nous avons alors donné sur la figure 5.11 l'efficacité totale de diffraction inélastique (incluant les deux pics de diffraction)  $P_{exp,brut}$  en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ .

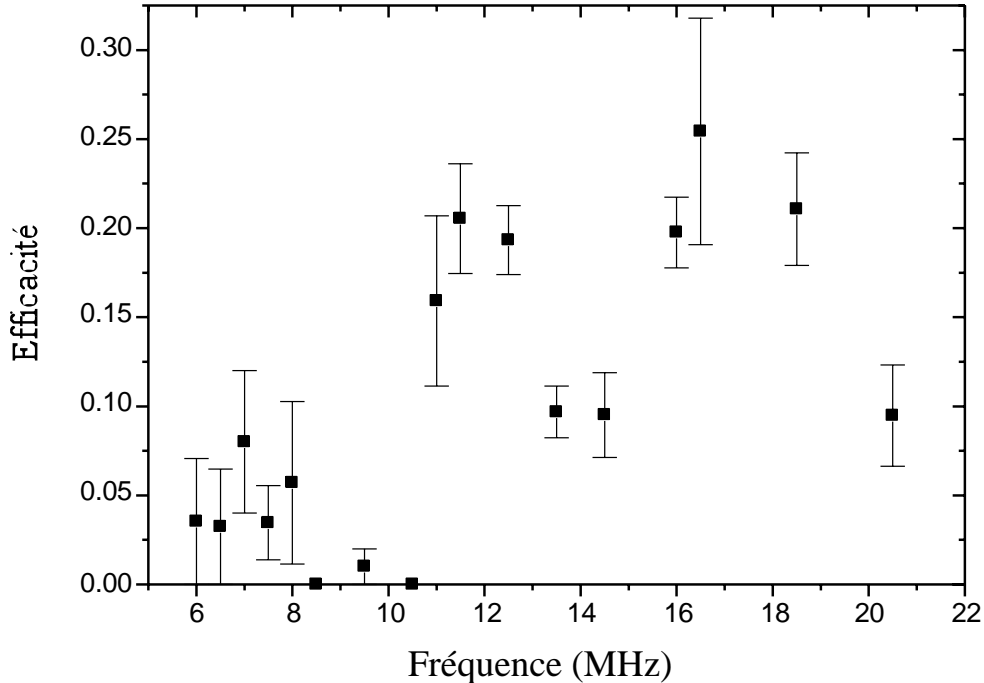


FIG. 5.11: *Efficacité totale de diffraction  $P_{exp,brut}$  en fonction de la différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Les puissances de l'onde aller et de l'onde retour sont maintenues constantes et égales à 2.9 W et 6.5 mW respectivement.*

Nous voyons apparaître des oscillations avec un contraste appréciable. Comme pour les puissances plus élevées, nous comprenons qualitativement leur origine si on se réfère à l'analogie avec un interféromètre de Michelson décrite dans l'introduction à ce chapitre.



## 5.3 Modèles théoriques

### 5.3.1 Introduction, modèle quantique

Nous présentons dans cette partie les méthodes théoriques que nous avons mises en oeuvre pour tenter de décrire quantitativement les résultats expérimentaux présentés dans la partie précédente, et plus particulièrement ceux présentés sur la figure 5.11. En effet, elle a été obtenue avec peu de pics de diffraction, ce qui restreint *a priori* le nombre de sous-niveaux Zeeman atomiques à prendre en compte dans les modèles théoriques.

Dans toute l'analyse théorique que nous présentons dans cette partie, nous supposons que l'atome reste sur les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F\rangle$ . Nous faisons donc comme si les atomes ne subissaient jamais d'émission spontanée.

Rappelons le système sur lequel nous nous basons (voir figure 5.1). Nous considérons des atomes initialement dans le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ . Ils tombent en incidence normale dans une onde évanescente bichromatique créée par la réflexion totale de deux faisceaux lasers à l'intérieur d'un prisme. L'onde évanescente est constituée d'une composante intense (typiquement 2.9 W à l'entrée du prisme, pour des cols de faisceau de l'ordre de 1 mm) de pulsation  $\omega_L$  et de polarisation TM et d'une composante peu intense (puissance inférieure à 80 mW pour des cols de faisceaux quasiment identiques) de polarisation TE et de pulsation  $\omega_L - \Delta\omega$ . Les polarisations dans l'onde évanescente sont alors principalement  $\sigma^-$  pour l'onde intense<sup>4</sup> et exactement  $\pi$  pour l'onde peu intense, l'axe de quantification étant le long de  $Oy$ . Le désaccord  $\omega_L - \omega_{at}$  entre le laser et les transitions atomiques est de l'ordre de 1.3 GHz<sup>5</sup>.

Dans ces conditions, l'analyse théorique la plus complète consiste à résoudre l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (5.1)$$

De manière générale, la fonction d'onde  $\psi$  est un vecteur comportant 5 composantes, correspondant chacune à l'un des 5 sous-niveaux Zeeman  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F\rangle$ .

Le hamiltonien  $\hat{H}$  s'écrit comme la somme des hamiltoniens d'énergie cinétique  $\hat{T}$  et d'énergie potentielle  $\hat{U}$  :

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U} \quad (5.2)$$

avec

$$\hat{U} = \hat{V}_{dip} + \hat{V}_{vdW} + \hat{V}_{Ze} \quad (5.3)$$

Le terme  $\hat{V}_{dip}$  décrit le potentiel dipolaire. Ainsi,  $\hat{V}_{dip}/\hbar$  est égal à l'opérateur déplacement lumineux dont les termes ont été calculés aux paragraphes 2.3 et 2.7.1. Dans la base  $|F = 2, M_F\rangle$ ,  $\hat{V}_{dip}/\hbar$  est représenté par la matrice donnée dans le tableau 5.1.

4. L'onde intense est une superposition d'une onde de polarisation  $\sigma^-$  (97.9% en intensité) et d'une onde de polarisation  $\sigma^+$  (les 2.1% restants), voir paragraphe 1.1.1.6.

5. Voir le tableau 2.1 page 47 pour la valeur précise de ces désaccords en fonction de la transition hyperfine considérée.

2	1	0	-1	-2
$\Lambda_{DL}^{+2}$	$\Lambda_{DL}^{2,+2,+1}$	0	0	0
$\Lambda_{DL}^{2,+1,+2}$	$\Lambda_{DL}^{+1}$	$\Lambda_{DL}^{2,+1,0}$	0	0
0	$\Lambda_{DL}^{2,0,+1}$	$\Lambda_{DL}^0$	$\Lambda_{DL}^{2,0,-1}$	0
0	0	$\Lambda_{DL}^{2,-1,0}$	$\Lambda_{DL}^{-1}$	$\Lambda_{DL}^{2,-1,-2}$
0	0	0	$\Lambda_{DL}^{2,-2,-1}$	$\Lambda_{DL}^{-2}$

TAB. 5.1: Matrice représentant  $\widehat{V}_{dip}/\hbar$  dans la base  $|F = 2, M_F\rangle$ . La première ligne donne l'ordre dans lequel les vecteurs de base  $|F, M_F\rangle$  ont été utilisés.

Le terme  $\widehat{V}_{vdW}$  décrit le potentiel de van der Waals, il est représenté par la matrice diagonale dont tous les termes valent  $U_{vdW}^{QED}$  (voir paragraphe 1.1.4.2). Enfin, le terme  $\widehat{V}_{Ze}$  représente les déplacements Zeeman des sous-niveaux, lorsque l'atome est plongé dans un champ magnétique (voir paragraphe 5.3.3.3).

Tous les résultats théoriques que nous présenterons dans ce mémoire et qui utilisent la résolution numérique de l'équation de Schrödinger ont été effectués par Roberta Marani. Le problème théorique est formellement analogue à un problème de diffusion. Ainsi, pour trouver les solutions, on intègre numériquement<sup>6</sup> l'équation de Schrödinger en imposant la forme de l'onde entrante et des ondes sortantes. En particulier, l'onde entrante correspond uniquement au niveau  $M_F = +2$  et se propage vers les  $z$  négatifs. Les deux points initiaux de l'intégration numérique sont trouvés en utilisant l'approximation WKB<sup>7</sup> [56]; enfin, l'intégration démarre à  $z \sim 0.08/\kappa$  et est interrompue à  $z \sim 4/\kappa$ .

La résolution numérique de ce système de cinq équations couplées est assez compliquée à effectuer. Dans les cas où l'on peut se restreindre à seulement deux niveaux (*i.e.* lorsque seulement un ordre de diffraction est peuplé), l'équation de Schrödinger se simplifie puisqu'il suffit alors de garder simplement les deux premiers niveaux.

La solution perturbative à l'ordre le plus bas donne une évolution linéaire de la probabilité de transition depuis le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  vers le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$ , en fonction de l'intensité de l'onde  $\pi$ . Ce comportement peut être retrouvé en ayant recours à l'approximation de Born avec ondes modifiées [58, 53]. Notons qu'il s'agit effectivement du comportement que nous avons observé expérimentalement sur la figure 5.4 du paragraphe 5.2.1.

L'équation de Schrödinger propose une approche ondulatoire et globale des phénomènes

6. En utilisant l'algorithme "Renormalized Numerov method" [85].

7. Cette méthode a été développée simultanément par G. Wentzel, H.A. Kramer et L. Brillouin en 1926.

rencontrés. Ainsi, afin de servir de base à une réflexion plus intuitive, nous allons maintenant présenter une méthode semi-classique, reposant sur le modèle de Landau-Zener.

### 5.3.2 Modèle semi-classique de Landau-Zener

Nous décrivons maintenant les degrés de liberté externes des atomes de manière classique tandis que leurs degrés de liberté internes sont traités quantiquement. Nous nous restreignons dans un premier temps à un système à deux niveaux (les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$ ). Nous montrerons au paragraphe 5.4.2 comment étendre ce modèle à plus de deux niveaux. Dans la description générale du modèle de Landau-Zener, nous omettons le potentiel de van der Waals, en revanche, il a été pris en compte à partir du paragraphe 5.3.3, pour réaliser les calculs numériques.

Pour représenter les deux niveaux, nous décalons le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  de la différence d'énergie  $\hbar\Delta\omega$  entre le photon absorbé dans l'onde  $\sigma^-$  et celui émis dans l'onde  $\pi$  lors d'une transition Raman entre ces deux niveaux. Nous voyons alors sur la figure 5.12 que les deux niveaux se croisent. Au point de croisement (dont la cote sera appelée  $z_c$  par la suite), la transition Raman est résonnante. Il y a donc couplage entre les deux niveaux. Ce couplage peut être représenté par un croisement évité (cf. figure 5.12) que l'on peut traiter comme une lame séparatrice par le modèle semi-classique de Landau-Zener [86, 87, 53]: au niveau du croisement évité, l'onde atomique est séparée en deux paquets d'ondes cohérents; après la traversée du croisement évité, l'atome est donc dans une superposition cohérente des deux états.

Dans les deux paragraphes suivants nous donnons les expressions du couplage Raman entre les deux niveaux ainsi que celles des coefficients de transmission  $T_{LZ}$  et de réflexion  $R_{LZ}$  en intensité de la séparatrice. Cela nous permettra alors de calculer dans un troisième paragraphe, la probabilité de transition entre les deux niveaux en fonction de  $\Delta\omega/2\pi$ .

#### 5.3.2.1 Couplage Raman

Le couplage Raman au point de croisement  $z_c$ , est donné par les éléments de matrice non diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux connectant les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$  en présence de polarisations  $\sigma^-$  et  $\pi$ . Il vaut :

$$C_{2,1}(z_c) = \hbar\Lambda_{DL}^{F=2, M_F=2, M_F=1}(z_c) \quad (5.4)$$

En utilisant les équations 2.15, 2.16 et 2.13, on trouve :

$$C_{2,1}(z_c) = \zeta_{2,1}^{F=2} \hbar\bar{\Lambda}(z_c) = \zeta_{2,1}^{F=2} \frac{\mathcal{D}^2 \mathcal{E}_\pi^*(z_c) \mathcal{E}_{\sigma^-}(z_c)}{\hbar\delta} \quad (5.5)$$

où  $\mathcal{E}_\pi(z_c)$  et  $\mathcal{E}_{\sigma^-}(z_c)$  sont les amplitudes des champs dans l'onde évanescente au point de croisement. Il sera plus utile par la suite de réécrire  $C_{2,1}(z_c)$  en fonction des intensités

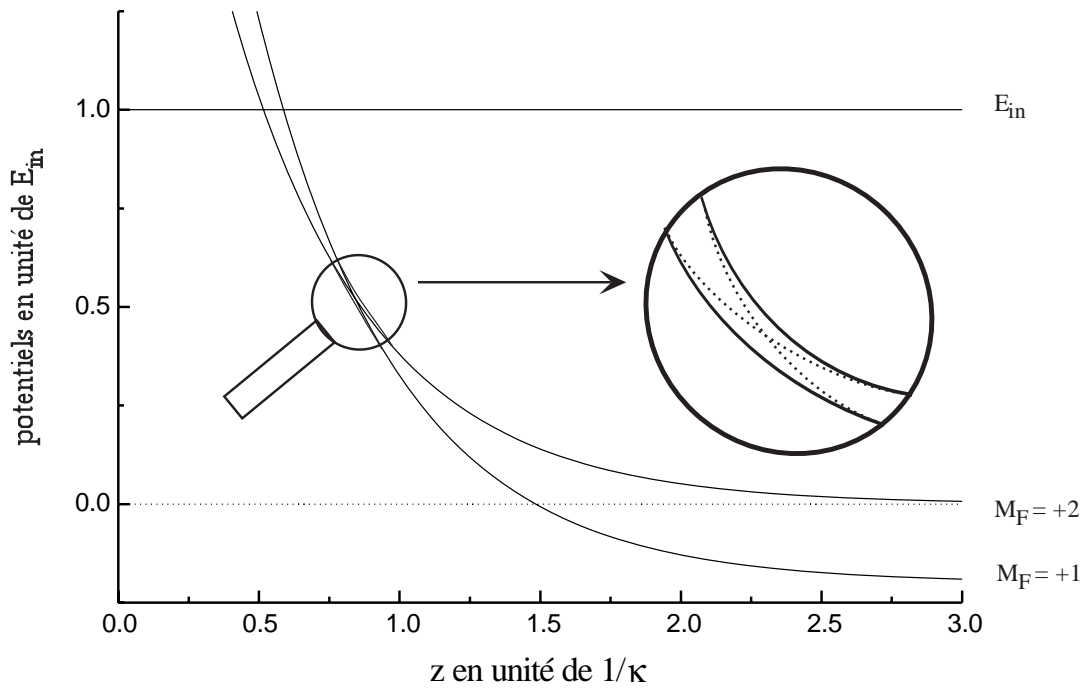


FIG. 5.12: Potentiels dipolaires pour les deux niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2, +1\rangle$ , en fonction de la distance au prisme : le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$  a été translaté de  $-\hbar\Delta\omega$ . Les deux niveaux se croisent et il apparaît un croisement évité dû au couplage Raman entre les deux niveaux.

( $I_{TE}$  et  $I_{TM}$ ) des faisceaux lasers mesurés avant le prisme à onde évanescente. On utilise pour cela les équations 1.12, 1.25, 1.19 et 1.24. On trouve alors :

$$C_{2,1}(z_c) = \zeta_{2,1}^{F=2} \frac{\mathcal{D}^2}{\hbar\delta} \times t_{1ev}^- t_{1ev}^{TE} \times \frac{\sqrt{|t_{01}^{TM}|^2 I_{TM}} \sqrt{|t_{01}^{TE}|^2 I_{TE}}}{2\epsilon_0 c} e^{-2\kappa z_c} \quad (5.6)$$

Il convient de noter que le produit  $t_{1ev}^- t_{1ev}^{TE}$  est complexe. Rappelons que  $n_1 |t_{01}^{TE}|^2 = 0.89$  et que  $n_1 |t_{01}^{TM}|^2 = 0.90$  pour nos paramètres expérimentaux. Nous rappelons également que  $\zeta_{2,1}^{F=2} \simeq 0.28$ , représente le couplage entre les sous-niveaux  $M_F = +2$  et  $M_F = +1$  (paragraphe 2.7.1).

### 5.3.2.2 Coefficients de transmission et de réflexion de la séparatrice de Landau-Zener

Le modèle de Landau-Zener permet de donner le coefficient de transmission représentant les transitions non-adiabatiques au croisement évité des deux niveaux. Nous allons faire les approximations suivantes : nous supposons que le couplage  $C_{2,1}$  est constant le long du croisement évité et nous supposons que l'atome passe à une vitesse constante le long du croisement. Enfin, nous linéarisons les potentiels dans la région du croisement évité.

La validité de ces approximations sera discutée dans la suite. Pour un potentiel purement évanescent, on a :

$$V_{M_F}(z) = V_{M_F}(0)e^{-2\kappa z} \quad (5.7)$$

$$V_{M_F}(z) = V_{M_F}(z_c) + (z - z_c)\frac{\partial V_{M_F}}{\partial z}(z_c) + \dots \quad (5.8)$$

$$V_{M_F}(z) = V_{M_F}(z_c) + (z_c - z)2\kappa V_{M_F}(z_c) + \dots \quad (5.9)$$

La différence des pentes des potentiels au point de croisement est donc donnée par :

$$\frac{\partial V_1}{\partial z}(z_c) - \frac{\partial V_2}{\partial z}(z_c) = 2\kappa \times [V_1(z_c) - V_2(z_c)] \quad (5.10)$$

$$= -2\kappa \times \hbar\Delta\omega/2\pi \quad (5.11)$$

Dans ces conditions, le modèle de Landau-Zener fournit les expressions des coefficients de transmission et de réflexion en intensité du croisement évité [86, 87, 53] :

$$T_{LZ} = \exp\left(-\frac{|C_{2,1}(z_c)|^2}{\hbar v_c \left|\frac{\partial V_1}{\partial z}(z_c) - \frac{\partial V_2}{\partial z}(z_c)\right|}\right) \quad (5.12)$$

$$= \exp\left(-\frac{|C_{2,1}(z_c)|^2}{2\hbar^2 v_c \Delta\omega/2\pi}\right) \quad (5.13)$$

et

$$R_{LZ} = 1 - T_{LZ} \quad (5.14)$$

où  $v_c$  est la vitesse de passage de l'atome au point de croisement.

Nous pouvons alors décrire les deux cas limites suivants :

- lorsque l'atome passe sur le croisement évité à grande vitesse, il ne voit pas le croisement évité et reste sur son niveau d'origine. Il traverse alors le croisement en faisant une transition non-adiabatique. On retrouve ce résultat numériquement puisqu'alors  $T_{LZ} = 1$ .
- lorsque l'atome passe très lentement sur le croisement évité, il suit adiabatiquement le niveau tout au long du croisement. A la sortie du croisement évité, il a changé de niveau. Numériquement, cela correspond à  $T_{LZ} = 0$ .

### 5.3.2.3 Oscillations de Stückelberg

Plaçons-nous dans la situation où le croisement évité se comporte alors comme une lame séparatrice dont les coefficients de transmission et de réflexion sont du même ordre de grandeur ( $0 < T_{LZ} < 1$ ). Si nous poursuivons notre description semi-classique de la réflexion de l'atome sur le miroir, après un premier passage sur le croisement évité, les

"deux parties" de l'atome se réfléchissent sur leurs potentiels respectifs. Après réflexion, chaque partie rencontre à nouveau le croisement évité, mais en sens inverse. Nous voyons par ce raisonnement, que l'atome a une certaine probabilité de ressortir de l'onde évanescente dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$ . Or, si l'on remarque que la phase accumulée par l'atome sur chacun des deux potentiels est différente selon le potentiel considéré, nous voyons que cette probabilité est fonction de la différence des phases notée  $2\delta\phi$  accumulées le long des deux potentiels pour des cotes  $z > z_c$ . On retrouve l'analogie avec un interféromètre de Michelson que nous avons déjà évoquée dans l'introduction de ce chapitre.

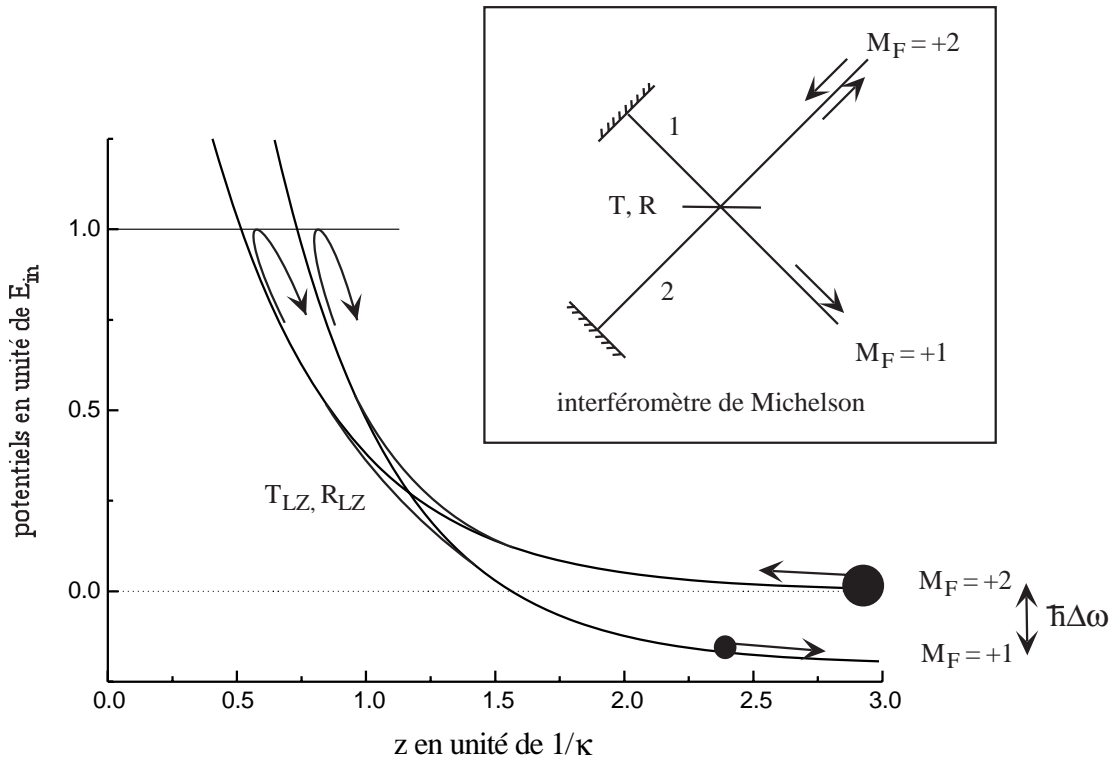


FIG. 5.13: Analogie entre le processus de transition dans l'onde évanescente et un interféromètre de Michelson.

Ainsi, lorsqu'on fait varier la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ , on fait varier la position du point de croisement ; il en résulte que  $2\delta\phi$  varie (ainsi que  $T_{LZ}$  et  $R_{LZ}$ ). On s'attend donc à ce que la probabilité que l'atome ressorte sur le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  oscille avec  $\Delta\omega/2\pi$ . Cette oscillation est appelée *oscillation de Stückelberg* [53] en référence au phénomène observé en physique des collisions [88].

Nous pouvons trouver qualitativement quelles sont les valeurs des fréquences entre lesquelles ces franges apparaissent. Elles sont données par la condition  $0 < T_{LZ} < 1$ . En effet, si  $T_{LZ} = 1$ , l'atome passe deux fois à travers le croisement évité, il ressort sur le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ . A l'inverse, lorsque  $T_{LZ} = 0$  l'atome suit adiabatiquement le potentiel pendant tout le croisement évité. Dans cette situation, l'atome ressort également

de l'onde évanescente sur le niveau  $|F = 2, M_F = +2\rangle$ . Les valeurs des fréquences pour lesquelles ces deux situations sont rencontrées, sont les suivantes : on a  $T_{LZ} = 1$  lorsque l'atome passe à grande vitesse sur le croisement évité, cela correspond aux situations où  $z_c \gg z_r$  ( $z_r$  est le point de rebroussement), c'est à dire aux situations où au point de rebroussement,  $\hbar\Delta\omega$  est faible devant l'écart entre les niveaux. De même,  $T_{LZ} = 0$  lorsque  $z_c \simeq z_r$  ; il s'agit de la situation où la différence d'énergie  $\hbar\Delta\omega$  est de l'ordre de la différence d'énergie entre les deux niveaux au point de rebroussement<sup>8</sup>.

Pour calculer la probabilité de transition  $P_{LZ}^{2,1}$  entre les niveaux  $|F = 2, M_F = +2\rangle$  et  $|F = 2, M_F = +1\rangle$ , on peut s'aider de la figure 5.14. Nous y avons représenté schématiquement l'énergie interne de l'atome en fonction du temps pendant son passage dans l'interféromètre.

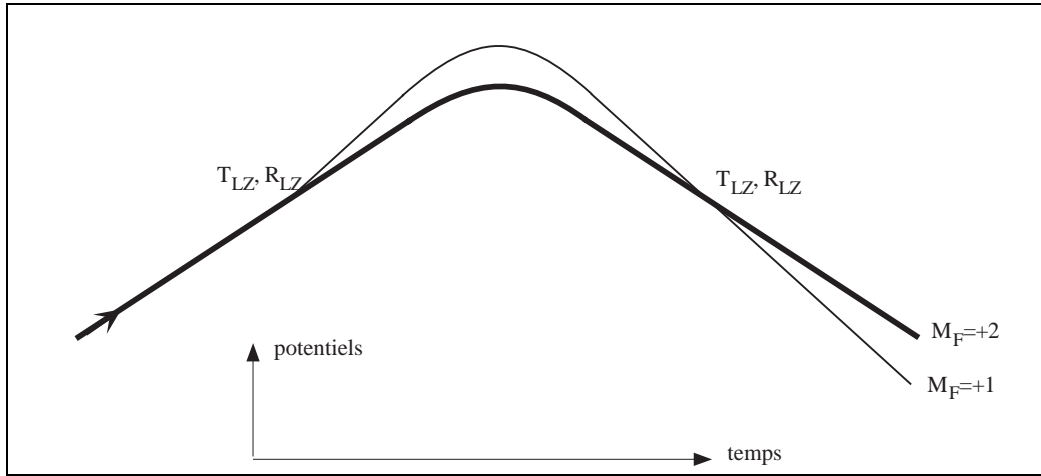


FIG. 5.14: Schéma du principe de l'interféromètre.

La fonction d'onde atomique initiale (à l'entrée de l'onde évanescente) est notée  $\psi_{in}$  et l'atome est initialement dans le niveau  $M_F = +2$ . Les fonctions d'onde finales (en sortie de l'onde évanescente) sur les niveaux  $M_F = +2, +1$  sont notées  $\psi_{1,2}$  :

$$\psi_2 = \psi_{in}(T_{LZ}e^{2i\delta_2} - R_{LZ}e^{2i\delta_1}) \quad (5.15)$$

$$\psi_1 = \psi_{in}\sqrt{T_{LZ}R_{LZ}}(e^{2i\delta_1} + e^{2i\delta_2}) \quad (5.16)$$

avec  $2\delta_1$  et  $2\delta_2$  les phases accumulées entre les deux croisements de la figure 5.14.

Pour écrire ces équations, nous avons utilisé l'unitarité de la matrice de transition de

8. Nous verrons dans le paragraphe 5.3.3.4 que le modèle de Landau-Zener n'est pas valable dans cette situation, puisqu'au point de croisement, la variation de l'écart d'énergie entre les deux niveaux n'est plus linéaire en fonction du temps. En effet, on ne peut pas considérer que la vitesse de l'atome est constante ; et de plus, en présence de l'interaction de van der Waals, si le point de rebroussement est proche du sommet du potentiel on ne peut plus approximer le potentiel par une fonction linéaire (sa pente) lorsque le croisement évité a lieu près du point de rebroussement.

Landau-Zener.

**Remarque :** Dans le cas d'une lame séparatrice pour onde lumineuse, cette condition est donnée par les équations de Stokes [89]. Rappelons le cas de l'optique lumineuse : en appelant  $r_{i,j}$  et  $t_{i,j}$  les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude à l'interface entre deux milieux d'indice  $n_1$  et  $n_2$  avec  $n_2 > n_1$ , on a :

$$r_{2,1}r_{1,2} = 1 - t_{2,1}t_{1,2} \quad (5.17)$$

$$r_{2,1} = -r_{1,2} \quad (5.18)$$

L'unitarité de la matrice de transition de Landau-Zener revient à écrire des équations similaires :

- d'une part  $R_{LZ} = 1 - T_{LZ}$
- d'autre part, lorsque la fonction d'onde atomique est initialement dans le niveau  $M_F = +2$ , le coefficient de transmission du croisement évité vaut  $\sqrt{T_{LZ}}$  et le coefficient de réflexion vaut  $\sqrt{R_{LZ}}$ ; tandis que lorsque la fonction d'onde atomique est initialement dans le niveau  $M_F = +1$ , le coefficient de transmission vaut  $\sqrt{T_{LZ}}$  et celui de réflexion vaut  $-\sqrt{R_{LZ}}$ .

On vérifie alors que :

$$|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 = |\psi_{in}|^2 \quad (5.19)$$

Finalement, la probabilité de transition est donnée par :

$$P_{LZ}^{2,1} = \frac{|\psi_1|^2}{|\psi_{in}|^2} = 4T_{LZ}R_{LZ} \cos^2(\delta\phi) \quad (5.20)$$

avec  $\delta\phi = \delta_2 - \delta_1$ .

Plus précisément,  $\delta\phi$  est la différence de phase pour la propagation semi-classique de l'onde atomique entre la séparatrice et les points de rebroussement  $z_{r,1}$  et  $z_{r,2}$  associés aux potentiels  $U_{M_F=1}(z)$  et  $U_{M_F=2}(z)$ <sup>9</sup>. Dans l'approximation BKW [32, 57],  $\delta\phi$  est donnée par :

$$\delta\phi = \frac{m}{\hbar} \int_{z_{r,2}}^{z_c} v_2(z) dz - \frac{m}{\hbar} \int_{z_{r,1}}^{z_c} v_1(z) dz \quad (5.21)$$

avec  $v_{2,1}(z)$ , les vitesses de l'atome le long des potentiels associés aux niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2, +1\rangle$  dans l'onde évanescente.

En fait, il faut ajouter à  $\delta\phi$  dans l'expression 5.20, une phase supplémentaire égale à  $-\frac{\pi}{4}$  pour rendre compte de la phase associée à l'amplitude de transition dans le croisement évité [53, 90]. Finalement, la probabilité de transition est alors donnée par :

---

9.  $U_{M_F=1}(z)$  et  $U_{M_F=2}(z)$  ne sont pas obligatoirement exponentiels dans cette description.



$$P_{LZ}^{2,1} = \frac{|\psi_1|^2}{|\psi_{in}|^2} = 4T_{LZ}R_{LZ} \cos^2 \left( \delta\phi - \frac{\pi}{4} \right) \quad (5.22)$$

Comme attendu, nous voyons que la probabilité de transition entre les deux niveaux a un comportement ondulatoire, ce qui est en accord qualitatif avec nos observations expérimentales de la partie précédente.

**Remarque :** Dans le cas où les potentiels sont purement exponentiels, il existe une solution analytique pour  $\delta\phi$  [57] :

$$\delta\phi = \frac{mv_2(z_{r,2})}{\hbar\kappa} \operatorname{arctanh} \left( \frac{v_c}{v_2(z_{r,2})} \right) - \frac{mv_1(z_{r,1})}{\hbar\kappa} \operatorname{arctanh} \left( \frac{v_c}{v_1(z_{r,1})} \right) \quad (5.23)$$

### 5.3.3 Comparaison expérience/théorie

Nous présentons dans cette partie les résultats de nos analyses théoriques et nous les comparons à la courbe expérimentale de la figure 5.11.

L'analyse théorique la plus simple à effectuer consiste à utiliser le modèle de Landau-Zener en utilisant l'expression des déplacements lumineux donnés par l'approximation des grands désaccords. Il s'agit du modèle utilisé pour obtenir les résultats théoriques présentés dans l'article reproduit dans l'annexe E "*Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror*"<sup>10</sup> ; nous présentons ces résultats dans le paragraphe 5.3.3.1. Dans le paragraphe 5.3.3.3, nous reprenons cette étude afin d'y incorporer la valeur des déplacements lumineux lorsque la structure hyperfine du niveau excité est prise en compte. Enfin, dans le paragraphe 5.3.3.4, nous présentons les résultats donnés par la résolution numérique de l'équation de Schrödinger avec les déplacements lumineux utilisés au 5.3.3.3.

#### 5.3.3.1 Modèle de Landau-Zener dans l'approximation des grands désaccords

Nous présentons dans ce paragraphe et dans le suivant le détail des résultats numériques présentés dans l'article reproduit dans l'annexe E.

La probabilité de transition entre les deux sous-niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$  et  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$  est donnée par l'équation 5.22. Comme indiqué par l'équation 1.53, le potentiel  $U_{tot, M_F}$  sur lequel rebondit un atome dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F\rangle$  est la somme du potentiel dipolaire donné dans l'approximation des grands désaccords<sup>11</sup> et du potentiel de van der Waals. Ainsi, pour tous les calculs (excepté dans

10. L. Cогnet, V. Savalli, G. Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Phys.Rev.Lett.* **81**. (1998), pp.5044-5047. "*Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror*"

11. Rappelons que cette approximation consiste à négliger la structure hyperfine de l'état excité devant le désaccord utilisé (voir partie 2.3).

le paragraphe 5.3.3.2), nous avons utilisé le potentiel de van der Waals donné par le calcul QED et nous avons intégré numériquement la phase  $\delta\phi$  (équation 5.21) le long des potentiels  $U_{tot, MF}$ .

Le faisceau laser utilisé a un profil spatial Gaussien en intensité. Il existe donc une surface effective du miroir, où le potentiel d'interaction entre le miroir et les atomes  $U_{tot}$  est supérieur à l'énergie incidente des atomes  $E_{inc}$ , et le potentiel  $U_{tot}$  n'est pas uniforme sur cette surface effective : il dépend des coordonnées  $x$  et  $y$ . Nous supposons dans un premier temps que tous les atomes arrivent sur le miroir avec la même vitesse. La distribution réelle des vitesses sera prise en compte plus loin.

Si on reprend les notations de l'équation 1.12, l'intensité dans l'onde évanescente  $I_{ev}(x, y)$  s'écrit :

$$I_{ev}(x, y) = I_{ev}^{max} e^{-2\left(\frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2}\right)} \quad (5.24)$$

$w_x$  et  $w_y$  vérifiant :

$$w_x = \frac{\sqrt{1 - (\sin i/n_1)^2}}{\cos i} w_{\parallel} \quad (5.25)$$

$$w_y = w_{\perp} \quad (5.26)$$

où  $w_{\parallel}$  et  $w_{\perp}$  sont les tailles (à  $1/e^2$ ) du faisceau laser Gaussien avant le prisme dans le plan d'incidence ( $w_{\parallel}$ ) et dans la direction orthogonale au plan d'incidence ( $w_{\perp}$ ).

De plus :

$$I_{ev}^{max} = T_{ev} I_0^{max} \quad (5.27)$$

$I_0^{max}$  étant l'intensité au centre du faisceau laser, avant le prisme.

Finalement, on trouve le lieu des points  $(x, y)$  qui sont sur le bord du miroir effectif en résolvant l'équation :

$$E_{inc} = U_{tot}(x, y, z_m) \quad \text{avec} \quad \frac{\partial U_{tot}}{\partial z}(z_m) = 0$$

Soit

$$\frac{1}{2}mv_{inc}^2 = \hbar \frac{\Gamma^2}{8\delta} \times \frac{I_{ev}(x, y)e^{-2\kappa z_m}}{I_{sat}} + U_{vdW}(z_m) \quad (5.28)$$

Pour tenir compte de la variation de l'intensité sur le miroir à onde évanescente, nous avons découpé la zone de rebond en trois. Une zone centrale, et deux couronnes autour de cette zone centrale. Pour chacune de ces trois régions, nous avons calculé la variation de  $P_{LZ}^{2,1}$  en fonction de la différence de fréquence entre l'onde aller et l'onde retour  $\Delta\omega/2\pi$  en prenant l'intensité moyenne de chacune des régions. Nous avons alors moyenné les trois courbes obtenues en les pondérant par les surfaces des trois régions.

La distance séparant le miroir du piège d'atomes froids a été mesurée grâce aux signaux d'absorption des atomes lors de leur chute, de leur remontée après rebond et de leur

rechute. Elle vaut 17.9 mm. Il s'ensuit que l'impulsion des atomes à l'entrée de l'onde évanescente vaut  $P_{in} = 100.5\hbar k$ . Nous avons alors estimé l'incertitude avec laquelle nous connaissons  $P_{in}$  (1%) à partir de la précision avec laquelle nous avons pointé les maxima des trois signaux de temps de vol. Il se trouve que cette incertitude est inférieure à la demi-largeur de la distribution en énergie des atomes ( $2\hbar k$  à mi-hauteur). A priori, elle ne pose donc pas de problème.

Pour tenir compte de la distribution initiale en énergie des atomes, nous avons répété la procédure de moyennage sur l'intensité du laser pour trois valeurs de  $P_{in}$  :  $100.5\hbar k$ ,  $102.5\hbar k$  et  $98.5\hbar k$ . Nous avons alors moyenné les trois courbes obtenues en affectant des poids de 0.5 pour  $100.5\hbar k$ , et 0.25 pour les deux autres valeurs de  $P_{in}$ .

Ce moyennage sommaire en deux temps, nous permet de tenir compte à la fois de la distribution en énergie initiale des atomes et de la variation d'intensité sur le miroir.

Nous présentons sur la figure 5.15 les résultats donnés par ces calculs. Nous avons tracé la courbe obtenue avec la procédure de moyennage qui vient d'être décrite, et nous la comparons à une courbe obtenue sans moyennage.

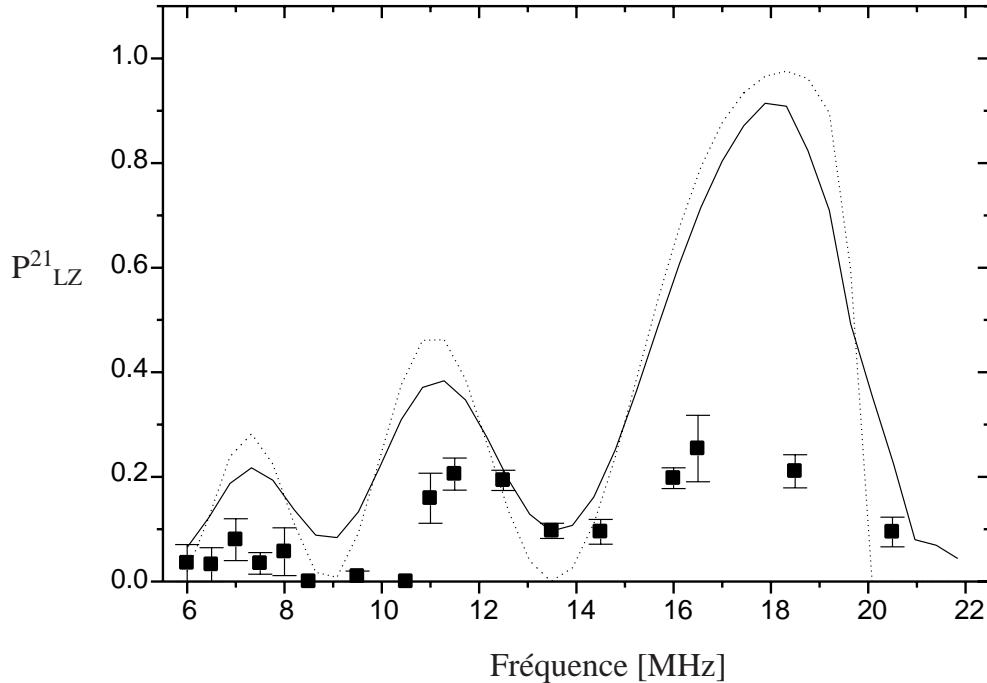


FIG. 5.15: Probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = +1$  calculée par le modèle de Landau-Zener ( $P_{LZ}^{2,1}$ ) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Le potentiel de van der Waals est pris en compte (modèle QED). La puissance dans l'onde TM est de 2.9 W et dans l'onde TE de 6.5 mW tandis que les tailles des cols sont celles données dans le paragraphe 3.3.3 page 86. En traits pleins : courbe obtenue en utilisant la procédure de moyennage décrite dans le texte. En pointillés : courbe obtenue sans moyennage avec  $P_{in} = 100.5\hbar k$ , et pour intensité, celle de la zone intermédiaire du découpage du miroir.

Intéressons-nous dans un premier temps à la courbe obtenue sans moyennage (en traits pointillés sur la figure). Nous voyons que nous obtenons des oscillations avec un contraste maximum. La probabilité de transition est maximum pour les fréquences autour de 18 MHz. De plus,  $h \times 20$  MHz correspond à l'écart d'énergie entre les deux niveaux au point de rebroussement de la trajectoire classique de l'atome<sup>12</sup> Ainsi, pour des fréquences supérieures à 20 MHz, ce modèle ne prédit plus aucune transition possible puisque "classiquement", l'atome ne va pas dans les zones où l'écart entre les deux niveaux est supérieur à  $h \times 20$  MHz. En fait, pour des fréquences supérieures à 18 MHz, le modèle de Landau-Zener n'est déjà plus valide puisque le croisement entre les deux niveaux est suffisamment proche du point de rebroussement de l'atome (voir note 8 page 155).

L'étalement du point de rebroussement de la trajectoire de l'atome donné par la distribution des vitesses initiales des atomes engendre un étalement de seulement  $\pm 0.8$  MHz de la position du point de coupure du modèle de Landau-Zener<sup>13</sup>. En revanche, lorsque l'on lui ajoute la variation de l'intensité sur la surface du miroir, l'étalement du point de rebroussement est significativement augmenté puisqu'il passe à 3 MHz. Nous voyons également sur la figure 5.15, que le moyennage provoque une baisse du contraste des oscillations qui est très légère.

Intéressons-nous maintenant à la comparaison avec les points expérimentaux. Nous voyons que nous obtenons un accord raisonnable entre les points expérimentaux et le calcul numérique pour ce qui concerne la fréquence et la phase des franges. En revanche, le calcul numérique prévoit des efficacités de diffraction 2.4<sup>14</sup> fois plus importantes que ce que nous avons obtenu expérimentalement.

### 5.3.3.2 Effet du potentiel de van der Waals

Afin d'illustrer l'importance de l'effet du potentiel de van der Waals sur la phase des franges, nous avons comparé sur la figure 5.16 la courbe en traits pleins du calcul précédent au résultat du même calcul effectué en supprimant le potentiel de van der Waals.

Nous voyons que le potentiel de van der Waals modifie la phase des oscillations de près d'une demi-frange. En effet, à une cote  $z$  donnée, le potentiel de van der Waals diminuant la valeur du potentiel total, les atomes s'approchent plus de la surface du miroir. Ils sondent donc des cotes où l'écart entre les deux potentiels est plus important : les franges sont donc décalées vers les hautes fréquences.

Il convient néanmoins de noter qu'à une cote  $z$  donnée, l'écart entre deux potentiels est inchangé par le potentiel de van der Waals. Le décalage des franges est donc uniquement dû à la modification de la trajectoire des atomes qui vient d'être décrite.

12. L'estimation rapide de cet écart présentée dans le tableau 3.1 page 83 avait donné  $h \times 19$  MHz.

13. L'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes est inférieure à la largeur de la distribution, elle n'intervient donc pas dans ce problème.

14. Ce facteur a été obtenu par la méthode des moindres carrés en fixant la phase des franges. Notons que la présentation de ces résultats effectuée dans l'article reproduit dans l'annexe E, est légèrement différente de celle que nous faisons ici, puisque nous y avons divisé les résultats théoriques par ce facteur de 2.4.

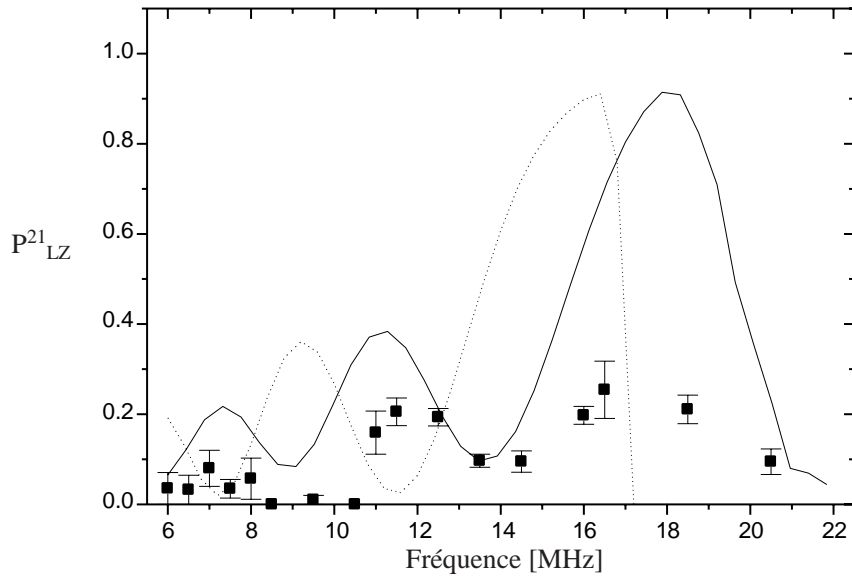


FIG. 5.16: Probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = +1$  calculée par le modèle de Landau-Zener ( $P_{LZ}^{2,1}$ ) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  avec (trait plein) et sans (pointillés) le potentiel de van der Waals. Dans les deux cas les moyennages sur l'intensité de l'onde évanescente et sur la distribution en vitesse des atomes sont pris en compte. Comparaison aux efficacités expérimentales  $P_{exp,brut}$  (points).

### 5.3.3.3 Prise en compte de la structure hyperfine de l'état excité et de l'effet Zeeman

Depuis la publication de l'article reproduit dans l'annexe E, nous avons repris les calculs en suivant la même procédure qu'au paragraphe 5.3.3.1, mais en ne supposant plus que le désaccord est assez grand pour pouvoir négliger la structure hyperfine de l'état excité. Les déplacements lumineux sont alors donnés par le tableau 2.2, et les termes de couplage par la figure 2.3. La figure 5.17 présente le résultat de ce calcul avec le même moyennage que précédemment (*i.e.* sur la distribution en vitesse des atomes ainsi que sur l'intensité de l'onde évanescente).

Nous voyons ainsi que la prise en compte de la structure hyperfine du niveau excité, augmentant l'écart entre les potentiels dipolaires des deux sous-niveaux  $M_F = +2$  et  $M_F = +1$ , se solde par une modification de la phase des oscillations : les franges sont donc déplacées de  $\sim 2$  MHz vers les hautes fréquences.

Pendant toute la durée des rebonds sur le miroir, nous avons maintenu le champ magnétique directeur permettant de définir l'axe de polarisation des atomes. L'amplitude de ce champ était de l'ordre de 880 mG. Le décalage Zeeman qu'il induit sur les niveaux des atomes est donc non négligeable. Il est donné par :  $V_{Ze}(M_F) = h \times M_F \times 1.4$  MHz/G. On trouve alors :

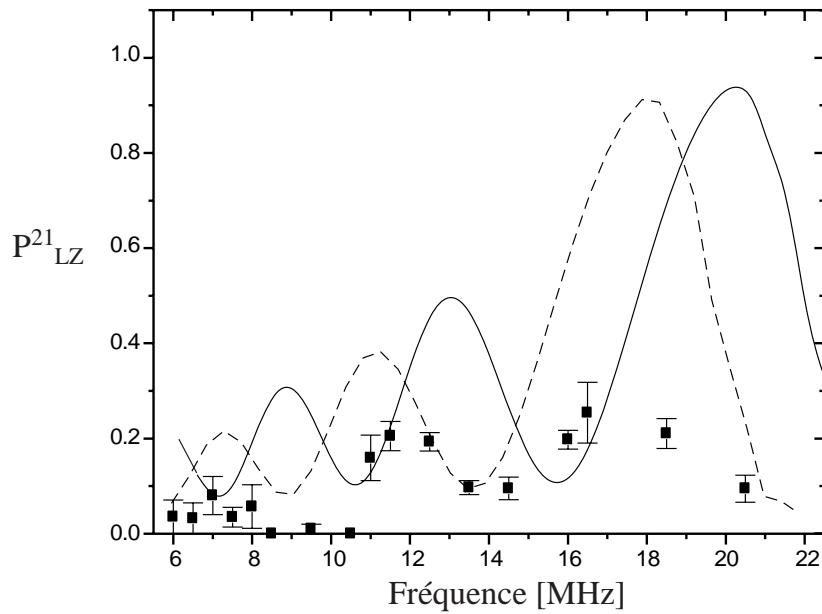


FIG. 5.17: Probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = +1$  calculée par le modèle de Landau-Zener ( $P_{LZ}^{2,1}$ ) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Le potentiel de van der Waals est pris en compte (modèle QED). La puissance dans l'onde TM est de 2.9 W et dans l'onde TE de 6.5 mW tandis que les tailles des cols sont celles données dans le paragraphe 3.3.3 page 86. Les moyennages sur l'intensité de l'onde évanescente et sur la distribution en vitesse des atomes sont pris en compte. En traits pleins (pointillés) : la structure hyperfine de l'état excité ( $n'$ ) est (pas) prise en compte.

$$\begin{aligned}
 V_{Ze}(+2) &= h \times 1.23 \text{ MHz} \\
 V_{Ze}(+1) &= h \times 0.62 \text{ MHz} \\
 V_{Ze}(0) &= 0 \\
 V_{Ze}(-1) &= -h \times 0.62 \text{ MHz} \\
 V_{Ze}(-2) &= -h \times 1.23 \text{ MHz}
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

L'énergie incidente des atomes vaut  $E_{in} = h \times 39$  MHz ; le niveau  $M_F = +2$  est donc déplacé de  $0.032 \times E_{in}$  tandis que le niveau  $M_F = +1$  est déplacé de  $0.016 \times E_{in}$ .

De manière similaire à la prise en compte de la structure hyperfine de l'état excité, le décalage des niveaux se solde par une modification de la phase des oscillations. Cette fois-ci, les deux niveaux étant rapprochés par le déplacement Zeeman, les franges sont déplacées vers les basses fréquences. On peut d'ailleurs vérifier sur la figure 5.18, que le décalage obtenu est effectivement égal à  $0.016 \times E_{in} \simeq 0.6$  MHz.

Nous voyons donc que les deux effets pris en compte dans ce paragraphe modifient uniquement la phase des franges. Ils ont d'ailleurs tendance à se compenser.

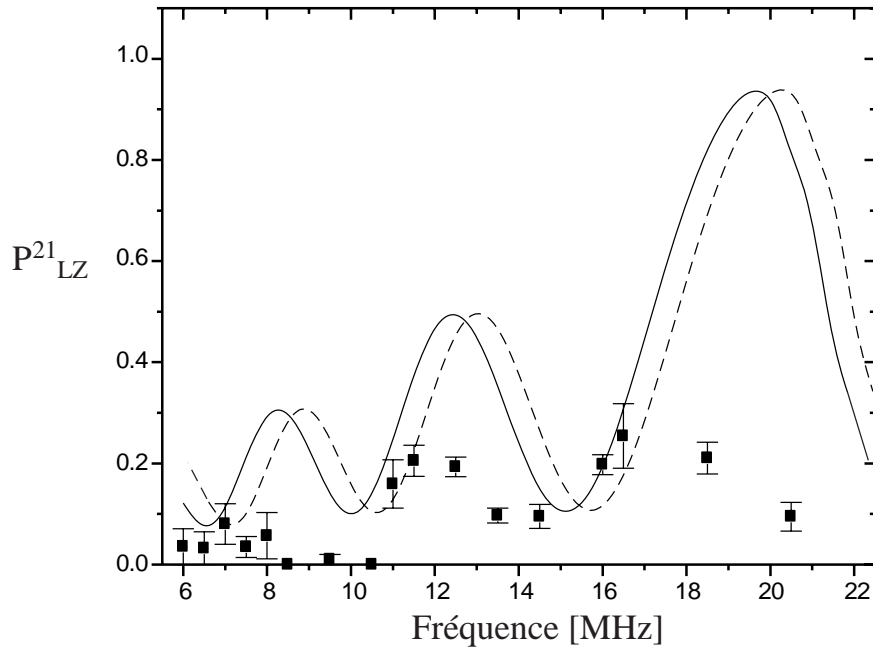


FIG. 5.18: Probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = +1$  calculée par le modèle de Landau-Zener ( $P_{LZ}^{2,1}$ ) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Le potentiel de van der Waals est pris en compte (modèle QED). La puissance dans l'onde TM est de 2.9 W et dans l'onde TE de 6.5 mW tandis que les tailles des cols sont celles données dans le paragraphe 3.3.3 page 86. Les moyennages sont pris en compte ainsi que la structure hyperfine de l'état excité. En trait plein (pointillés) : les déplacements Zeeman (ne) sont (pas) pris en compte.

En conclusion, l'accord avec les résultats expérimentaux est finalement inchangé par la prise en compte de ces deux effets : la phase et la fréquence des franges est en accord raisonnable tandis que la probabilité de transition mesurée expérimentalement est globalement 2.4 fois plus faible que celle donnée par le calcul numérique.

#### 5.3.3.4 Modèle quantique : résolution numérique de l'équation de Schrödinger

Avant de discuter les facteurs pouvant expliquer le désaccord sur l'amplitude des franges, nous présentons sur la figure 5.19 une vérification des résultats donnés par le modèle de Landau-Zener à deux niveaux, grâce à la résolution numérique de l'équation de Schrödinger à deux niveaux.

Nous pouvons alors faire plusieurs commentaires :

- Cette comparaison confirme clairement le domaine de validité du modèle de Landau-Zener évoqué au paragraphe 5.3.3.1 : au delà de 18 MHz, il n'est plus valide.
- Nous voyons que le modèle quantique donne une probabilité de présence de l'atome non nulle, pour des cotes inférieures à celle du point de rebroussement (elles sont

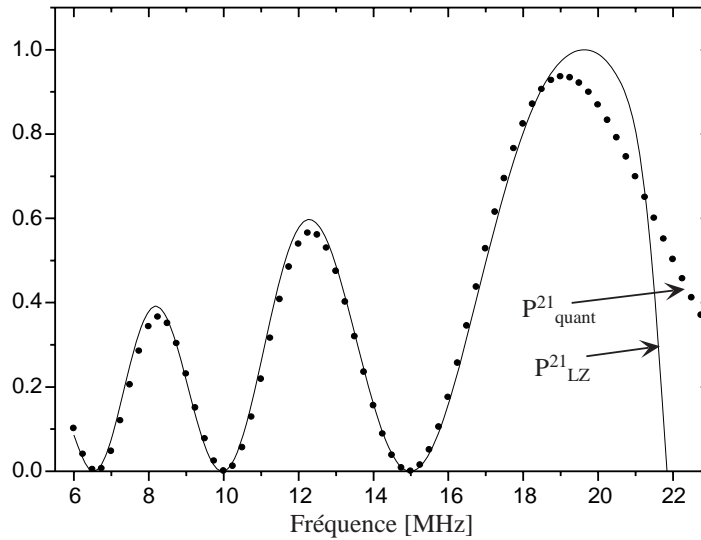


FIG. 5.19: Probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = +1$  calculée par le modèle de Landau-Zener (trait plein) ou par la résolution de l'équation de Schrödinger (points disjoints) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$ . Le potentiel de van der Waals (modèle QED), les déplacements Zeeman ainsi que la structure hyperfine de l'état excité sont pris en compte. La puissance dans l'onde *TM* est de 2.9 W et dans l'onde *TE* de 6.5 mW tandis que les tailles des cols sont celles données dans le paragraphe 3.3.3 page 86. Aucun moyennage n'est effectué :  $P_{in} = 100.5\hbar k$ , et l'intensité est celle de la zone intermédiaire du découpage du miroir.

classiquement interdites mais sont autorisées par effet tunnel [27]). Cela se traduit par des transitions autorisées au delà de 22 MHz.

- Enfin, cette comparaison valide le modèle de Landau-Zener dans son domaine de validité, puisque les deux modèles y fournissent les mêmes résultats.

## 5.4 Discussion

Après avoir comparé nos résultats expérimentaux aux calculs théoriques dans la partie précédente, il reste des divergences. Le but de cette partie est donc de proposer des explications à ces désaccords. Dans le paragraphe 5.4.1, nous allons discuter les incertitudes expérimentales que nous avons identifiées. Nous estimerons alors leur influence sur les franges calculées par le modèle de Landau-Zener à deux niveaux. Dans le paragraphe 5.4.2, nous discuterons les limites des modèles employés pour effectuer les calculs présentés jusqu'ici, et nous présenterons des extensions de ces modèles.



## 5.4.1 Incertitudes expérimentales

### 5.4.1.1 Vérification de la puissance des faisceaux laser

L'incertitude liée à la mesure directe de la puissance des faisceaux laser est de l'ordre de 10%. Nous avons alors effectué une mesure indépendante de la puissance des faisceaux en déterminant la puissance de seuil de réflexion des atomes [44]. Pour cela, nous avons mesuré le nombre d'atomes réfléchis par le miroir en présence de l'onde TM seule.

La mesure présentée sur la figure 5.20 a été effectuée sans pompage optique, à l'aide du signal d'absorption lors de la remontée des atomes à travers la sonde. Lorsque la puissance du faisceau augmente, les premiers atomes qui rebondissent sont ceux qui se trouvent dans le sous-niveau Zeeman  $|M_F = -2\rangle$ , puis dans  $|M_F = -1\rangle$  etc... jusqu'au niveau  $|M_F = +2\rangle$ . En notant  $P$  la puissance du laser à l'entrée du prisme, on peut montrer que pour chaque sous-niveau, la taille du miroir effectif, et donc le nombre d'atomes réfléchis  $N_{M_F}$ , suivent une loi identique [44, 27]. Ainsi, en supposant une équipartition des atomes selon les cinq sous-niveaux Zeeman de l'état  $|F = 2\rangle$ , le nombre total d'atomes réfléchis est donné par :

$$N(P) = a \times \sum_{M_F} \ln \frac{P}{P_{M_F}^{seuil}} \quad (5.30)$$

où  $P_{M_F}^{seuil}$  est la puissance correspondant au seuil de réflexion du niveau  $|M_F\rangle$ . Ici, le point intéressant est que la constante  $a$  est indépendante du niveau considéré, ce qui a permis de la sortir de la somme.

Le calcul théorique des seuils de réflexion  $P_{M_F}^{seuil}$  peut être effectué de manière plus précise ( $\sim 4\%$ ) que la mesure directe de la puissance (10%) puisqu'il repose sur la connaissance expérimentale de la quantité de mouvement  $P_{in}$  (connue à 1%) et sur celle de la taille des cols du faisceau laser (incertitude de 4%). Pour cela, il suffit d'égaliser l'énergie cinétique incidente des atomes  $E_{in}$  et l'énergie interne de l'atome au maximum du potentiel de l'atome dans l'onde évanescente en présence du potentiel de van der Waals (modèle QED).

Grâce au calcul de la puissance des seuils et en utilisant l'équation 5.30, nous avons trouvé la courbe de meilleur ajustement permettant de décrire les données expérimentales avec pour seul paramètre ajustable la pente  $a$ . Comme indiqué sur la figure 5.20, nous trouvons un bon accord quantitatif entre le calcul numérique et les données expérimentales.

Nous avons répété le même ajustement des données expérimentales en supposant que nous avons fait une erreur de  $\pm 10\%$  sur les puissances du faisceau laser. Nous avons alors trouvé un accord sensiblement moins bon entre le calcul et les données expérimentales, ce qui indique que l'incertitude sur cette mesure de la puissance est également de l'ordre de 10%.

En conclusion, nous estimons que la mesure directe de la puissance effectuée avec une incertitude de 10% est confirmée par la mesure du nombre d'atomes en fonction de la puissance du laser et que l'incertitude sur cette mesure supplémentaire est également de 10%.

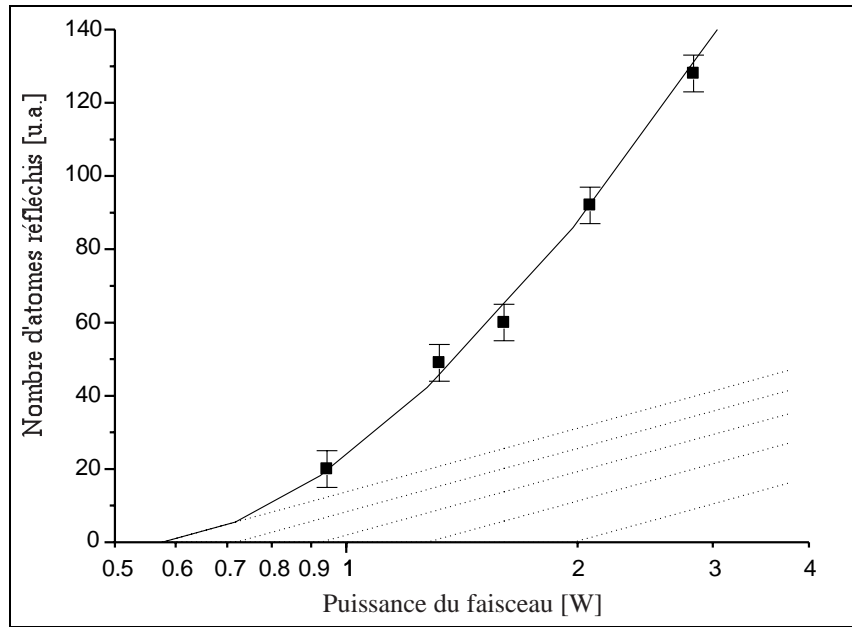


FIG. 5.20: Nombre d'atomes réfléchis par le miroir en fonction de la puissance envoyée dans le prisme en échelle logarithmique. La courbe de meilleur ajustement  $N(P)$  est tracée en traits pleins, tandis que les fonctions  $N_{M_F}(P)$  sont tracées en pointillés.

#### 5.4.1.2 Incertitude sur la superposition des cols des faisceaux TM et TE

La probabilité de transition Raman est fonction du couplage Raman  $C_{2,1}$  calculé au paragraphe 5.3.2.1. Le couplage  $C_{2,1}$  est directement proportionnel au produit des racines carrées des intensités des deux ondes. Nous allons donc estimer les incertitudes sur les intensités des ondes aller ( $\sigma^-$ ) et retour ( $\pi$ ).

Nous donnons les incertitudes des intensités au centre du miroir (le centre est défini par l'onde la plus intense : l'onde aller). Le rapport des intensités des deux ondes est constant sur la surface du miroir, si les deux faisceaux sont parfaitement superposés, sinon il existe simultanément des zones où l'on surévalue et sous-évalue ce rapport. Il est donc difficile de donner de manière quantitative la conséquence de cette incertitude sur l'efficacité de diffraction pour tous les points de la surface du miroir. Nous avons donc choisi de nous restreindre au centre du miroir, pour évaluer cette incertitude.

Reprenons l'estimation de l'erreur de superposition envisagée au paragraphe 3.3.3. Nous pouvons alors estimer l'erreur sur l'intensité de l'onde retour au centre du miroir :

- selon la direction  $Ox$ , la taille du col du faisceau est 1.67 mm et l'erreur d'alignement est typiquement de 0.18 mm. L'erreur correspondante est donc de  $(1 - e^{-0.18/(1.67)}) \times 100 = 10\%$ .
- selon la direction  $Oy$ , la taille du col du faisceau est 0.9 mm. L'erreur correspondante est donc de  $(1 - e^{-0.18/(0.9)}) \times 100 = 18\%$ .

Au centre du miroir, l'erreur sur l'intensité de l'onde retour est donc typiquement de  $100 \times \sqrt{0.18^2 + 0.10^2} = 20\%$ .

Il faut de plus considérer l'incertitude sur les mesures des tailles des faisceaux (2% dans une direction et 3% dans l'autre), ainsi que l'incertitude sur la mesure des puissances (typiquement 10%, voir au paragraphe 5.4.1.1), on obtient une incertitude de 11% sur la mesure de l'intensité.

Globalement, l'incertitude maximale sur l'intensité de l'onde retour au centre du miroir est donc de 24%. Il s'agit globalement d'une diminution de l'intensité au centre du miroir, puisqu'elle est principalement due à la méconnaissance de la qualité de superposition des deux faisceaux. Cela devrait se traduire par une incertitude expérimentale sur la probabilité de transition de l'ordre de 24% (diminution); effectivement, nous sommes dans le domaine linéaire de la courbe 5.4. En revanche, l'incertitude sur la probabilité de transition correspondante calculée par le modèle de Landau-Zener en abaissant la puissance de l'onde retour de 24%, est de seulement 3%. Nous sommes donc à nouveau confrontés au désaccord entre le modèle théorique et l'observation expérimentale que nous tentions d'expliquer.

Quant à l'incertitude sur l'intensité de l'onde aller, elle est donnée par l'incertitude des mesures et elle vaut donc 11%. Cette incertitude induit principalement une incertitude de  $\pm 0.3$  MHz sur la phase des franges.

### 5.4.1.3 Incertitude sur la vitesse initiale des atomes

Nous avons déjà mentionné l'incertitude avec laquelle nous connaissons la vitesse initiale moyenne des atomes  $v_{in}$  (plus précisément nous avons mentionné leur quantité de mouvement  $P_{in}$ ). Elle est donnée par la précision avec laquelle nous avons pointé les maxima des trois signaux de temps de vol. L'incertitude sur  $P_{in}$  a été estimée à 1%. Elle conduit à une incertitude sur la phase des franges de  $\pm 0.8$  MHz.

### 5.4.1.4 Incertitude sur la différence de fréquence entre les deux faisceaux

La différence de fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  entre le faisceau aller et le faisceau retour est contrôlée à l'aide d'un synthétiseur de fréquences commercial dont on fait varier la fréquence autour de 80 MHz et d'un oscillateur contrôlé en tension (VCO) travaillant à une fréquence fixe de 80 MHz (voir paragraphe 3.3.2). L'incertitude sur  $\Delta\omega/2\pi$  est alors donnée par la stabilité du VCO. Nous avons mesuré la fréquence qu'il délivre avant et après les séries d'expériences, et nous avons trouvé une stabilité de l'ordre de la dizaine de kiloHertz. L'incertitude de la fréquence fournie par le synthétiseur étant bien inférieure à 1 kHz, l'incertitude sur  $\Delta\omega/2\pi$  est inférieure à 10 kHz. Elle est donc tout à fait négligeable dans nos expériences.

### 5.4.1.5 Conclusion

Nous avons identifié une incertitude sur la phase des franges de l'ordre de  $\pm 1.1$  MHz. En revanche, l'analyse des incertitudes expérimentales ne nous a pas permis de donner de chiffre univoque sur la précision avec laquelle on connaît l'amplitude des franges (voir paragraphe 5.4.1.2).

## 5.4.2 Critiques des modèles : mise en jeu de plus de deux niveaux

Tous les calculs théoriques que nous avons présentés dans cette partie reposent sur l'hypothèse que seulement deux niveaux interviennent dans le processus de diffraction inélastique. Or nous savons que les spectres de diffraction utilisés pour donner la courbe 5.11 ont bien souvent le deuxième ordre de diffraction légèrement peuplé (voir les spectres présentés sur la figure 5.10). On peut alors se demander si l'approximation qui consiste à ne prendre en compte que les niveaux  $|F = 2, M_F = 2\rangle$  et  $|F = 2, M_F = 1\rangle$  n'est pas à l'origine du désaccord entre les calculs numériques et la courbe expérimentale 5.11. Dans un premier temps, nous allons montrer comment le modèle de Landau-Zener peut être étendu à un système à trois niveaux. Dans un deuxième temps, nous donnerons les résultats de la résolution numérique de l'équation de Schrödinger à trois niveaux, puis à cinq niveaux.

### 5.4.2.1 Modèle de Landau-Zener à trois niveaux

Nous reprenons exactement le même principe de calcul que pour le cas du modèle de Landau-Zener à deux niveaux, en y ajoutant le niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$ . Nous avons représenté sur la figure 5.21 les trois potentiels correspondant aux trois niveaux considérés. Nous avons décalé le niveau  $|F = 2, M_F = 1\rangle$  de  $\hbar\Delta\omega$  et le niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$  de  $2 \times \hbar\Delta\omega$ .

Nous voyons alors apparaître trois croisements de potentiels à des cotes différentes<sup>15</sup>. Compte tenu des polarisations des deux composantes de l'onde évanescente ( $\sigma^-$  et  $\pi$ ), un couplage existe entre les potentiels  $U_{M_F=2}$  et  $U_{M_F=1}$  d'une part, et  $U_{M_F=1}$  et  $U_{M_F=0}$  d'autre part. En revanche,  $U_{M_F=2}$  et  $U_{M_F=0}$  ne sont pas couplés. La figure 5.22 schématise donc l'interféromètre à trois ondes suivant la même représentation que la figure 5.14.

On note  $z_{c1}$  et  $z_{c2}$  les cotes des croisements évités entre les potentiels  $U_{M_F=2}/U_{M_F=1}$  et  $U_{M_F=1}/U_{M_F=0}$ , et  $T_1, R_1, T_2, R_2$  les coefficients de transmission et de réflexion des croisements évités correspondants. Les deux coefficients  $T_1, R_1$  s'identifient à  $T_{LZ}$  et  $R_{LZ}$  donnés par les équations 5.6, 5.12 et 5.14. En ce qui concerne  $T_2, R_2$ , ils sont donnés par des équations analogues aux équations 5.6, 5.12 et 5.14 en ayant pris soin d'utiliser le coefficient de couplage entre les niveaux  $|F = 2, M_F = 1\rangle$  et  $|F = 2, M_F = 0\rangle$ :

$$T_2 = \exp\left(-\frac{|C_{1,0}(z_{c2})|^2}{2\hbar^2 v_{c2} \Delta\omega/2\pi}\right) \quad (5.31)$$

<sup>15</sup> Si les potentiels dipolaires avaient été calculés dans l'approximation des grands désaccords, les positions des trois croisements auraient été dégénérées.

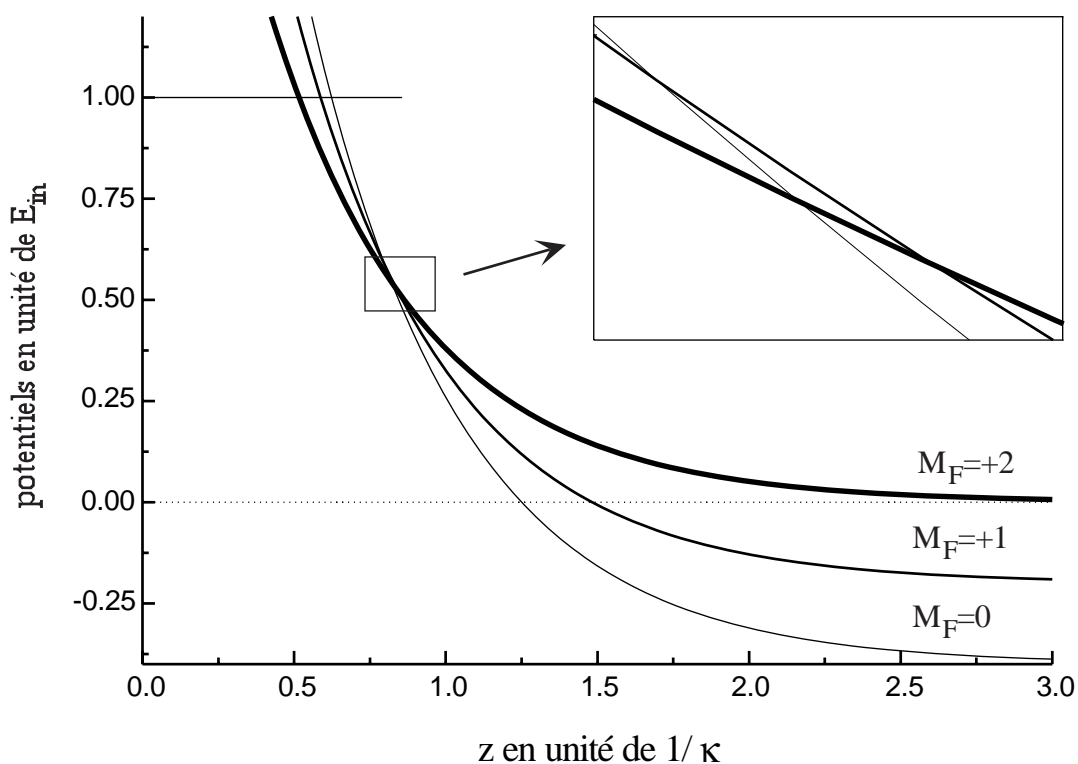


FIG. 5.21: Les trois potentiels en fonction de la distance au prisme, correspondant aux trois niveaux  $|F = 2, M_F = +2, +1, 0\rangle$ , sont représentés avec les décalages explicités dans le texte.

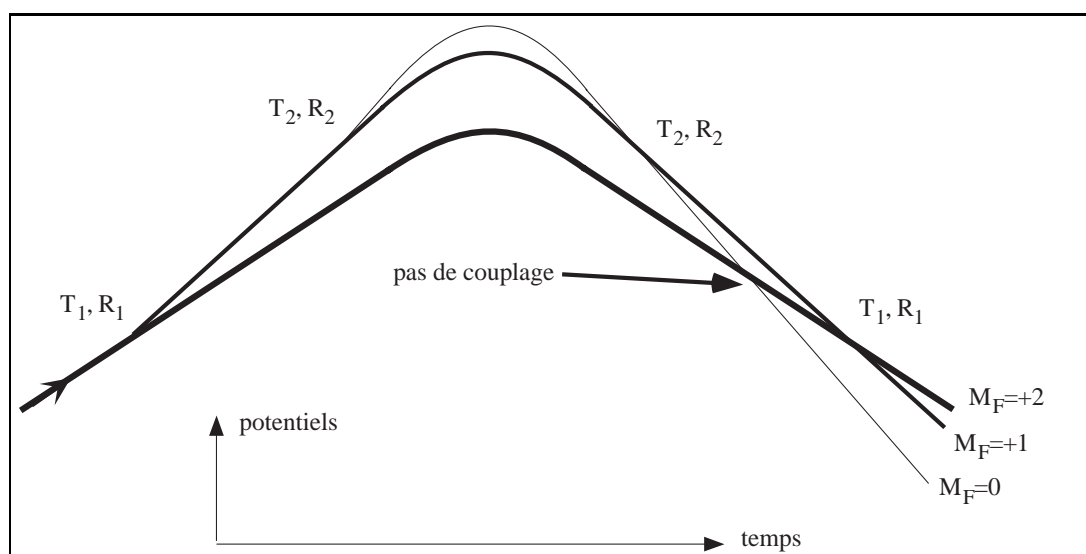


FIG. 5.22: Schéma du principe de l'interféromètre à trois ondes.

$$R_2 = 1 - T_2 \quad (5.32)$$

et

$$C_{1,0}(z_{c2}) = \zeta_{1,0}^{F=2} \frac{\mathcal{D}^2}{\hbar \delta} \times t_{1ev}^- t_{1ev}^{TE} \times \frac{\sqrt{|t_{01}^{TM}|^2} I_{TM} \sqrt{|t_{01}^{TE}|^2} I_{TE}}{2\epsilon_0 c} e^{-2\kappa z_{c2}} \quad (5.33)$$

Reprenons le principe du calcul du système à deux niveaux : la fonction d'onde atomique finale correspondant au niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$  est notée  $\psi_0$ . On trouve alors les expressions des fonctions d'onde en sortie de l'onde évanescente :

$$\psi_2 = \psi_{in} (T_1 e^{2i\phi_1} - R_1 T_2 e^{2i\phi_2} + R_1 R_2 e^{2i\phi_3}) \quad (5.34)$$

$$\psi_1 = \psi_{in} \sqrt{T_1 R_1} (e^{2i\phi_1} + T_2 e^{2i\phi_2} - R_2 e^{2i\phi_3}) \quad (5.35)$$

$$\psi_0 = \psi_{in} \sqrt{R_1 T_2 R_2} (e^{2i\phi_2} + e^{2i\phi_3}) \quad (5.36)$$

avec  $\phi_1, \phi_2$  et  $\phi_3$  les phases accumulées suivant les trois chemins possibles, entre les instants des deux passages à la cote  $z_{c1}$  figure 5.22 :

$$\delta\phi_1 = 2 \frac{m}{\hbar} \int_{z_{c1}}^{z_{r,2}} v_2(z) dz \quad (5.37)$$

$$\delta\phi_2 = 2 \frac{m}{\hbar} \int_{z_{c1}}^{z_{r,1}} v_1(z) dz \quad (5.38)$$

$$\delta\phi_3 = 2 \left( \frac{m}{\hbar} \int_{z_{c1}}^{z_{c2}} v_1(z) dz + \frac{m}{\hbar} \int_{z_{c2}}^{z_{r,0}} v_0(z) dz \right) \quad (5.39)$$

avec  $v_{2,1,0}(z)$ , les vitesses de l'atome le long des potentiels associés aux niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2, +1, 0\rangle$  dans l'onde évanescente, et  $z_{r,(2,1,0)}$  les cotes des points de rebroussement sur chacun des trois potentiels. On vérifie alors que :

$$|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_3|^2 = |\psi_{in}|^2 \quad (5.40)$$

En posant :

$$\delta\Phi_1 = \frac{1}{2}(\delta\phi_1 - \delta\phi_2) \quad (5.41)$$

$$\delta\Phi_2 = \frac{1}{2}(\delta\phi_1 - \delta\phi_3) \quad (5.42)$$

$$\delta\Phi_3 = \frac{1}{2}(\delta\phi_2 - \delta\phi_3) \quad (5.43)$$

les probabilités de transition sont finalement données par :

$$\begin{aligned} P_{LZ}^{2,1} &= \frac{|\psi_1|^2}{|\psi_{in}|^2} \\ &= 4T_1 R_1 [T_2 \cos^2(\delta\Phi_1) + R_2 \sin^2(\delta\Phi_2) + T_2 R_2 \cos^2(\delta\Phi_3)] \end{aligned} \quad (5.44)$$

et

$$\begin{aligned} P_{LZ}^{2,tot} &= \frac{|\psi_1|^2}{|\psi_{in}|^2} + \frac{|\psi_0|^2}{|\psi_{in}|^2} \\ &= P_{LZ}^{2,1} + 4R_1 T_2 R_2 \cos^2(\delta\Phi_3) \end{aligned} \quad (5.45)$$

Comme dans le cas à deux niveaux, il faut ajouter une phase de  $-\frac{\pi}{4}$  aux phases  $\delta\Phi_1$  et  $\delta\Phi_3$  pour rendre compte de la phase associée à l'amplitude de transition dans les croisements évités (voir équation 5.22).

Nous vérifions sur les formules 5.44 que lorsque  $R_2 = 0$  et  $T_2 = 1$ , le niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$  ne peut pas être peuplé et que nous retrouvons l'équation 5.22 donnant la probabilité de transition vers le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  calculée pour deux niveaux.

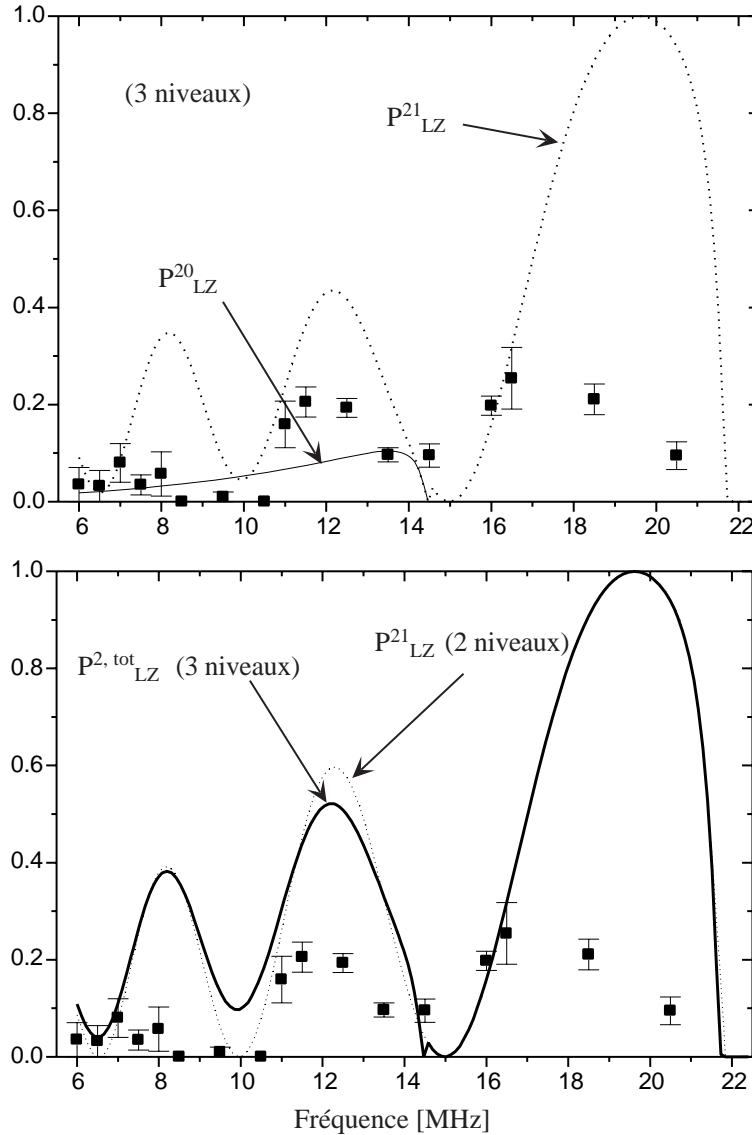


FIG. 5.23: *En haut*: Variation de  $P_{LZ}^{2,1}$  et  $P_{LZ}^{2,0}$  en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  en utilisant le modèle de Landau-Zener à trois niveaux; aucun moyennage n'est pris en compte tandis que la structure hyperfine de l'état excité, le potentiel de van der Waals ainsi que les déplacements Zeeman le sont. Comparaison aux efficacités expérimentales  $P_{exp,brut}$  (points). *En bas*: comparaison entre les efficacités totales de diffraction prédites par les modèles de Landau-Zener à deux (voir figure 5.18) et trois niveaux.

Nous avons tracé sur la figure 5.23 les probabilités de transition vers le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  ( $P_{LZ}^{2,1}$ ) et vers le niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$  ( $P_{LZ}^{2,0}$ ) en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  en utilisant le modèle de Landau-Zener à trois niveaux. Nous n'avons pas effectué de moyennage sur l'intensité de l'onde évanescente ni sur la distribution en vitesse des atomes.

Nous voyons que le niveau  $|F = 2, M_F = 0\rangle$  peut effectivement être légèrement peuplé. Nous savons que le modèle de Landau-Zener cesse d'être valide lorsque la transition a lieu au point de rebroussement de la trajectoire de l'atome ; lorsque l'atome est sur le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$ , cela se produit à partir de 14 MHz (ce qui explique la discontinuité). Le modèle de Landau-Zener à 3 niveaux a donc un intérêt, uniquement pour des fréquences inférieures à 14 MHz (après la discontinuité, il est identique au modèle à deux niveaux). Nous avons donné sur la courbe du bas de la figure 5.23 les efficacités de diffraction totales données par le modèle de Landau-Zener à deux ou à trois niveaux.

Nous voyons que le fait de prendre en compte un troisième niveau réduit très légèrement le contraste des franges obtenues par le calcul numérique. Leur amplitude est donc légèrement diminuée (pour les fréquences inférieures à 14 MHz).

Il subsiste néanmoins un désaccord sur l'amplitude des franges d'un facteur supérieur à 2 entre le calcul et les résultats expérimentaux. Remarquons que ni la phase, ni la période des franges n'a été modifiée par la prise en compte d'un troisième niveau.

En conclusion, il est difficile de connaître l'effet de la prise en compte du troisième niveau sur l'amplitude des franges en utilisant le modèle de Landau-Zener. En effet, nous aimerions avoir une réponse valable pour toutes les fréquences comprises entre 6 et au moins 22 MHz.

#### 5.4.2.2 Résolution numérique de l'équation de Schrödinger à trois niveaux

Afin de ne pas être limité à des fréquences inférieures à 14 MHz par le domaine de validité du modèle de Landau-Zener, nous présentons maintenant les résultats de la résolution numérique de l'équation de Schrödinger avec trois niveaux.

Nous voyons sur la figure 5.24 (en haut) que pour des fréquences supérieures à 15 MHz, ce modèle ondulatoire prédit un peuplement efficace du niveau  $M_F = 0$  au détriment du niveau  $M_F = +1$ . Ceci est en accord qualitatif avec nos observations expérimentales (voir les spectres de la figure 5.10). Notons que le modèle de Landau-Zener à trois niveaux ne pouvait pas prédire le peuplement du niveau  $M_F = 0$  au delà de 14 MHz.

En revanche, nous voyons sur le bas de la figure 5.24, que les deux modèles à trois niveaux prédisent des efficacités totales de diffraction comparables ; la phase et la période des franges étant identiques.



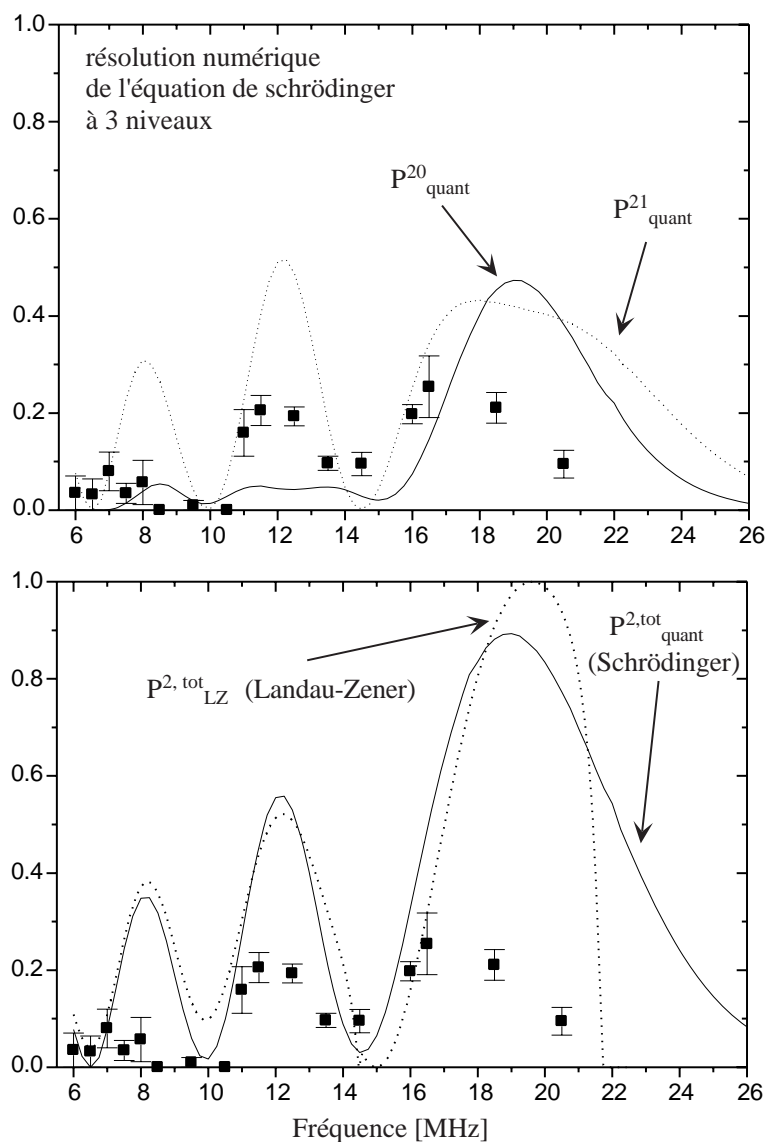


FIG. 5.24: En haut : Variation de  $P^{2,1}_{\text{quant}}$  et  $P^{2,0}_{\text{quant}}$  en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  après intégration de l'équation de Schrödinger à trois niveaux ; aucun moyennage n'est pris en compte tandis que la structure hyperfine de l'état excité, le potentiel de van der Waals ainsi que les déplacements Zeeman le sont. Comparaison aux efficacités expérimentales  $P_{\text{exp,brut}}$  (points). En bas : comparaison entre les efficacités totales de diffraction prédites par les modèles de Landau-Zener (voir figure 5.23) et par l'équation de Schrödinger à trois niveaux.

### 5.4.2.3 Résolution numérique de l'équation de Schrödinger à cinq niveaux

La résolution numérique de l'équation de Schrödinger à trois niveaux prédit un peuplement efficace du niveau  $M_F = 0$ . On peut alors se demander si les niveaux  $M_F = -1$  et  $M_F = -2$  sont également peuplés lorsque l'on prend en compte les cinq sous-niveaux de l'état  $|F = 2\rangle$

On note  $P_{quant}^{2,M_F}$  la probabilité de transition du niveau  $M_F = +2$  vers le niveau  $M_F$  calculée à l'aide de la résolution numérique de l'équation de Schrödinger à cinq niveaux.

La figure 5.25 présente donc les résultats de cette résolution numérique.

Nous voyons sur la figure du haut que les probabilités de transition de  $M_F = +2$  vers les niveaux  $M_F = 0$  et  $M_F = +1$  sont clairement les plus importantes. Il s'agit d'un résultat théorique important puisqu'il confirme notre observation expérimentale (voir figure 5.10).

Le deuxième résultat important de ce calcul théorique montre que la prise en compte des cinq sous-niveaux réduit significativement la probabilité de transition de  $M_F = +2$  vers  $M_F = 0$ . Ainsi, sur la figure du bas, nous avons tracé la somme des probabilités de transition de  $M_F = +2$  vers les niveaux  $M_F = +1$  et  $M_F = 0$  ( $P_{quant}^{2,1} + P_{quant}^{2,0}$ ) dans les cas où trois et cinq niveaux sont pris en compte. Nous voyons alors que le modèle à cinq niveau est légèrement plus proche des résultats expérimentaux.

Un facteur 2 subsiste néanmoins entre l'expérience et la théorie.

## 5.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude expérimentale et théorique de l'efficacité de diffraction inélastique. Nous avons montré expérimentalement la dynamique d'apparition des pics de diffraction avec l'intensité de l'onde retour (TE). Nous avons également montré expérimentalement l'apparition d'oscillations dans l'efficacité de diffraction en fonction de la différence de fréquence entre les deux composantes de l'onde évanescente. Qualitativement, nous avons interprété ces oscillations comme le résultat de l'interférence entre différents chemins atomiques à l'intérieur de l'onde évanescente, ce qui nous a conduits à utiliser le terme d'"oscillations de Stückelberg" par analogie aux phénomènes rencontrés en physique des collisions.

Nous avons présenté des résultats théoriques reposant sur le modèle de Landau-Zener ou bien sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger. Dans les deux cas, nous avons négligé l'émission spontanée en supposant que les atomes ne quittaient jamais les niveaux de l'état fondamental  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ . Nous n'avons alors pu obtenir qu'un accord qualitatif entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques et ce, même en envisageant de prendre en compte plus de deux sous-niveaux Zeeman. Le principal point de désaccord réside dans l'amplitude de ces franges, puisque les calculs prédisent des efficacités deux fois supérieures à celles observées. Notons également qu'un léger désaccord subsiste sur la phase des franges observées (le désaccord est de l'ordre de 1 MHz). Après avoir envisagé les différentes sources d'incertitudes expérimentales, nous n'avons pas été en mesure d'expliquer le désaccord sur l'amplitude des franges. En revanche, elles ont

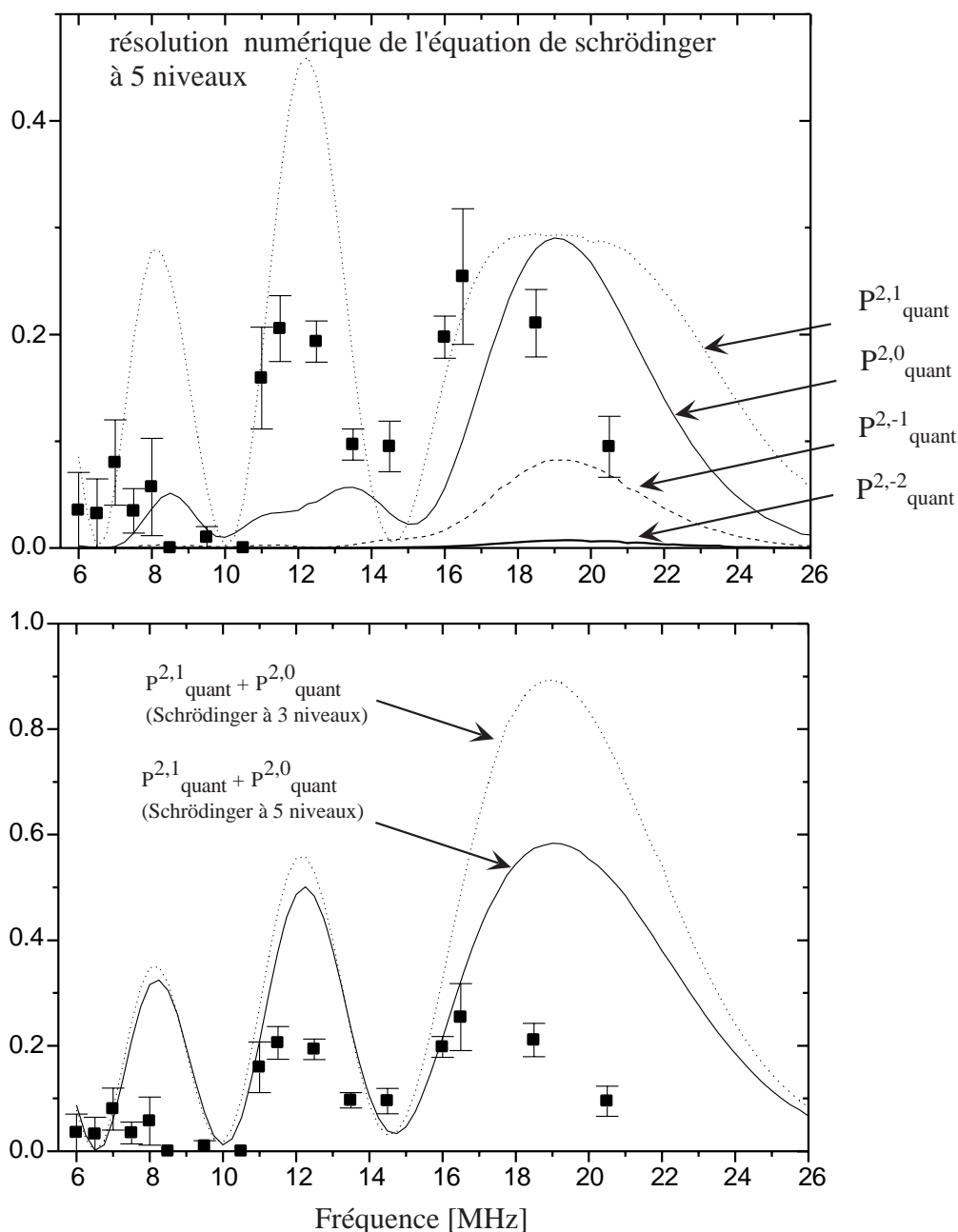


FIG. 5.25: *En haut*: Probabilité  $P_{\text{quant}}^{2,M_F}$  de transition de  $M_F = +2$  vers les niveaux  $M_F = +1, 0, -1, 2$  en fonction de la fréquence  $\Delta\omega/2\pi$  après intégration de l'équation de Schrödinger à cinq niveaux; aucun moyennage n'est pris en compte tandis que la structure hyperfine de l'état excité, le potentiel de van der Waals ainsi que les déplacements Zeeman le sont. Comparaison à l'efficacité expérimentale totale  $P_{\text{exp,brut}}$  (points): seuls les niveaux  $M_F = +1, 0$  étaient peuplés. *En bas*: comparaison de la somme des probabilités de transition de  $M_F = +2$  vers les niveaux  $M_F = +1, 0$  prédites par l'équation de Schrödinger à trois ou cinq niveaux.

conduit à une incertitude sur la phase des franges de l'ordre de 1 MHz. Nous estimons donc que la phase des franges est théoriquement bien comprise.

Nous pensons alors que le fait d'avoir négligé le rôle de l'émission spontanée dans cette étude théorique, doit être envisagé pour tenter d'expliquer le désaccord qui subsiste. Nous allons dans un premier temps rappeler que dans le paragraphe 4.3.3 nous avons fait une estimation (sommaire) de l'effet que peut avoir l'émission spontanée sur l'efficacité de diffraction que nous avons mesuré: nous avons estimé que les efficacités mesurées pouvaient être jusqu'à près de deux fois inférieures à ce que nous pouvions attendre théoriquement. Il n'est évidemment pas question de considérer que cette estimation permet à elle seule d'expliquer le désaccord rencontré dans ce chapitre, tant elle est basée sur des hypothèses grossières. Nous l'avons néanmoins mentionné pour soulever l'importance à nos yeux, que peut avoir l'émission spontanée sur les résultats.

La cohérence de l'onde de de Broglie est perdue lorsqu'un atome subit un cycle de fluorescence. Ainsi, qualitativement, le processus d'émission spontanée doit engendrer une perte du contraste des franges. Quoi qu'il en soit, pour obtenir une réponse quantitative, nous pensons qu'il faudra avoir recours à une simulation Monte-Carlo quantique, afin de prendre en compte l'émission spontanée de manière satisfaisante.

Enfin, un programme expérimental repris sur ce point devra absolument se placer dans des conditions où le taux d'émission spontanée est négligeable, pour faciliter la confrontation entre l'expérience et la théorie.

## Chapitre 6

# Étude expérimentale du potentiel créé par un miroir magnétique

Ce chapitre est consacré à l'étude d'un type de miroir à atomes différent de celui présenté dans les premiers chapitres de ce manuscrit : il s'agit d'un miroir magnétique constitué par un réseau de fils parcourus par un courant [31]. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une collaboration NSF/CNRS avec deux laboratoires étrangers : l'un est basé à l'université d'Harvard<sup>1</sup> et l'autre au NIST<sup>2</sup>.

La "famille" des miroirs magnétiques, comporte principalement trois types de miroirs pour atomes : les miroirs composés d'aimants permanents [34, 35], les miroirs composés de matériaux dans lesquels a été inscrite une magnétisation permanente [33] et enfin, les miroirs composés de fils parcourus par un courant [36, 37]. Le miroir que nous utilisons appartient donc à la troisième catégorie. Un des avantages de ce dernier type de miroirs est de pouvoir les brancher et les débrancher à tout instant, ce qui n'est pas le cas des deux premiers.

Dans le cadre de cette collaboration, nous avons effectué la caractérisation expérimentale d'un de ces miroirs, utilisé pour réfléchir des atomes froids. Nous avons porté une attention particulière à l'étude des deux caractéristiques cruciales de la barrière de potentiel créée par le miroir : premièrement, la hauteur de cette barrière de potentiel ce qui fournit l'énergie cinétique maximum des atomes que peut réfléchir le miroir ; deuxièmement, sa rugosité<sup>3</sup>, qui détermine le caractère diffus de la réflexion des atomes. Lorsque la nature ondulatoire des atomes n'intervient pas dans le problème, cette rugosité peut être paramétrisée par l'écart type de la distribution angulaire de réflexion des atomes autour de la direction de réflexion spéculaire<sup>4</sup>.

Le plan du chapitre est le suivant : dans une première partie, à l'aide de modélisations théoriques *simples*, nous décrivons la forme du potentiel créé par le miroir pour

---

1. Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, 02138, U.S.A

2. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 20899, U.S.A.

3. Dans le cas du miroir plan, elle est définie comme la déviation des surfaces équipotentielles par rapport à un plan.

4. notée  $\theta_{diff}$  dans la partie 6.4.

différents types de configurations utilisées. Pour des modélisations plus sophistiquées, nous renvoyons le lecteur à la référence [91]. La deuxième partie décrit le montage expérimental. Nous y décrivons les modifications principales que nous avons effectuées par rapport au montage présenté dans le chapitre 3, en particulier liées à l'utilisation de l'isotope 85 du rubidium. Dans la troisième partie, nous présentons l'étude expérimentale et théorique des seuils de réflexion du miroir pour les différents sous-niveaux Zeeman de l'atome, en fonction du courant dans le miroir. On y verra notamment la réalisation de rebonds d'atomes dans le niveau de moment magnétique  $M_F = 0$ . La quatrième partie fournit certainement les résultats les plus originaux de cette étude puisque nous y présentons l'étude de la rugosité du miroir en fonction de la parité du nombre de fils constituant le miroir. Nous montrons également expérimentalement que l'utilisation de fils de garde [34] permet de réduire la rugosité due aux effets de taille finie du miroir. Nous situerons alors ce résultat par rapport aux miroirs à atomes dont la rugosité a déjà été mesurée [39, 42, 34, 37].

## 6.1 Étude théorique simplifiée du potentiel

Nous allons décrire dans cette partie la forme du potentiel créé par le miroir magnétique étudié. Cette description théorique sera grandement simplifiée par le fait que nous ne prendrons pas en compte le profil exact des fils (et donc la distribution de courant dans les fils) puisque nous supposerons que les fils sont infiniment fins.

Nous rappelons dans un premier paragraphe le principe du miroir magnétique. Puis nous donnons les caractéristiques du miroir étudié (paragraphe 6.1.2). Dans le paragraphe 6.1.3, nous décrivons le champ créé par un miroir comportant une infinité de fils. L'influence du nombre fini de fil sera alors décrit dans le paragraphe 6.1.4. Enfin, dans le paragraphe 6.1.5, nous donnons la relation reliant le potentiel subi par les atomes au champ magnétique créé par le miroir.

### 6.1.1 Principe du miroir magnétique

Le principe du miroir magnétique est basé sur l'interaction du dipôle magnétique permanent  $\boldsymbol{\mu}$  d'un atome avec un champ magnétique  $\mathbf{B}$ . Le potentiel d'interaction  $U$  s'écrit alors :

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (6.1)$$

Après projection sur l'axe de  $\mathbf{B}$ , le dipôle permanent de l'atome  $\boldsymbol{\mu}$  est représenté par les nombres quantiques  $M_F$ . Cela nous permet de réécrire le potentiel d'interaction  $U$  en fonction des  $M_F$  ; à l'ordre le plus bas en  $|\mathbf{B}|$ , on trouve<sup>5</sup> :

$$U = g_F M_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (6.2)$$

---

5. voir paragraphe 6.1.5

avec  $g_F$  le facteur de Landé du niveau  $|F\rangle$  et  $\mu_B$  le magnéton de Bohr. Le potentiel  $U$  ne dépend alors que du module du champ magnétique. Le module de  $\mathbf{B}$  est donc le paramètre important dans le miroir magnétique. De plus, nous voyons que le suivi adiabatique est réalisé lorsque l'atome suit le champ  $\mathbf{B}$  de manière à ce que son nombre quantique de moment magnétique  $M_F$  reste constant.

Ainsi, comme dans le cas du miroir à onde évanescente, nous pouvons réfléchir des atomes tombant sur le miroir sous l'effet de la gravité, pourvu que le potentiel  $U$  soit supérieur à l'énergie cinétique  $E_{in}$  des atomes (voir figure 6.1). Un miroir plan sera alors formé par un potentiel, indépendant de  $x$  et  $y$  (et donc par un champ magnétique de module constant dans le plan  $xOy$ ).

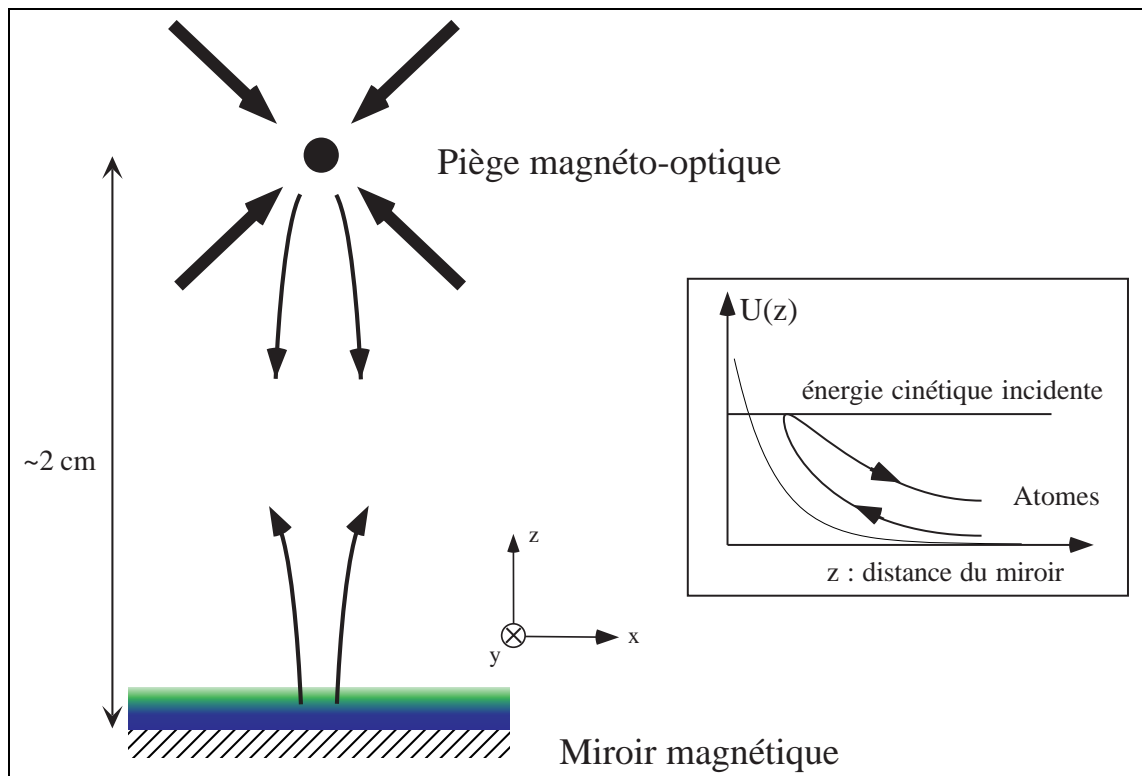


FIG. 6.1: Schéma de principe du miroir magnétique.

### 6.1.2 Caractéristiques du miroir

Nous avons utilisé des miroirs comportant 103 fils d'or déposés sur un substrat en saphir le long de l'axe  $Ox$ . La largeur de chaque fil est environ de  $70 \mu\text{m}$  et leurs axes sont espacés de  $100 \mu\text{m}$ . Les fils adjacents étant parcourus par des courants de sens opposé, la période spatiale du courant dans le miroir selon l'axe  $Ox$  est donc  $a = 200 \mu\text{m}$ . Ainsi, les dimensions totales du miroir sont de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  (voir figure 6.2).

Les 101 fils centraux sont connectés entre eux formant un "serpentin", tandis que les deux fils externes peuvent être alimentés indépendamment.

Les miroirs ont été fabriqués par nos collaborateurs de l'université d'Harvard. La méthode

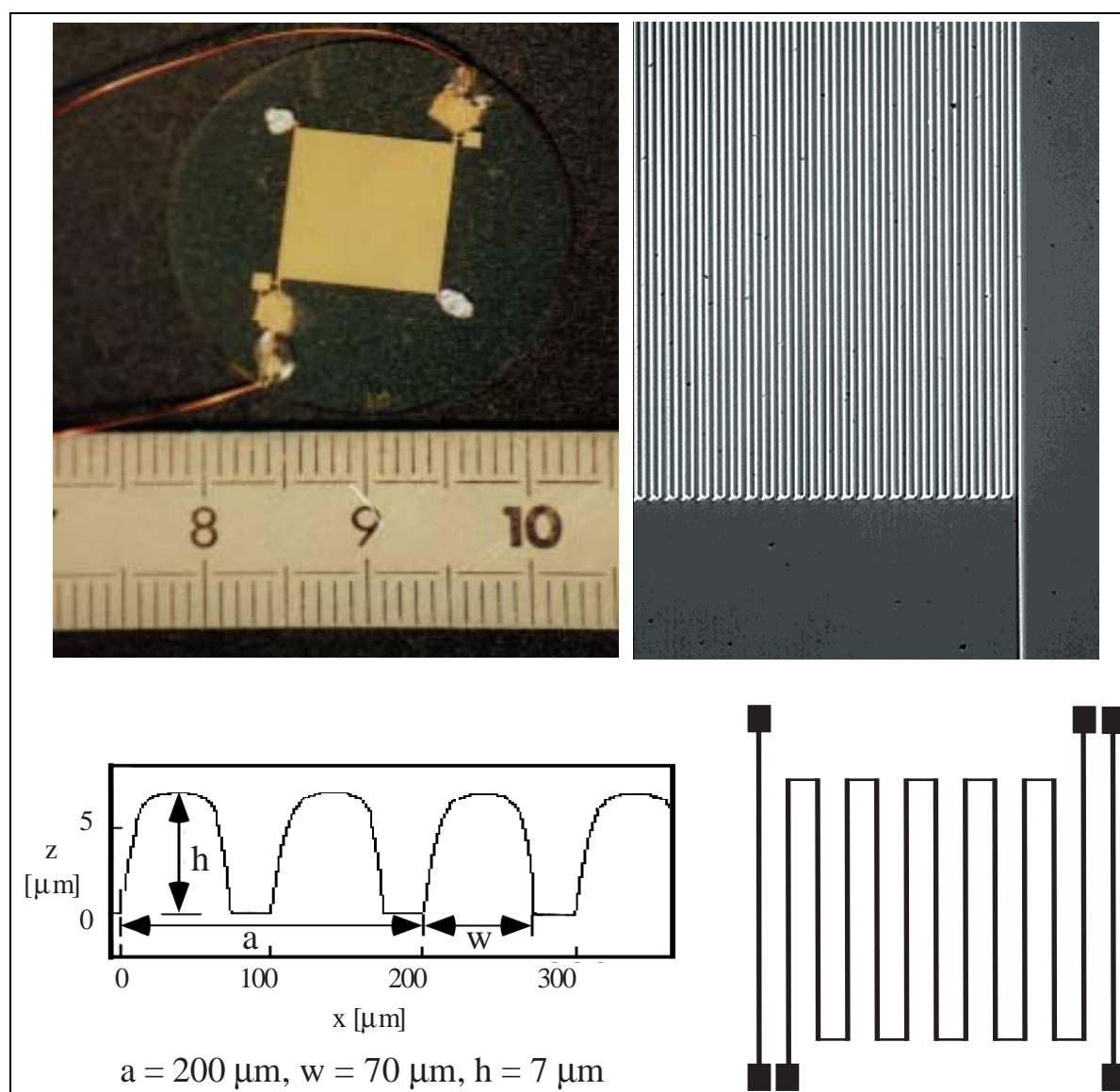


FIG. 6.2: En haut : photos du miroir. En bas : section des fils réalisée au profilomètre et vue schématique du miroir montrant les connections des fils ("serpentin" central de 101 fils + deux fils externes indépendants).

de fabrication est détaillée dans les références [36, 38]. Le dépôt d'or est effectué en deux étapes : la première étape consiste à déposer sur le saphir une mince couche d'or (typiquement 200 nm) sur une fine couche d'adhésion de cuivre (50 nm) par photo-lithographie. La deuxième étape consiste alors à effectuer une électro-déposition chimique d'or permettant de contrôler l'épaisseur du dépôt. De cette manière, l'épaisseur approximative des fils de notre miroir est 7  $\mu\text{m}$  (voir figure 6.2).



### 6.1.3 Miroir constitué d'un nombre infini de fils infiniment longs

#### 6.1.3.1 Cas où les fils sont infiniment fins

La modélisation du miroir la plus simple que nous pouvons faire, est de considérer que le miroir est constitué d'une infinité de fils dans le plan  $xOy$ , rectilignes et infiniment longs suivant  $Oy$ . Deux fils adjacents sont espacés de  $a/2 = 100 \mu\text{m}$  et sont parcourus par des courants opposés. Le motif du miroir est donc périodique selon  $Ox$  avec une période de  $a = 200 \mu\text{m}$  (voir figure 6.3).

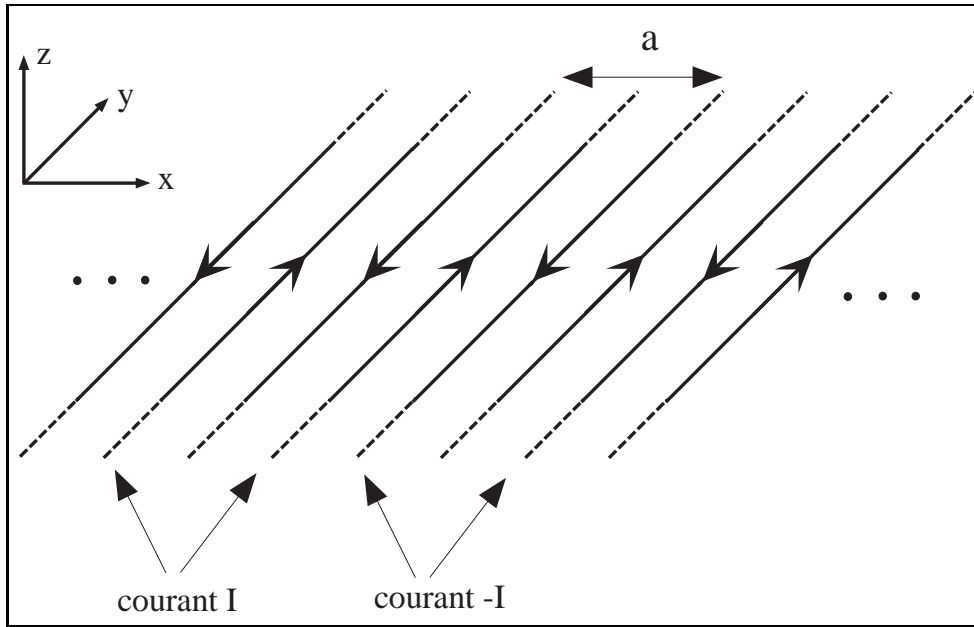


FIG. 6.3: Miroir composé d'un nombre infini de fils infiniment fins et longs. Le miroir est placé dans le plan  $xOy$ . Deux fils adjacents sont parcourus par des courants opposés.

Les lois de Biot et Savart permettent de calculer le champ créé par ce miroir. Le champ magnétique est dans le plan  $xOz$  et ses deux composantes sont données par :

$$B_x(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{z^2 + \left(\frac{ka}{2} - x\right)^2} \quad (6.3)$$

$$B_z(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^k \left(x - \frac{ka}{2}\right)}{z^2 + \left(\frac{ka}{2} - x\right)^2} \quad (6.4)$$

En notant  $\kappa = \frac{2\pi}{a}$ , les expressions analytiques de ces deux séries s'écrivent :

$$B_x(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \frac{\cos(\kappa x) \sinh(\kappa z)}{\cosh(2\kappa z) - \cos(2\kappa x)} \quad (6.5)$$

$$B_z(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \frac{\sin(\kappa x) \cosh(\kappa z)}{\cosh(2\kappa z) - \cos(2\kappa x)} \quad (6.6)$$

Le module du champ est alors donné par une expression analytique simple :

$$|\mathbf{B}(x, z)| = \sqrt{B_x(x, z)^2 + B_z(x, z)^2} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \sqrt{2\kappa} \frac{1}{\sqrt{\cosh(2\kappa z) - \cos(2\kappa x)}} \quad (6.7)$$

Il est intéressant de développer  $|\mathbf{B}(x, z)|$  en puissances de  $e^{-\kappa z}$ . Au deuxième ordre en  $e^{-\kappa z}$ , on trouve alors :

$$|\mathbf{B}(x, z)| \simeq \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa e^{-\kappa z} \left( 1 + \frac{1}{2} e^{-2\kappa z} \cos(2\kappa x) + \dots \right) \quad (6.8)$$

Ainsi, lorsque  $z \gg 1/\kappa$ , le module du champ  $\mathbf{B}$  décroît exponentiellement suivant  $z$  et est indépendant de  $x$  et  $y$ . En effet, le terme harmonique décroît plus vite avec  $z$  que le terme constant. Au terme le plus bas en  $e^{-\kappa z}$ , on a donc :

$$\begin{aligned} \text{pour } z \gg 1/\kappa : \quad |\mathbf{B}(x, z)| &\simeq \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa e^{-\kappa z} \\ B_x(x, z) &\simeq \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \cos(\kappa x) e^{-\kappa z} \\ B_z(x, z) &\simeq \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \sin(\kappa x) e^{-\kappa z} \end{aligned} \quad (6.9)$$

**Remarque :** On peut montrer que les équations 6.9 sont valables dès que le miroir comporte une infinité de fils périodiques, indépendamment de la forme des fils [32]. En revanche, la valeur  $\frac{1}{2}$  devant le terme harmonique de l'équation 6.8, dépend de la forme de la distribution du courant dans les fils [32, 91].

A partir des équations 6.9, nous voyons que si le courant  $I$  est suffisamment important pour que le potentiel  $U$  égale l'énergie cinétique des atomes à une cote  $z$  grande devant  $1/\kappa$ , nous nous sommes approchés de la situation idéale où le miroir est plan.

Notons que le champ n'est pas constant pour autant dans un plan de cote  $z$  donnée. En effet, si son module est bien constant, sa direction tourne dans le plan  $xOz$  comme illustré sur la figure 6.4.

### 6.1.3.2 Cas où le profil des fils est quelconque

Le développement en puissances de  $e^{-\kappa z}$  du module du champ créé par un nombre infini de fils infiniment fins et longs donné par l'équation 6.8, peut être généralisé au cas où la distribution du courant dans chacun des fils est quelconque. La référence [32] donne le calcul détaillé conduisant à ce développement, pourvu que le miroir comporte un motif périodique :

$$|\mathbf{B}| \simeq \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa e^{-\kappa z} \left( 1 + \alpha e^{-2\kappa z} \cos(2\kappa x) + \beta e^{-4\kappa z} \cos(4\kappa x) + \dots \right) \quad (6.10)$$

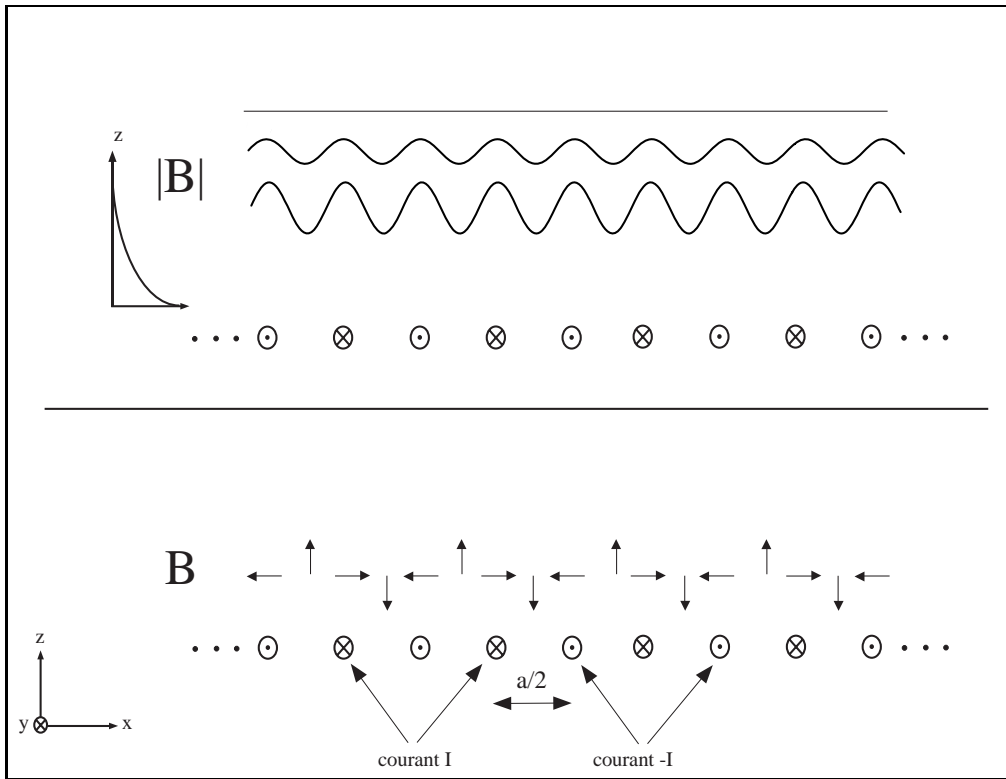


FIG. 6.4: Structure du champ au-dessus du miroir composé d'un nombre infini de fils. La direction du champ magnétique tourne dans le plan  $xOz$ , et pour des cotes supérieures à  $1/\kappa$ , le module du champ est indépendant de  $x$  et décroît exponentiellement avec  $z$ .

Sous cette forme, nous voyons donc que le potentiel comporte plusieurs harmoniques. Les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  reflètent la distribution du courant dans les fils [91, 32] (pour des fils infiniment fins, nous avons vu que  $\alpha = \frac{1}{2}$ ). De plus, chaque harmonique décroît exponentiellement, et d'autant plus vite que son ordre est élevé. Ainsi, lorsque  $\alpha$  est non nul, très rapidement seule la première harmonique est visible, ce qui conduit à une modulation du potentiel à la fréquence double de celle du motif du miroir. Enfin, pour des distances très supérieures à  $1/\kappa$ , le potentiel est purement exponentiel suivant  $Oz$  et constant suivant  $Ox$  (voir figure 6.4). Nous retrouvons alors les équations 6.9.

#### 6.1.4 Influence du nombre de fils sur la forme du potentiel

En supposant que l'état interne de l'atome suit adiabatiquement le champ magnétique  $\mathbf{B}$ , les surfaces équipotentielles sont déduites des surfaces de module de champ constant grâce à la relation 6.1. Au premier ordre en  $|\mathbf{B}|$  elles sont directement données par les surfaces de  $|\mathbf{B}|$  constant<sup>6</sup> (équation 6.2). Nous allons donc raisonner sur les surfaces de module de champ constant.

6. Nous donnerons la relation exacte entre le potentiel et le module du champ au paragraphe 6.1.5, ainsi que son développement au deuxième ordre, ce qui constitue l'effet Zeeman quadratique.

### 6.1.4.1 Étude qualitative de la forme du potentiel réel

Nous allons maintenant considérer le cas plus réaliste d'un miroir constitué d'un nombre fini de fils. Nous allons voir qu'il est alors possible d'utiliser plusieurs configurations conduisant à des résultats différents. Nous supposons en revanche, que les fils sont toujours de longueur infinie. Avant de présenter les résultats de calculs numériques dans le paragraphe 6.1.4.2, nous présentons une étude qualitative dans ce paragraphe.

Pour alléger la discussion, nous convenons que le terme "miroir fini" renvoie au miroir comportant un nombre fini de fils, et que le terme "miroir infini", au miroir comportant un nombre infini de fils.

Conceptuellement, on peut montrer [91] qu'avec une bonne approximation, au centre du miroir, le miroir infini produit un champ identique au miroir fini auquel on a ajouté deux fils parcourus par des courants différents du reste du miroir. Ces deux fils doivent être placés à l'endroit des deux premiers fils "manquants" du miroir fini, et ils doivent être parcourus par un courant approximativement égal à  $I/2$  [34]. Dans toute la suite, nous nommons ces fils supplémentaires "*fils de garde*" puisqu'ils ont le rôle de compenser les effets de taille finie du miroir. On peut comprendre qualitativement que la symétrie du champ créé par ces deux fils est la bonne. En effet, au centre du miroir, le champ créé par les fils que le miroir infini comporte en plus du miroir fini, peut être calculé en regroupant ces fils, en paires de fils situés à égale distance du centre du miroir. La figure 6.5 propose une vision schématique de l'équivalence qui vient d'être décrite.

Il apparaît donc possible de simuler expérimentalement un miroir infini à l'aide d'un miroir fini disposant de deux fils de garde.

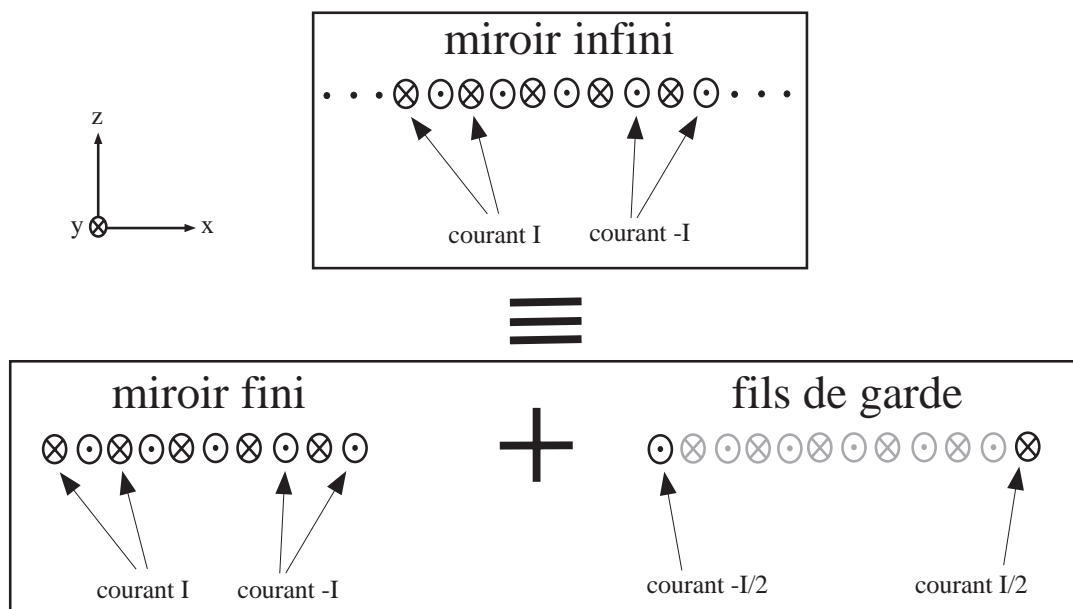


FIG. 6.5: *Equivalence entre le miroir infini et le miroir fini auquel on ajoute deux fils de garde.*

### Influence des fils de garde

A des altitudes faibles (inférieures à  $1/\kappa$ ), le champ magnétique est quasiment indépendant du caractère fini ou infini du miroir. En effet, en un point d'abscisse  $x_0$  donné, les fils placés à des distances supérieures à quelques périodes  $a$  ont des contributions négligeables par rapport aux fils proches de  $x_0$ . Dans ces conditions, l'équation 6.10 décrit aussi bien le champ produit par un miroir fini et corrigé par les fils de garde que celui produit par un miroir fini non corrigé.

Nous allons maintenant voir que ce n'est plus le cas pour des altitudes plus importantes (à partir de  $1/\kappa$ ). Nous considérons donc que le champ créé par le miroir infini est identique au champ créé par un miroir fini auquel on a ajouté les deux fils de garde. On note  $-\mathbf{B}_2$ , le champ créé par les deux fils de garde au centre du miroir (il est dans le plan  $xOz$ ). Le champ créé par un miroir fini comportant un nombre impair de fils est donc donné par :

$$B_x(x, z) = B_2 + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \cos(\kappa x) e^{-\kappa z} \quad (6.11)$$

$$B_z(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \sin(\kappa x) e^{-\kappa z} \quad (6.12)$$

et celui créé par un miroir en comportant un nombre pair est donné par :

$$B_x(x, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \cos(\kappa x) e^{-\kappa z} \quad (6.13)$$

$$B_z(x, z) = B_2 + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa \sin(\kappa x) e^{-\kappa z} \quad (6.14)$$

En effet, si le miroir comporte un nombre impair de fils, le champ  $\mathbf{B}_2$  est selon l'axe  $Ox$  tandis qu'il est selon l'axe  $Oy$  lorsque le miroir en comporte un nombre pair.

Dans le cas d'un miroir fini, le module du champ dépend donc de la variable  $x$  pour les altitudes supérieures à  $1/\kappa$ . Au premier ordre en  $B_2$ , une modulation du module du champ apparaît :

$$|\mathbf{B}(x, z)| = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa e^{-\kappa z} (1 + B_2 \cos(\kappa x)) \quad (6.15)$$

Il est intéressant de noter que la fréquence de cette modulation est deux fois moins grande que celle de la première harmonique présente près du miroir (cf équation 6.10 et 6.15).

En conclusion, contrairement au miroir fini corrigé par les fils de garde, nous voyons que lorsque le miroir est fini et non corrigé, à grandes distances ( $z > 1/\kappa$ ), le potentiel créé par le miroir n'est pas indépendant de  $x$ .

### Influence de la parité du nombre de fils (miroir fini et non corrigé)

Considérons un miroir fini sans fils de garde. Loin du miroir (à partir de  $1/\kappa$ ), le module du champ est donné par l'équation 6.15.

Le module du champ  $\mathbf{B}_2$  dépend fortement de la parité du nombre de fils que comporte le miroir. En effet, lorsque le miroir comporte un nombre pair de fils, il est beaucoup plus important que lorsqu'il en comporte un nombre impair. La modulation est donc plus importante dans le cas où le miroir comporte un nombre pair de fils [91]. Cela est illustré sur la figure 6.6.

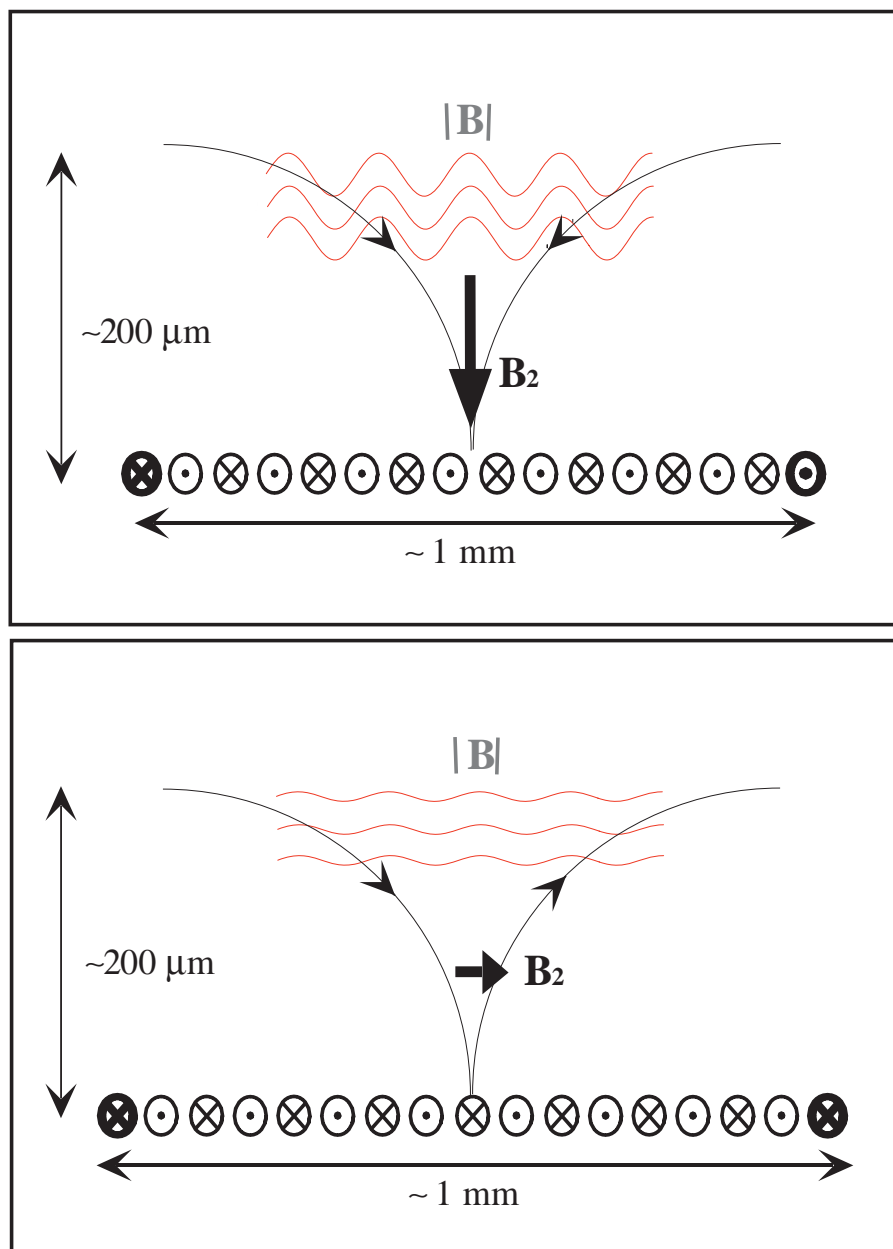


FIG. 6.6: Module du champ produit par un miroir constitué d'un nombre pair (en haut de la figure) ou impair (en bas de la figure) pour des cotes grandes devant  $1/\kappa$ . Le miroir constitué d'un nombre impair de fils produit un champ dont le module est moins modulé suivant  $x$ .

En conclusion, nous pouvons donc retenir que lorsque le miroir comporte un nombre fini de fils, au centre et loin du miroir ( $z > 1/\kappa$ ), le module du champ  $\mathbf{B}$  est modulé suivant  $x$ . De plus, cette modulation est plus importante lorsque le miroir comporte un nombre pair de fils que lorsqu'il en comporte un nombre impair. Enfin, le miroir infini peut être simulé par un miroir fini auquel on a ajouté deux fils de garde.

#### 6.1.4.2 Calculs simplifiés du potentiel réel

Nous présentons dans ce paragraphe, les résultats précédents à l'aide de simulations numériques élémentaires. Elles consistent à calculer numériquement le module du champ créé par un nombre fini de fils à l'aide de sommes finies du type de celle des équations 6.3. Nous envisageons le cas du miroir comportant un 101 ou 102 fils parcourus par un courant identique, ou bien le cas du miroir comportant les fils de garde, constitué de 103 fils dont les deux fils externes sont parcourus par un courant moitié de celui du reste du miroir (voir figure 6.5). Tous les fils sont considérés fins et infiniment longs.

La figure 6.7 donne le module du champ  $\mathbf{B}$  au centre du miroir et à une altitude de  $z = a$  et la figure 6.8 à  $z = 0.2a$  dans les trois configurations précitées.

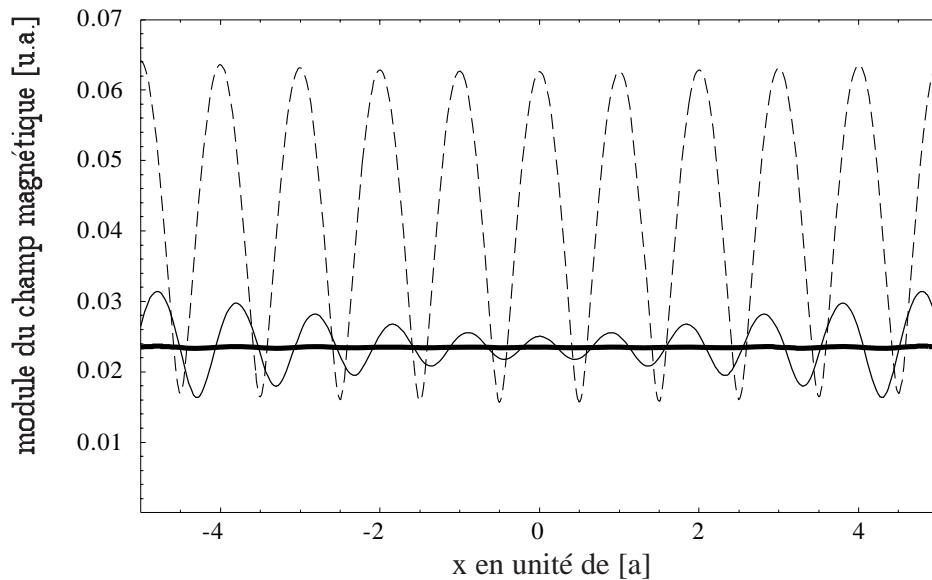


FIG. 6.7: Module du champ  $\mathbf{B}$ , au centre du miroir, à une cote de  $z = a$ . En traits pointillés : miroir avec 102 fils, en trait continu fin : miroir avec 101 fils et en trait continu gras : miroir avec 101 fils + 2 fils de garde (voir texte).

Nous retrouvons alors les caractéristiques décrites dans le paragraphe précédent. En effet, "loin du miroir" ( $z \geq a$ ), les deux caractéristiques sont présentes : premièrement, le miroir non compensé à 102 fils conduit à une modulation plus importante que le miroir non compensé à 101 fils et deuxièmement, le miroir compensé conduit à un champ dont le module n'est pratiquement plus modulé (voir figure 6.7).

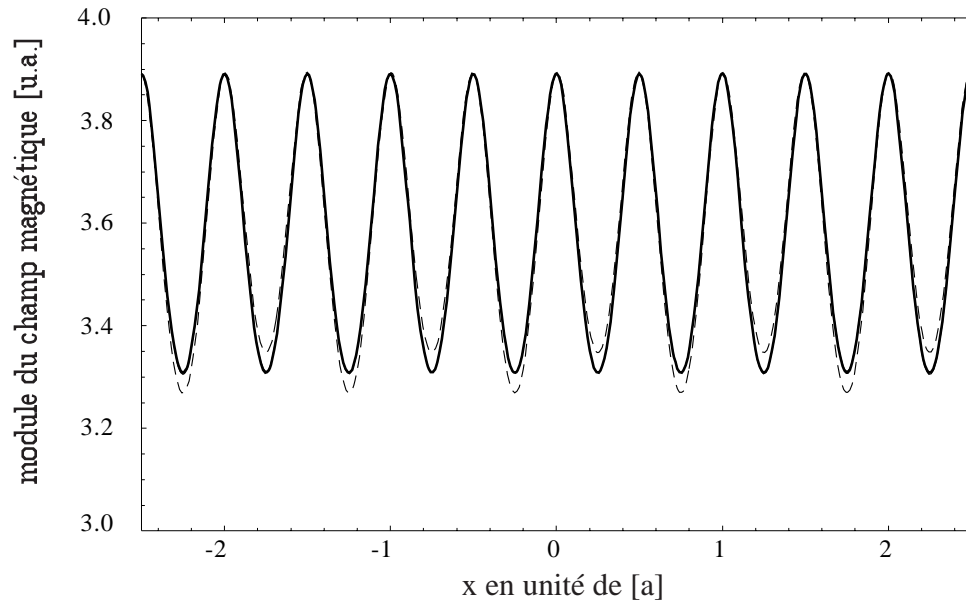


FIG. 6.8: Module du champ  $\mathbf{B}$ , au centre du miroir, à une cote de  $z = 0.2 a$ . En traits pointillés : miroir avec 102 fils, en trait continu fin : miroir avec 101 fils et en trait continu gras : miroir avec 101 fils + 2 fils de garde.

En revanche, "près du miroir" ( $z < a$ ), il n'y a pas de différence notable entre les trois cas (voir figure 6.8). Rappelons en effet que près du miroir, les effets de bord ne sont pas ressentis puisque le champ dû aux fils situés sur les bords du miroir est très faible devant le champ total. La contribution des harmoniques est alors très importante (voir équation 6.10).

Nous confirmons également grâce à ces calculs, que la fréquence de la modulation du module du champ  $\mathbf{B}$  est deux fois plus importante lorsqu'elle est due à la première harmonique (*i.e.* près du miroir) que lorsqu'elle est due aux effets de taille finie (*i.e.* loin du miroir, cf. équation 6.15). Qualitativement, on peut d'ailleurs trouver la valeur de ces deux fréquences : près du miroir, le module du champ suit le contour physique des fils (ils sont placés tous les  $a/2$ ) ce qui conduit à une fréquence de  $2/a$ , tandis que loin du miroir, elle est égale à la fréquence spatiale de la distribution de courant dans le miroir  $1/a$ .

Remarquons finalement sur la figure 6.7 que la fréquence de la modulation du module du champ total, varie avec  $x$ , et que cette variation dépend de la parité du nombre de fils du miroir. Cela provient de la variation avec  $x$ , de l'orientation du champ  $\mathbf{B}_2$  (défini page 185) qui diffère selon cette parité.



### 6.1.5 Relation entre le potentiel magnétique et le champ magnétique

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents le principe du miroir magnétique en décrivant de manière générale l'interaction entre le champ magnétique créé par un motif périodique de courants électriques et le moment dipolaire de l'atome, par le potentiel  $U$  donné par l'équation 6.1. Nous désirons maintenant préciser la relation entre le potentiel d'interaction et le champ magnétique dans le cas qui nous intéresse : celui de l'atome de  $^{85}\text{Rb}$ . Nous allons donner un développement du potentiel d'interaction  $U$  en puissances de  $|\mathbf{B}|$  jusqu'au terme d'ordre 2, ce qui fera apparaître l'effet Zeeman quadratique, pour chaque sous-niveau magnétique hyperfin de l'atome.

Le hamiltonien total est donné par la somme du hamiltonien de structure hyperfine  $W_{hf}$  et du hamiltonien Zeeman  $W_{Ze}$  :

$$W_{tot} = W_{hf} + W_{Ze} \quad (6.16)$$

Le hamiltonien de structure hyperfine est issu du couplage entre les moments cinétiques de spin électronique  $\mathbf{S}$  et de spin du noyau  $\mathbf{I}$  :

$$W_{hf} = \frac{\Omega_{hf}}{3\hbar} \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} \quad (6.17)$$

en notant  $\Omega_{hf} = 2\pi \times 3.036$  GHz, la pulsation de la transition hyperfine  $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F=3\rangle$ . On trouve alors que  $W_{hf}$  ne dépend que du niveau  $|5S_{1/2}, F\rangle$ , et il s'écrit :

$$\text{pour } F=3: \quad W_{hf} = \frac{5}{12} \hbar \Omega_{hf} \quad (6.18)$$

$$\text{pour } F=2: \quad W_{hf} = -\frac{7}{12} \hbar \Omega_{hf} \quad (6.19)$$

Sous l'effet d'un champ magnétique  $\mathbf{B}_0$  (de module  $B_0$ ), le hamiltonien Zeeman est donné par [92] :

$$W_{Ze} = -\mathbf{B}_0 (\mu_B \mathbf{L} + 2\mu_B \mathbf{S} + \mu_N \mathbf{I}) \quad (6.20)$$

$$\simeq -B_0 \mu_B (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (6.21)$$

avec  $\mu_B$  le magnéton de Bohr électronique ( $\mu_B = \frac{q}{2m_e}$ ) et  $\mu_N$  le magnéton de Bohr nucléaire ( $\mu_N = \frac{q_{proton}}{2m_{proton}} \simeq \mu_B/2000$ ). Pour écrire la deuxième ligne des équations précédentes, nous avons utilisé le fait que  $\mu_N$  est négligeable devant  $\mu_B$ . De plus, nous nous intéressons au hamiltonien  $W_{Ze}$  des niveaux fondamentaux  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$ , ainsi le moment cinétique orbital  $\mathbf{L}$  est nul. Nous supposons enfin que le champ  $\mathbf{B}_0$  est aligné selon l'axe de quantification et nous posons  $\omega_0 = -\frac{q}{2m_e} B_0$ . L'expression de  $W_{Ze}$  se simplifie alors :

$$W_{Ze} = 2\omega_0 S_z \quad (6.22)$$

La matrice représentant  $W_{Ze}/\hbar\omega_0$  dans la base  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$  est représentée dans le tableau 6.1.

3,3	3,-3	3,2	2,2	3,1	2,1	3,0	2,0	3,-1	2,-1	3,-2	2,-2
1	-1	$\frac{2}{3}$ $-\frac{\sqrt{5}}{3}$	$-\frac{\sqrt{5}}{3}$ $-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$ $-\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{2\sqrt{2}}{3}$ $-\frac{1}{3}$	0 -1	-1 0	$-\frac{1}{3}$ $-\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{2\sqrt{2}}{3}$ $\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$ $-\frac{\sqrt{5}}{3}$	$-\frac{\sqrt{5}}{3}$ $\frac{2}{3}$

TAB. 6.1: Matrice représentant  $W_{Ze}/\hbar\omega_0$  dans la base  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$ . La première ligne donne l'ordre dans lequel les vecteurs de base  $|F, M_F\rangle$  ont été utilisés. Tous les coefficients non-indiqués sont nuls.

A l'ordre le plus bas en  $\omega_0/\Omega_{hf}$ , les couplages entre les niveaux de même  $M_F$  ( $|F = 2, M_F\rangle$  et  $|F = 3, M_F\rangle$ ) n'interviennent pas. Les déplacements Zeeman sont alors linéaires avec le module du champ  $\mathbf{B}_0$ , et ils sont donnés par :

$$U_z(F, M_F) = g_F M_F \mu_B B_0 \quad (6.23)$$

où  $g_F$  est le facteur de Landé du niveau  $|F\rangle$  ( $g_{F=2} = -\frac{1}{3}$  et  $g_{F=3} = \frac{1}{3}$ ).

En revanche, lorsque les termes non diagonaux sont pris en compte, le hamiltonien total doit être diagonalisé. Le déplacement Zeeman comporte alors, en plus du terme linéaire précédent, un terme quadratique en  $B_0$ .

Pour un atome dans le niveau  $|F = 3, M_F\rangle$ , le potentiel d'interaction entre le champ magnétique et l'atome est donné par :

$$U_z(F = 3, M_F) = g_F M_F \mu_B B_0 + (9 - M_F^2) \frac{(g_F \mu_B B_0)^2}{\hbar \Omega_{hf}} \quad (6.24)$$

Remarquons qu'après diagonalisation de  $W_{Ze}$ ,  $M_F$  reste un bon nombre quantique.

Le champ magnétique produit par le miroir étant proportionnel au courant circulant dans les fils du miroir, à courant fixé, le potentiel subi par les atomes est d'autant plus important que  $M_F$  est élevé. Il convient de noter qu'au premier ordre, seuls les niveaux de  $M_F$  positifs peuvent être réfléchis. En revanche, à forts courants, les niveaux  $M_F = 0, -1$  et  $-2$  peuvent également l'être. Notons enfin, que le déplacement Zeeman associé à  $M_F = 0$  ne comporte pas de terme linéaire.

## 6.2 Dispositif expérimental

Nous donnons dans cette partie les précisions expérimentales concernant les expériences effectuées avec le miroir magnétique.

### 6.2.1 Alimentation du miroir

L'ordre de grandeur des courants par lesquels le miroir doit être alimenté, est de quelques Ampères (pour une estimation simplifiée de la valeur de ces courants, voir équation 6.30). Sur le profil de la figure 6.2, nous voyons que la section des fils est de l'ordre de  $70\mu\text{m} \times 7\mu\text{m} \simeq 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ . Les densités de courant dans les fils vont donc atteindre de l'ordre de  $0.5 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ . Avec de telles densités de courant, il est indispensable d'évacuer la chaleur produite dans les fils par effet Joule. Le miroir a donc été placé sur un socle de cuivre, connecté par une tresse de cuivre à un réservoir dans lequel de l'azote liquide coule continûment. Un thermocouple en contact avec le socle de cuivre nous fournit la température du socle. Par ailleurs, on peut estimer la température des fils-mêmes, à l'aide de la variation de la résistance du miroir : à température ambiante, elle est de l'ordre de  $50 \Omega$ , et après refroidissement par azote liquide, elle chute à  $13.6 \Omega$  (lorsque le courant circulant dans le miroir est très faible ou nul). La température à laquelle se trouve le miroir a alors été estimée à  $\sim 100 \text{ K}$ . Pour des courants de l'ordre de quelques Ampères, dans les premières millisecondes qui suivent l'instant où le courant peut circuler dans le miroir, nous observons une hausse de la résistance du miroir consécutive à son réchauffement. Pour ne pas risquer de l'endommager, nous l'avons donc alimenté par des impulsions de 5 ms. Pour les courants utilisés ( $< 3.4 \text{ A}$ ), les hausses de la résistance du miroir n'ont alors jamais excédé un facteur deux. Enfin, le taux de répétition de ces impulsions étant très faible (elles sont séparées de plus de 1 seconde), le miroir a le temps de se rethermaliser entre chaque impulsion.

Les impulsions de courant sont réalisées à l'aide d'une alimentation de courant (marque Kepco, type BOP, modèle 100-4M) permettant de réaliser des courants maximums de 4 A sous une tension de 100 V. Pendant l'impulsion, la variation de la résistance est contrôlée en observant la tension aux bornes du miroir.

### 6.2.2 Atome de $^{85}\text{Rb}$

A l'inverse des expériences de diffraction inélastique décrites dans les chapitres précédents, nous avons utilisé l'isotope 85 du rubidium pour l'étude du miroir magnétique.

Voici quelques modifications qu'il a fallu apporter au montage par rapport à ce qui a été décrit dans le chapitre 3 :

- le ralentissement, le piégeage et le refroidissement des atomes sont réalisés sur la transition à 780 nm  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$  du  $^{85}\text{Rb}$ . Les repompeurs du piège et du ralentisseur sont accordés sur la transition à 795 nm  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F = 2\rangle$ .

- le faisceau de pompage optique est en résonance par rapport à la transition  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$ . Les atomes peuvent donc être préparés dans l'un des niveaux  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F = \pm 3\rangle$ .
- le faisceau de la sonde est accordé sur la transition  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$ .
- enfin, on travaille avec les mêmes désaccords qu'au chapitre 3, par rapport aux nouvelles transitions.

En revanche, la séquence temporelle de l'expérience est globalement inchangée. Bien sûr, le laser Ti:Sa n'est plus utilisé et les commandes du miroir magnétique sont ajoutées.

### 6.2.3 Champ magnétique directeur

Pendant la phase de pompage optique, de la même manière que pour les expériences de diffraction, nous avons appliqué un champ magnétique directeur dans la direction de propagation du faisceau de pompage optique. L'amplitude du champ que nous avons appliqué est de l'ordre de  $\mathcal{B} = 700$  mG. A l'issue du pompage optique, le champ magnétique directeur est maintenu afin de garder la levée de dégénérescence des sous-niveaux. Sa direction est tournée de  $45^\circ$  adiabatiquement avant le rebond pour finalement coïncider avec l'axe des fils,  $Oy$  (voir paragraphe 3.2.3). Le champ magnétique directeur est alors maintenu pendant tout le rebond.

Le fait d'appliquer le champ entre la phase de pompage optique et le rebond, puis pendant le rebond nous permet d'assurer un maintien adiabatique de l'état magnétique de l'atome à l'entrée et dans le miroir. En effet, si on note  $\dot{\theta}$  la vitesse de variation du champ dans le miroir, nous pouvons évaluer la condition de maintien adiabatique : il est réalisé lorsque  $2\pi\dot{\theta}$  est très inférieur à la différence des fréquences de Larmor  $\omega_L$  de deux sous-niveaux magnétiques adjacents (voir équation 3.12). Cette condition s'écrit :

$$|\omega_L(M_F) - \omega_L(M_F - 1)| \gg 2\pi\dot{\theta} \quad (6.25)$$

On peut évaluer  $\dot{\theta}$  par  $v_m/a$ , avec  $v_m \simeq 0.6$  m/s la vitesse des atomes à l'entrée du miroir. En utilisant l'expression de  $\omega_L(M_F)$  donnée par l'équation 3.12, on trouve alors :

$$\frac{|\omega_L(M_F) - \omega_L(M_F - 1)|}{2\pi} = \frac{1}{3}(1.4 \text{ MHz} \times \mathcal{B}) \quad (6.26)$$

$$\begin{aligned} &\simeq 300 \text{ kHz} \\ \dot{\theta} &\simeq \frac{v_m}{a} \simeq 3 \text{ kHz} \end{aligned} \quad (6.27)$$

Cette évaluation indique donc qu'avec un champ magnétique directeur de 700 mG, nous sommes dans les conditions de l'équation 6.25.

Nous présentons au paragraphe 6.4.3 l'étude de l'influence de la direction du champ magnétique directeur sur la qualité du miroir.

### 6.2.4 Utilisation d'une fente

L'analyse que nous allons présenter dans la partie 6.4 consiste à mesurer la distribution transverse (*i.e.* dans le plan  $xOy$ ) du nuage d'atomes ayant rebondi sur le miroir. La résolution de cette mesure est fonction des distributions transverse en énergie et en position des atomes sur le miroir. Celles-ci sont donc données par la température initiale des atomes, la taille initiale du nuage, la hauteur de chute des atomes ainsi que la taille du miroir. Afin d'améliorer notre résolution, nous avons placé au dessus du miroir une fente. Celle-ci réduit la zone du miroir sur laquelle les atomes peuvent rebondir selon  $Ox$  (voir figure 6.10).

La largeur de la fente a été choisie de l'ordre de 1 mm ( $1.06 \pm 0.02$  mm après mesure). Cette largeur permet de réaliser le meilleur compromis entre la résolution et le nombre d'atomes sélectionnés. En effet, la taille initiale du piège étant de l'ordre de 1 mm (largeur à mi-hauteur), l'utilisation d'une fente plus étroite se solderait par une perte d'atomes très importante pour un gain en résolution qui ne saurait excéder typiquement  $\sqrt{2}$ . La mesure de la résolution de l'expérience sera effectuée au paragraphe 6.4.2.

Sachant que les atomes sont détectés par l'imagerie de leur fluorescence lors de leur passage dans la sonde, la fente a dû être réalisée dans une matière opaque. En effet, lorsque la fente n'est pas opaque, des signaux parasites provoqués par l'image de la fluorescence par les bords de la fente gênent l'analyse de la distribution des atomes. Nous avons donc réalisé la fente dans des joints Viton.

### 6.2.5 La détection des atomes

Le système de détection a été décrit dans le chapitre 3 au paragraphe 3.4.1. Nous nous contentons donc dans ce paragraphe d'en rappeler brièvement les caractéristiques essentielles.

La sonde est constituée d'un faisceau rétro-réfléchi, quasi-résonnant avec la transition  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle$  de la raie  $D_2$  du  $^{85}\text{Rb}$  et se propageant selon l'axe  $Ox$ . Sa taille selon la direction verticale est de l'ordre de 1 mm, et selon l'axe  $Oy$  de 1 cm.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.4.3, la géométrie particulière de notre sonde nous permet de mesurer la distribution spatiale transverse (*i.e.* dans le plan  $xOy$ ) des atomes grâce à l'imagerie de leur fluorescence lors de leur passage dans la sonde. Nous pouvons également accéder à la distribution longitudinale (*i.e.* selon  $Oz$ ) des atomes, grâce à la mesure de l'absorption du faisceau en fonction du temps lors du passage des atomes.

Dans la partie 6.3 nous présentons des résultats expérimentaux basés sur des mesures en absorption, tandis que dans la partie 6.4, les résultats présentés sont basés sur des mesures en imagerie de fluorescence.

## 6.3 Étude du seuil de réflexion des atomes

### 6.3.1 Résultats expérimentaux

#### 6.3.1.1 Rebonds

Les résultats présentés dans cette partie sont basés sur des mesures en absorption du faisceau sonde en fonction du temps. Le montage expérimental est schématisé sur la figure 6.10. Les atomes sont capturés et refroidis (voir chapitre 3), ils sont ensuite lâchés au-dessus du miroir magnétique. Le miroir est alors branché pendant 5 ms. Finalement, les atomes réfléchis sont détectés lors de leur passage dans le faisceau sonde à la remontée ou à la descente suivant l'instant auquel le faisceau est branché.

Nous avons donné sur la figure 6.9 les signaux d'absorption de trois situations différentes : la sonde est branchée pendant la chute des atomes, pendant leur remontée ou bien pendant leur rechute. L'origine des temps correspond à l'instant où les atomes sont lâchés du piège.

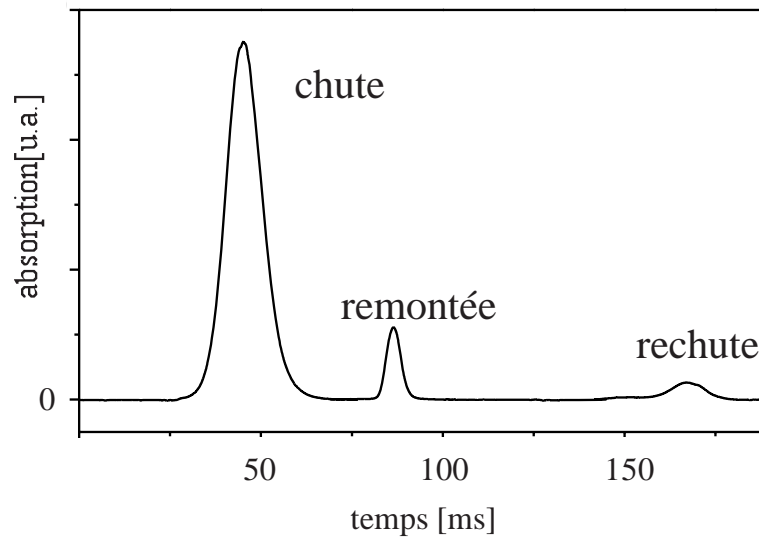


FIG. 6.9: Signaux de chute, de remontée et de rechute des atomes. Les trois courbes correspondent à des acquisitions différentes. Le nombre d'atomes incidents peut donc être très légèrement différent entre les trois courbes.

Nous déduisons à partir des trois signaux les distances séparant le miroir, la sonde et le piège. Nous trouvons ainsi que dans toutes les expériences que nous allons décrire par la suite, le miroir est situé 19.6 mm sous le piège. En ce qui concerne la distance séparant la sonde et le piège, elle a été maintenue constante et égale à 9.7 mm pour tous les résultats présentés dans cette partie. En revanche, pour les résultats présentés dans la partie suivante, nous avons fait varier sa position.

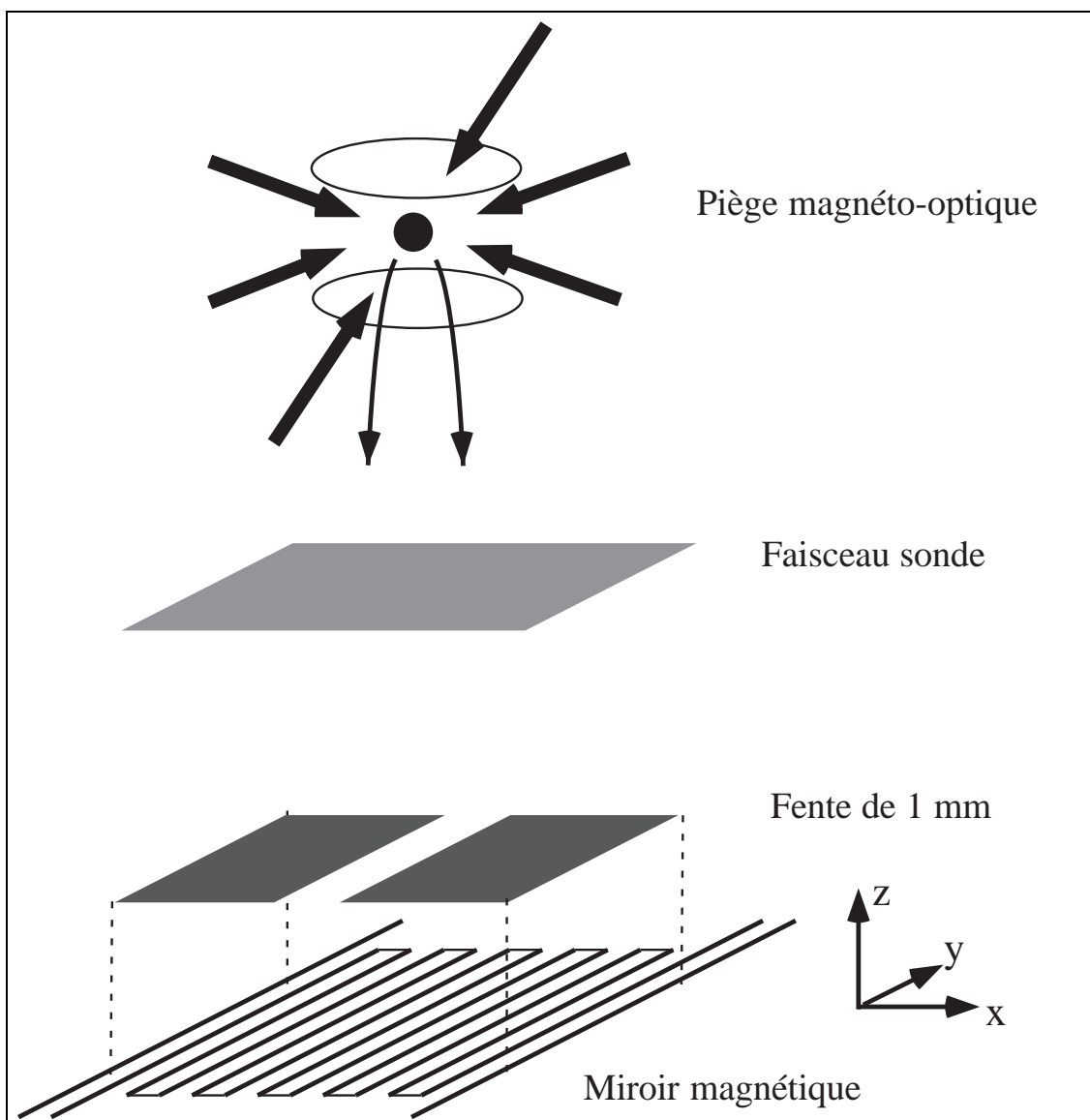


FIG. 6.10: *Dispositif expérimental schématisé. Les atomes froids sont lâchés au-dessus du miroir magnétique. Ils sont détectés dans le faisceau sonde avant ou après leur rebond.*

Sachant que les trois courbes présentées sur la figure 6.9 correspondent à des acquisitions différentes, le nombre d'atomes incidents sur le miroir lors de l'acquisition de chacune des courbes peut être très légèrement différent. Nous voyons donc que tous les atomes issus du piège ne sont pas réfléchis par le miroir. Sans avoir effectué d'étude quantitative poussée, nous trouvons que la proportion d'atomes effectivement réfléchis est de 8.1%, ce qui est tout à fait compatible avec la sélection spatiale opérée par la sonde.

### 6.3.1.2 Mesure des seuils de réflexion

Nous présentons dans ce paragraphe, l'étude du nombre d'atomes réfléchis par le miroir magnétique en fonction du courant dans le miroir. Le but d'une telle étude est d'observer et de mesurer expérimentalement les seuils de réflexion correspondant aux différents sous-niveaux magnétiques du niveau fondamental  $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$  du  $^{85}\text{Rb}$ , susceptibles d'être réfléchis. Lors des expériences décrites dans ce paragraphe, les 103 fils du miroir sont utilisés : les 101 fils centraux sont parcourus par un courant  $I$  tandis que les deux fils de garde sont parcourus par un courant  $I/2$ . Nous avons ainsi voulu "simuler" un miroir comportant un nombre infini de fils (voir partie 6.1).

Pour observer les seuils de réflexion, nous avons donc mesuré la hauteur du signal de remontée des atomes en fonction du courant  $I$ . Pour minimiser les variations du nombre d'atomes incidents sur le miroir, nous avons normalisé chaque courbe à la fluorescence du piège à la fin de son chargement<sup>7</sup>. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 6.11. Notons que pour obtenir ce type de courbe, il a fallu réaliser l'acquisition en peu de temps (typiquement une demi-heure), pendant laquelle le nombre d'atomes incidents sur le miroir était suffisamment stable. En effet, hors de ces périodes de stabilité, la normalisation effectuée n'est pas suffisante.

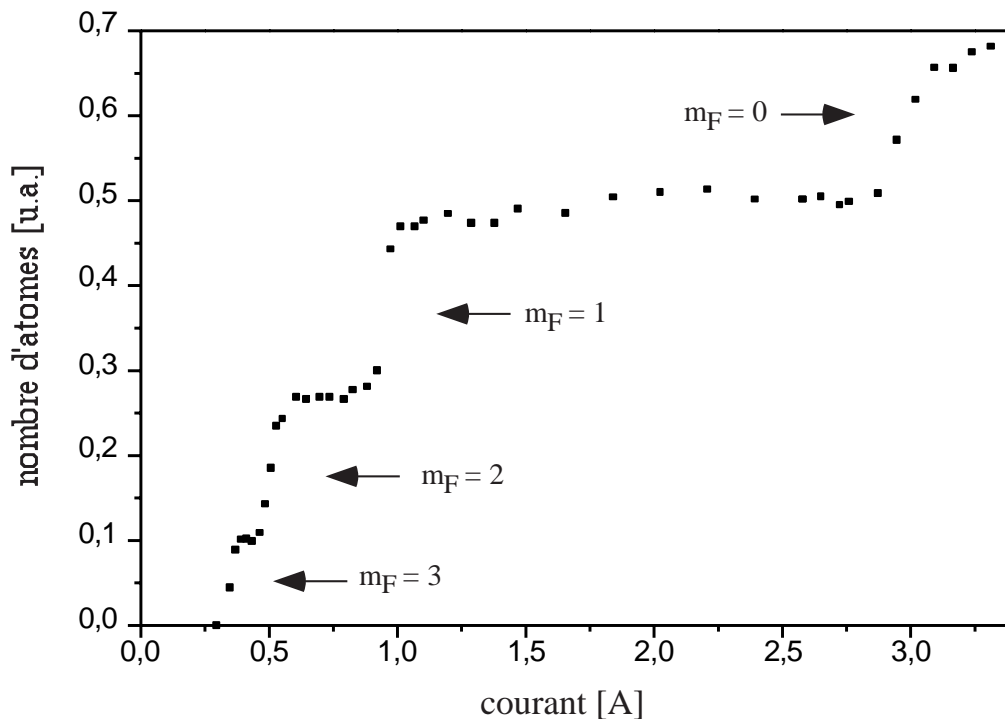


FIG. 6.11: Nombre d'atomes réfléchis en fonction du courant dans le miroir. Les marches correspondent aux seuils des sous-niveaux indiqués.

7. En réalité, cela ne garantit pas que le nombre d'atomes incidents sur le miroir, et qui passent par la fente, est *strictement* corrigé. En effet, pendant la phase de mélasse de petites variations, par exemple de température, peuvent intervenir.



Les résultats que nous présentons ont été obtenus sans pompage optique. Nous obtenons alors quatre plateaux correspondant aux quatre sous-niveaux susceptibles de rebondir. Reprenons la formule donnant le potentiel d'un atome dans le sous-niveau  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F\rangle$  en fonction du champ magnétique (équation 6.24). Sachant que le champ magnétique créé par le miroir est proportionnel au courant circulant dans les fils, nous voyons qu'il existe quatre courants correspondant aux seuils de réflexion des quatre niveaux pour lesquels l'énergie Zeeman croît avec le champ magnétique ( $M_F = 0, +1, +2, +3$ ). Le niveau qui nécessite le plus petit courant est le niveau  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F = +3\rangle$ , tandis que le niveau nécessitant le courant le plus élevé est le niveau  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F = 0\rangle$ .

La position absolue de chaque marche peut être évaluée approximativement à l'aide d'hypothèses assez fortes : supposons que le potentiel du miroir est donné par une infinité de fils infiniment longs, et que la forme du potentiel calculé à grandes distances est valable à courtes distances. Le module du champ magnétique est alors donné par l'équation 6.9. Sachant que la période du motif du miroir est égale à  $a = 200 \mu\text{m}$ , on trouve :

$$|\mathbf{B}(x, z)| = 40\pi I \times e^{-2\pi z/a} \quad \text{exprimé en Gauss} \quad (6.28)$$

L'énergie cinétique des atomes est donnée par leur hauteur de chute (19.6 mm). On trouve :

$$E_{in} = h \times 40.96 \text{ MHz} \quad (6.29)$$

Si on considère que le courant de seuil du rebond est trouvé lorsque le déplacement Zeeman de l'atome à l'altitude  $z = 0$  égale l'énergie cinétique incidente des atomes, le champ magnétique nécessaire à réfléchir les atomes dans le niveau  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F = +3\rangle$  par exemple, est égal à 29.3 G. Le courant correspondant est  $I = 0.23 \text{ A}$ . Les valeurs des courants de seuil correspondant aux différents niveaux réfléchis sont donc :

$$\begin{aligned} \text{pour } M_F = +3: & \quad I = 0.23 \text{ A} \\ \text{pour } M_F = +2: & \quad I = 0.34 \text{ A} \\ \text{pour } M_F = +1: & \quad I = 0.64 \text{ A} \\ \text{et pour } M_F = 0: & \quad I = 2.00 \text{ A} \end{aligned} \quad (6.30)$$

Les valeurs calculées par ce modèle simple donnent un ordre de grandeur raisonnable des seuils obtenus expérimentalement.

Cette analyse est néanmoins bien trop sommaire : premièrement, il n'est véritablement pas justifié d'extrapoler le champ créé pour de grandes distances aux distances plus faibles. En effet, la formule donnée dans l'équation 6.9 n'est pas valable à faibles distances. Deuxièmement, nous savons que les fils du miroir ne sont pas infiniment fins. Troisièmement, il n'est pas évident que le seuil expérimental corresponde au courant pour lequel le potentiel d'interaction magnétique à l'altitude  $z = 0$ , soit égal à l'énergie cinétique incidente des atomes. Enfin, nous n'avons pas rendu compte de la pente des seuils observés. Nous allons donc affiner notre analyse théorique dans le paragraphe suivant, afin d'essayer de rendre compte de ces différents points.

### 6.3.1.3 Influence de la largeur de la sonde sur la forme des seuils

Les dimensions totales du miroir sont de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Les dimensions du nuage atomique au niveau du miroir ne sont donc pas négligeables devant la taille du miroir puisqu'elles sont de l'ordre de  $2\sigma \simeq 0.5 \text{ cm}$ . Ainsi, des atomes peuvent rebondir "sur les bords du miroir" selon l'axe  $Oy$ . Nous avons vu dans les paragraphes précédents que le fait que le miroir ait une taille finie modifie la structure du champ magnétique par rapport à un miroir de taille infinie. Il est alors aisé de comprendre que l'amplitude du champ magnétique n'est pas homogène sur tout le miroir. Ainsi, les atomes rebondissant à différents points du miroir ont de grandes chances de rencontrer des courants de seuils différents.

Pour enregistrer la courbe représentée sur la figure 6.11, nous avons donc réduit la largeur du faisceau sonde à  $1 \text{ mm}$  (selon l'axe  $Ox$ ). L'intérêt d'une telle démarche est de ne sonder que les atomes qui rebondissent approximativement sur les  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  du centre du miroir<sup>8</sup>. Rappelons que la fente sélectionne les atomes sur une largeur de  $1 \text{ mm}$  selon l'axe  $Ox$ . (voir figure 6.12). Cette sélection nous permet alors d'obtenir des seuils bien résolus (voir figure 6.11).

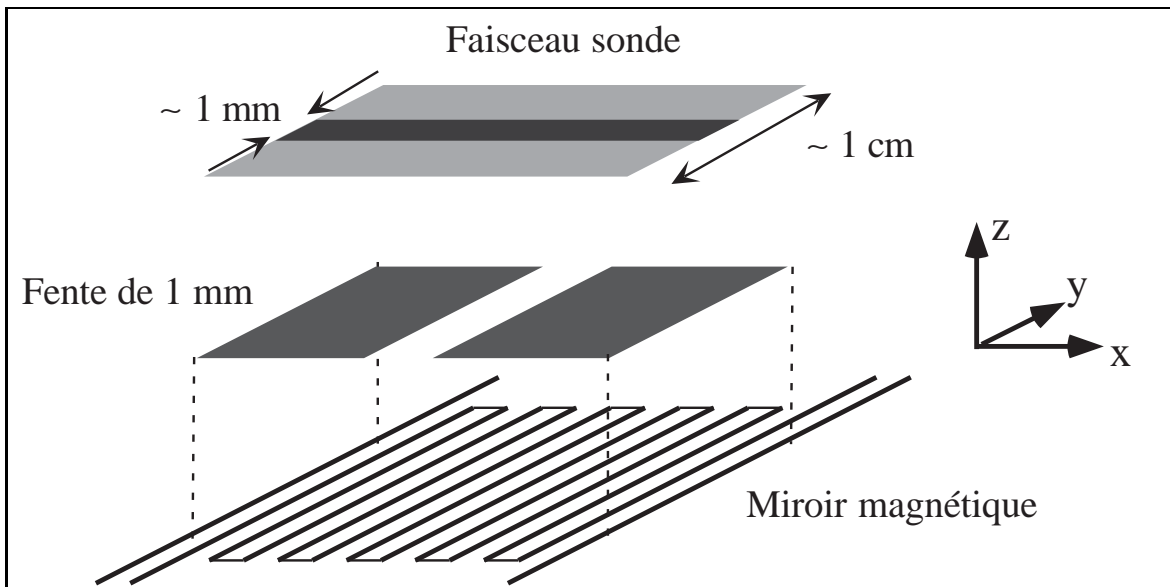


FIG. 6.12: Montage expérimental: en noir, la sonde a une largeur de  $1 \text{ mm}$  suivant  $Oy$ , et seuls (voir note 8) les atomes rebondissant au centre du miroir sont détectés. En gris, la sonde a une largeur de  $1 \text{ cm}$  et les atomes rebondissant sur toute la longueur de la fente sont détectés.

8. Nous faisons ici l'hypothèse que les angles de réflexion des atomes sont suffisamment faibles pour que les atomes rebondissant hors des  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  du centre du miroir aient une contribution négligeable au signal. Les atomes étant détectés à la remontée (soit seulement  $20 \text{ ms}$  après le rebond), cette hypothèse est raisonnable.

Nous avons effectué la même expérience avec un faisceau sonde ayant une largeur de 1 cm selon  $Oy$ . Le résultat obtenu est comparé au résultat précédent sur la figure 6.13. Nous montrons sur cette figure le détail d'un seul courant seuil (celui correspondant au niveau  $M_F = +1$ ). Le seuil mesuré en présence d'une sonde large est effectivement moins net, à cause de l'inhomogénéité du miroir.

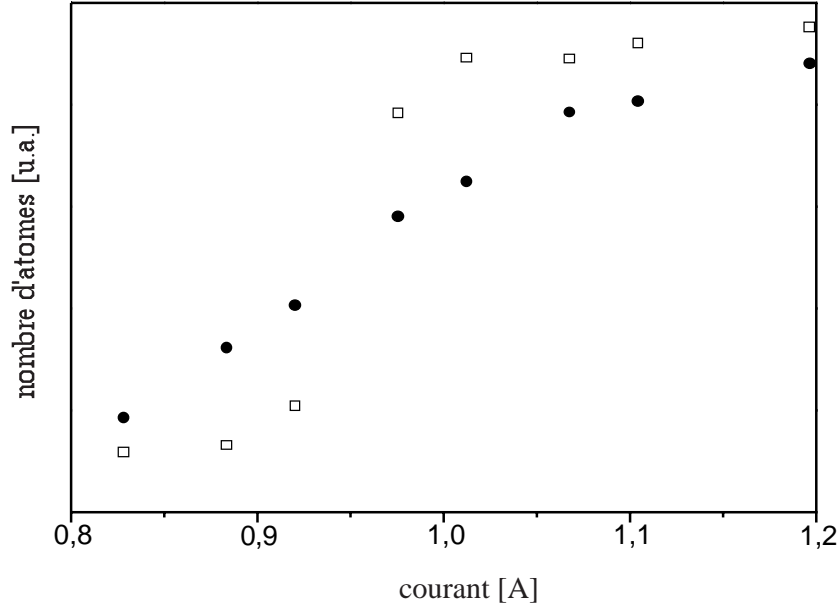


FIG. 6.13: Nombre d'atomes réfléchis en fonction du courant dans le miroir. En ronds pleins, la sonde a une largeur de 1 cm suivant  $Oy$  : les atomes rebondissant sur toute la longueur de la fente sont détectés. En carrés vides, la sonde a une largeur de 1 mm : seuls les atomes rebondissant au centre du miroir sont détectés.

Forts de cette observation expérimentale, dans toute la suite du manuscrit, nous analyserons seulement les atomes ayant rebondi au centre du miroir. Cela nous permettra de nous affranchir autant que possible des inhomogénéités spatiales du potentiel créé par le miroir.

## 6.3.2 Analyse des résultats

Après les observations expérimentales des paragraphes précédents, nous présentons dans la fin de cette partie une analyse quantitative des résultats présentés sur la figure 6.11.

### 6.3.2.1 Analyse théorique simplifiée

Pour effectuer une première analyse des résultats présentés sur la figure 6.11, nous allons supposer que le potentiel créé par le miroir est indépendant des variables  $x$  et  $y$ . Plus précisément, nous allons supposer que le seuil est homogène sur les  $1 \text{ mm}^2$  du centre

du miroir. Ainsi, nous supposons que pour des atomes dont les distributions en vitesse et en position sont infiniment fines, les seuils de réflexion sont donnés par des marches infiniment raides.

Nous avons donc calculé la courbe de meilleur ajustement des marches obtenues, avec pour seuls paramètres ajustables la répartition des atomes suivant les différents sous-niveaux magnétiques, et une constante de proportionnalité  $\eta$  entre le courant et le module du champ magnétique. En revanche, les paramètres du nuage atomique incidents (vitesse moyenne égale à  $7v_{rec}$  et taille égale à  $\sigma = 0.35$  mm) sont fixés. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 6.14. Nous trouvons une valeur de  $\eta$  égale à  $118 \times h$  MHz/A.

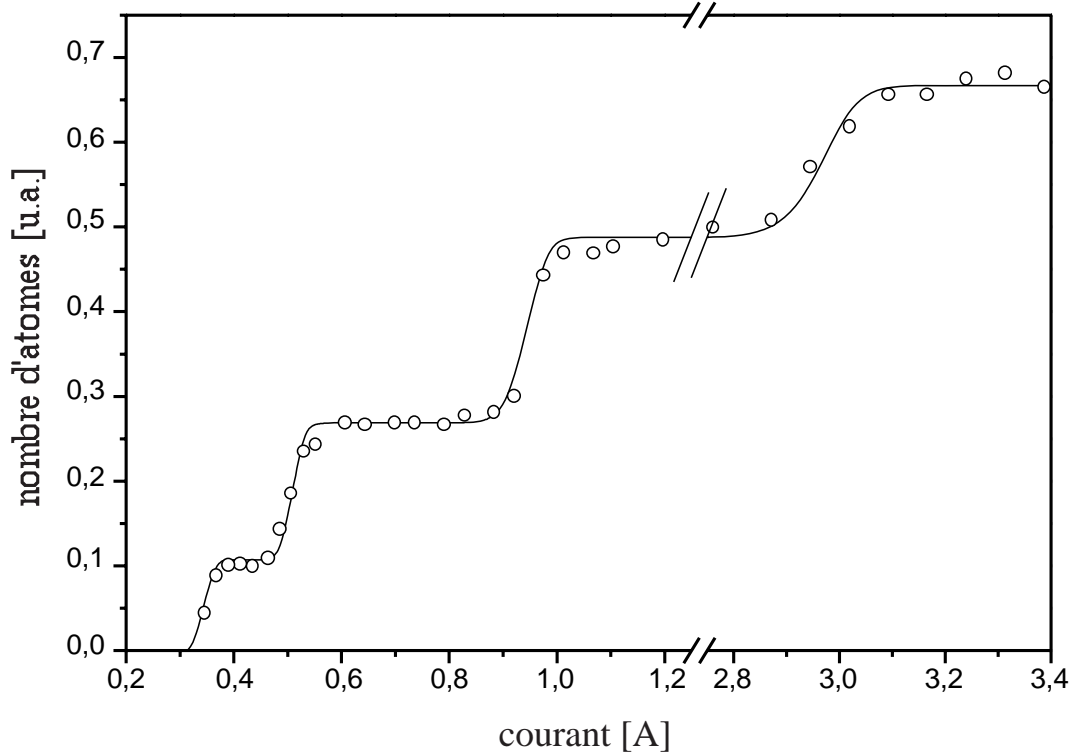


FIG. 6.14: Nombre d'atomes réfléchis en fonction du courant dans le miroir. En trait plein : courbe de meilleur ajustement (modèle à une seule constante ajustable).

Sous les hypothèses énoncées précédemment, nous trouvons une courbe de meilleur ajustement reproduisant extrêmement bien les données expérimentales. Il convient de noter que le paramètre  $\eta$  est le seul paramètre libre de ce calcul influant sur la position des quatre marches. Nous voyons donc que nous obtenons une excellente cohérence entre la position relative des quatre seuils de réflexion expérimentaux. Enfin, il convient de noter que la pente de chaque seuil est différente, ce qui est également bien reproduit par le calcul.

La valeur du paramètre  $\eta$  est très fortement liée à la structure du champ magnétique créé par le miroir magnétique. En effet, d'une part il connecte le module du champ magnétique

au courant, et d'autre part, il dépend des conditions dans lesquelles les atomes sont perdus, soit parce qu'ils ne rebondissent pas, soit parce que le nuage explose trop pour pouvoir repasser intégralement à travers la fente après réflexion. La géométrie des fils peut donc énormément modifier sa valeur.

Notons enfin que le résultat présenté sur la figure 6.14 montre qu'à la fin de la phase de mélasse, les atomes ne sont pas répartis de façon uniforme suivant les sous-niveaux du niveau fondamental. Le tableau 6.2 en donne la répartition suivant les quatre sous-niveaux réfléchis.

16% dans le sous-niveau $M_F = +3$
24% dans le sous-niveau $M_F = +2$
33% dans le sous-niveau $M_F = +1$
27% dans le sous-niveau $M_F = 0$

TAB. 6.2: Répartition des atomes suivant les quatre sous-niveaux réfléchis parmi les sept sous-niveaux  $|f, F_f = 3, M_F\rangle$ .

Cette répartition non-uniforme n'est en rien surprenante, car dans une mélasse optique, des effets de pompage optique locaux peuvent intervenir.

### 6.3.2.2 Modélisation des fils à l'aide de nappes de courants

L'estimation simpliste de la valeur des seuils donnée par les équations 6.30 donne un ordre de grandeur de  $\eta$  convenable compte tenu des approximations utilisées :  $178 \times h$  MHz/A. Cette valeur est néanmoins supérieure de 50% à celle trouvée expérimentalement.

Afin de trouver une valeur numérique *ab initio* de  $\eta$ , il est possible d'effectuer une modélisation simple et réaliste du miroir ainsi que du rebond en tenant compte de la présence de la fente : en premier lieu, elle consiste à considérer que le miroir est formé de nappes de courant infiniment longues, dans le plan  $xOy$ , de largeur égale à  $70 \mu\text{m}$  et espacées de  $30 \mu\text{m}$ <sup>9</sup>. Nous supposons en outre que la distribution de courant est uniforme sur toute la largeur de ces nappes. Pour différents courants, nous calculons alors, la forme des surfaces équipotentielles dont la valeur est précisément égale à l'énergie cinétique incidente des atomes  $E_{in}$ . On trouve bien évidemment que les surfaces équipotentielles ne sont pas des plans (voir figure 6.15). La zone réfléchissante du miroir est alors constituée par les portions où ces surfaces sont dans le demi-espace des cotes  $z$  positives.

Nous supposons dans ce paragraphe que la distribution de l'énergie cinétique incidente des atomes est infiniment étroite.

La surface effective du miroir ainsi défini augmente donc avec le courant. La variation de la surface du miroir nous permet *a priori* de donner la forme et la position des marches

9. Il s'agit en effet d'une modélisation du miroir plus réaliste que les fils infiniment fins (voir figure 6.2)

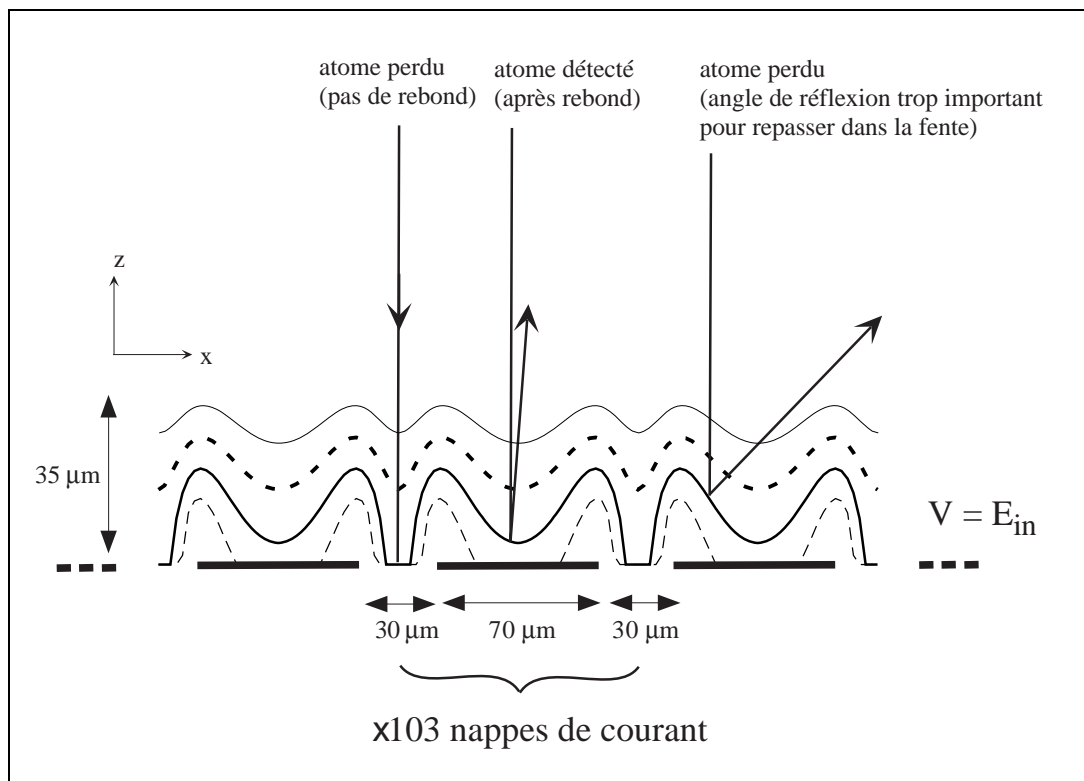


FIG. 6.15: Surfaces équipotentielles lorsque le miroir est modélisé par des nappes de courant infiniment longues, d'épaisseur nulle et de  $70\ \mu\text{m}$  de large. Pour différents courants ( $I = 0.30\ \text{A}$  en tirets fins,  $I = 0.34\ \text{A}$  en trait plein,  $I = 0.38\ \text{A}$  en tirés gras,  $I = 0.42\ \text{A}$  en trait fin), nous avons calculé les équipotentielles égales à l'énergie cinétique incidente atomique  $E_{in}$ . Nous supposons alors que les atomes rebondissent sur les parties de ces équipotentielles situées dans le demi-espace des  $z$  positifs (voir la remarque page 203). L'angle de réflexion d'un atome est donc égal au double de la pente de la surface sur laquelle rebondit l'atome. Nous avons donné en exemple le rebond d'atomes sur une surface équipotentielle intermédiaire : suivant le lieu où tombe l'atome, il est réfléchi (ou non) avec un angle de réflexion différent.

que nous attendons avec des atomes ayant une distribution monocinétique ; le courant pour lequel 50% des atomes sont réfléchis est pris pour donner la valeur de  $\eta$ .

Néanmoins, nous avons omis jusqu'ici un effet supplémentaire : si le potentiel sur lequel rebondissent les atomes est fortement modulé, les angles de réflexion des atomes sur le miroir sont très importants. C'est justement le cas lorsque les atomes rebondissent près de la surface physique du miroir. Or, pendant l'expérience, nous détectons exclusivement les atomes qui remontent et passent à travers la fente (à la chute et à la remontée). Dans notre description du nombre d'atomes réfléchis par le miroir, nous devons donc tenir compte de la sélection angulaire qu'opère la fente (située  $3\ \text{mm}$  au-dessus du miroir) lors de la remontée

des atomes<sup>10</sup>. Pour chaque courant et à partir du calcul des surfaces équipotentielles, nous avons donc calculé les angles de réflexion des atomes en supposant que la réflexion a lieu sur un potentiel dur confondu avec les surfaces équipotentielles du point de rebroussement. Nous en avons alors déduit le nombre d'atomes réfléchis et détectés, en fonction du courant dans le miroir, en excluant du nombre d'atomes qui rebondissent, ceux dont l'angle de réflexion ne les autorise pas à repasser par la fente. Le nombre théorique d'atomes détectés est donc donné par la proportion de la surface du miroir correspondant à ces deux critères : l'atome doit rebondir sur une surface équipotentielle située dans le demi-espace des  $z$  positifs, et il doit être suffisamment peu défléchi pour passer à travers la fente (voir figure 6.15).

**Remarque :** Pour calculer les angles de réflexion, nous supposons que tout se passe comme si l'atome rebondissait sur la surface équipotentielle égale à  $E_{in}$ . Cette approximation est justifiée lorsque l'atome est peu défléchi lors de son rebond ; en revanche, pour des angles de réflexion importants, ce n'est plus le cas [41, 91]. Dans notre calcul, nous négligeons cet effet.

La figure 6.16 représente la comparaison entre le résultat de ce calcul et celui donné par l'expérience en fonction du courant  $I$ , autour du premier seuil ( $M_F = +3$ ).

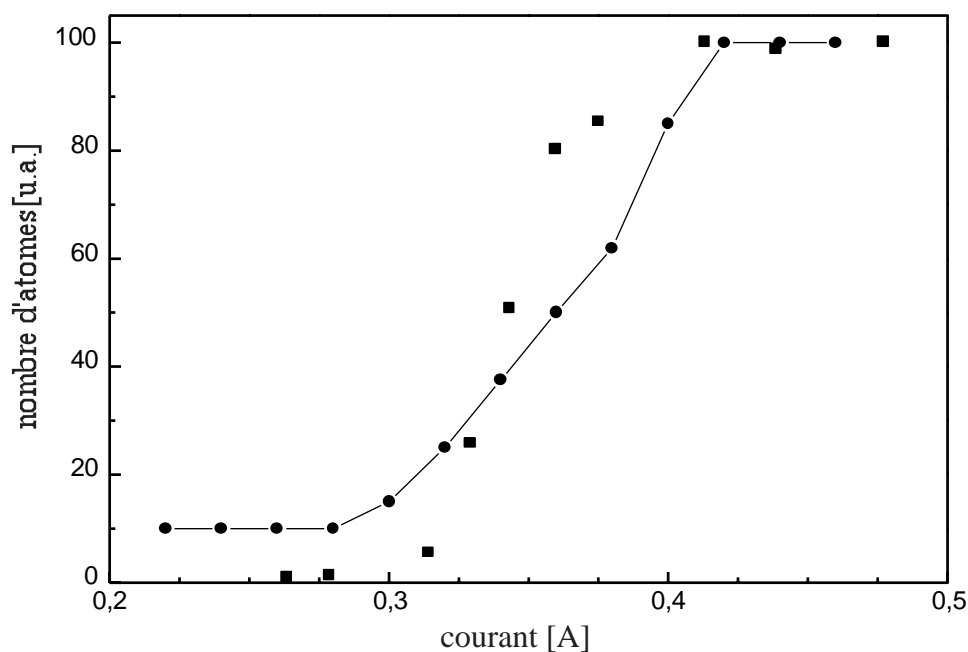


FIG. 6.16: Nombre d'atomes réfléchis et détectés en fonction du courant dans le miroir. Les disques reliés par un trait correspondent au calcul théorique et les carrés, à l'expérience. La hauteur des marches a été renormalisée.

<sup>10</sup> Il convient de noter que tous les atomes qui passent deux fois dans la fente sont détectés dans la sonde. En effet, le faisceau sonde se propage le long de l'axe  $Ox$ .

Il peut être surprenant de voir que pour des courants inférieurs à 0.25 A, notre modèle prédit que 10% des atomes doivent être réfléchis et détectés. Cela provient du fait que nous supposons que les nappes de courant ont une épaisseur nulle. Les champs sont alors artificiellement très intenses au voisinage de la surface des nappes. Les altitudes auxquelles doivent rebondir les atomes pour de tels courants sont effectivement inférieures à  $5 \mu\text{m}$ . La prise en compte de l'épaisseur des fils (typiquement  $7 \mu\text{m}$ ) devrait alors vraisemblablement proscrire le rebond d'atomes pour des courants aussi faibles.

Nous trouvons un accord remarquable entre la position du seuil de réflexion théorique et celle du seuil expérimental. En effet, les calculs conduisent à un facteur  $\eta$  égal à  $114 \times h \text{ MHz/A}$ . En revanche, la pente de la courbe trouvée théoriquement est deux fois plus faible que celle donnée par l'expérience. Cela est d'autant plus vrai que la distribution en énergie initiale des atomes n'a pas été prise en compte dans notre calcul. Or, au regard des résultats trouvés dans le paragraphe précédent, nous nous attendions à trouver pour une distribution atomique incidente monocinétique, une pente théorique plus élevée que celle trouvée expérimentalement.

Pour résoudre ce désaccord, il est possible d'améliorer notre modèle : premièrement, la prise en compte de la forme réelle des fils (suivant  $x$  et  $z$ ) devrait permettre d'affiner le calcul des surfaces équipotentielles (ce travail est en cours à Harvard), et deuxièmement, il est envisageable d'effectuer des calculs de type "ondulatoire" basés sur des méthodes analogues à celles développées pour étudier les miroirs à onde évanescente [53].

### 6.3.3 Conclusion

Cette étude du nombre d'atomes réfléchis par le miroir en fonction du courant nous a permis de mesurer les courants de seuil correspondant aux différents sous-niveaux magnétiques susceptibles d'être réfléchis, et nous les avons comparés à des modèles théoriques simples. En particulier, grâce à l'effet Zeeman quadratique, nous avons observé le rebond d'atomes dans le sous-niveau  $M_F = 0$ . Nous avons d'ailleurs trouvé un bon accord entre la position des seuils expérimentaux et le "modèle des nappes" de courant. Notons que cet accord est remarquable par rapport à la simplicité du modèle utilisé. Néanmoins, la compréhension complète de la pente des seuils semble nécessiter une approche théorique beaucoup plus sophistiquée que celle développée dans cette partie.

Nous avons mis en évidence le fait que le miroir n'est pas uniforme sur toute sa surface. Lors des études présentées dans la partie suivante, nous allons donc utiliser exclusivement le centre du miroir. Enfin, l'étude des seuils de réflexion montre évidemment que des atomes dans des sous-niveaux différents, rebondissent sur des surfaces équipotentielles différentes.

## 6.4 Etude des facteurs influant sur la rugosité du miroir

Suite aux résultats présentés dans la partie précédente, l'étude présentée dans cette partie a été effectuée en préparant les atomes par pompage optique dans un sous-niveau Zeeman



unique. Il s'agit du niveau  $|5S_{1/2}, F = 3, M_F = +3\rangle$  puisqu'il a l'avantage d'être celui dont le potentiel est le plus important pour un courant donné. Ainsi, c'est ce niveau qui nous permet de sonder le potentiel sur la plus grande plage de distances par rapport au miroir.

### 6.4.1 But recherché

Le but de l'étude que nous présentons dans cette partie, est de mesurer la rugosité du miroir pour différentes configurations.

Le plan de cette partie est le suivant : nous détaillons dans un premier temps comment, à partir de nos mesures, nous pouvons définir la rugosité du miroir. Dans un deuxième temps, nous illustrons cette méthode en étudiant l'influence de la direction du champ magnétique directeur sur la qualité du rebond. Cette étude montre en particulier que la présence d'une composante de champ magnétique dans le plan  $xOz$  est néfaste à la qualité du miroir. Enfin, dans un troisième temps, nous étudions la structure du potentiel en fonction de la distance du rebond à la surface du miroir. Nous y montrons expérimentalement que la parité du nombre de fils modifie significativement la qualité du rebond, et que l'utilisation des fils de garde permet de limiter les effets de taille finie du miroir.

### 6.4.2 Analyse d'une image

Une image typique est donnée sur la figure 6.17. Il s'agit de la fluorescence des atomes passant à travers la sonde (à la remontée). Elle permet de connaître la distribution spatiale des atomes (à la remontée pour cette image).

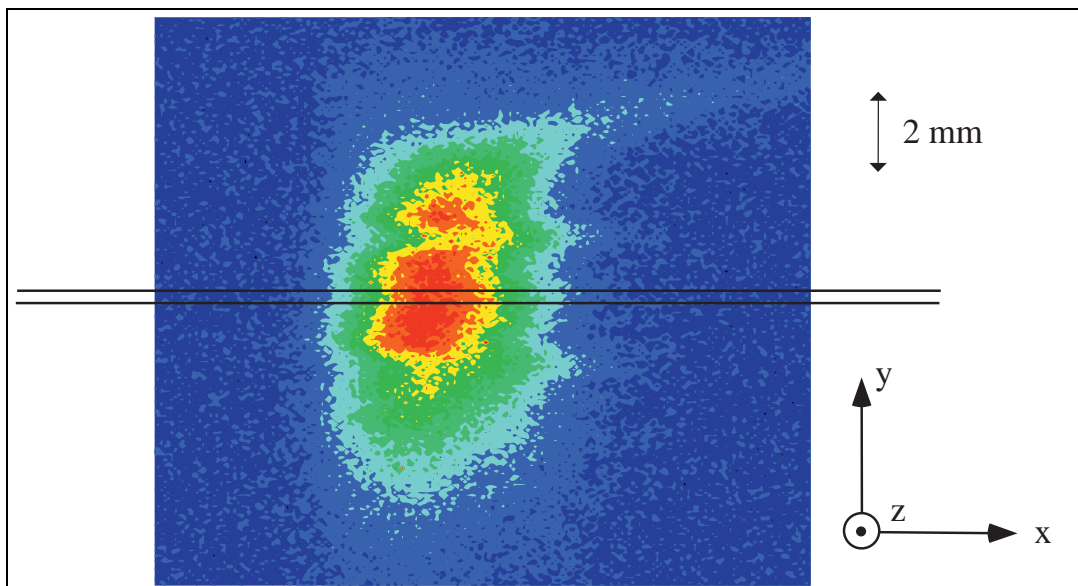


FIG. 6.17: Fluorescence des atomes lors de leur passage dans la sonde (à la remontée). La zone de l'image analysée est comprise entre les deux traits horizontaux.

La première constatation que nous pouvons faire à partir de cette image, est que le nuage d'atomes réfléchis n'est pas isotrope. Cela est principalement dû à la présence de la fente qui sélectionne les atomes incidents sur le miroir selon la direction  $Ox$  : seuls les 1 mm du centre du miroir sont exposés aux atomes. On constate de plus, que le long de la fente (selon  $Oy$ ), le nuage n'est pas régulier. Nous nous sommes donc restreints à une bande de 0.4 mm suivant  $Oy$  au centre du nuage, ce qui nous fournit un profil en fonction de  $x$  (voir figure 6.17).

Les profils obtenus sont très bien approximés par des Gaussiennes, pour toutes les hauteurs de sonde utilisées, que ce soit à la remontée ou à la chute des atomes. Cela est dû au fait que nous ne détectons pas les atomes immédiatement après leur passage dans la fente, sans quoi la forme de la distribution serait plus proche d'une fonction rectangulaire.

Pour chaque image, la Gaussienne de meilleur ajustement est trouvée en ayant préalablement supprimé quelques points parasites : il s'agit de la zone de l'image où se trouve la fente (zone hachurée sur la figure 6.18). Le but de cette opération est de ne pas être gênés par l'image de la fluorescence des atomes par le miroir qui réfléchit très bien... la lumière. En revanche, les parties de l'image situées au-dessus des bords de la fente ne sont pas perturbées par cet effet puisqu'ils sont non réfléchissants : ils sont réalisés dans des joints en Viton<sup>11</sup>.

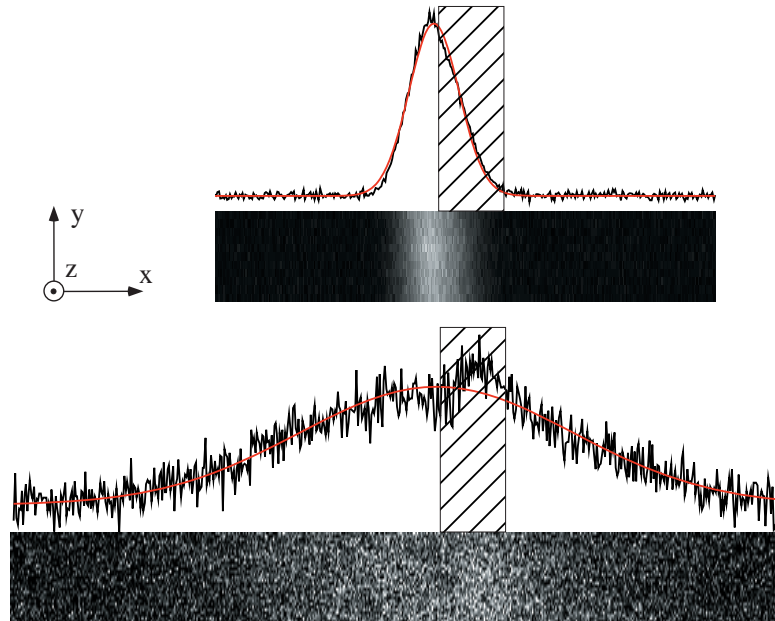


FIG. 6.18: Fluorescence détectée lors de la remontée (en haut) ou de la chute (en bas) des atomes dans la sonde. La zone de l'image qui n'a pas été prise en compte pour l'analyse est hachurée. Les profils expérimentaux ainsi que les Gaussiennes de meilleur ajustement sont montrés.

11. Lors de nos premières tentatives, les bords de la fente étaient réalisés en métal. Il était alors très difficile de mesurer précisément la taille du nuage atomique à cause des images du nuage par le miroir et par les bords de la fente.

Dans la suite, pour chaque image, nous notons  $\sigma_{exp}$  la largeur de la Gaussienne trouvée ( $\propto e^{-x^2/2\sigma_{exp}^2}$ ).

Pour analyser les profils présentés sur la figure 6.18, nous calculons à l'aide d'une simulation Monte-Carlo la forme des profils attendus si les atomes étaient réfléchis par un miroir parfaitement plat. Nous supposons alors que les trajectoires atomiques sont rectilignes, et que le rebond est parfaitement spéculaire sur le miroir. Les paramètres pris en compte dans cette simulation sont : la distribution en vitesse initiale du piège ( $\sigma_v = 7v_{rec}$ ) ainsi que sa taille ( $\sigma_{x,y,z} = 0.35$  mm)<sup>12</sup>; la distance séparant le piège du miroir (19.6 mm); la distance entre le miroir et la fente (3 mm); la largeur de la fente (1.06 mm); le temps séparant le rebond sur le miroir et la détection dans la sonde. Le résultat de deux simulations correspondant à des instants de détection différents est donné sur la figure 6.19.

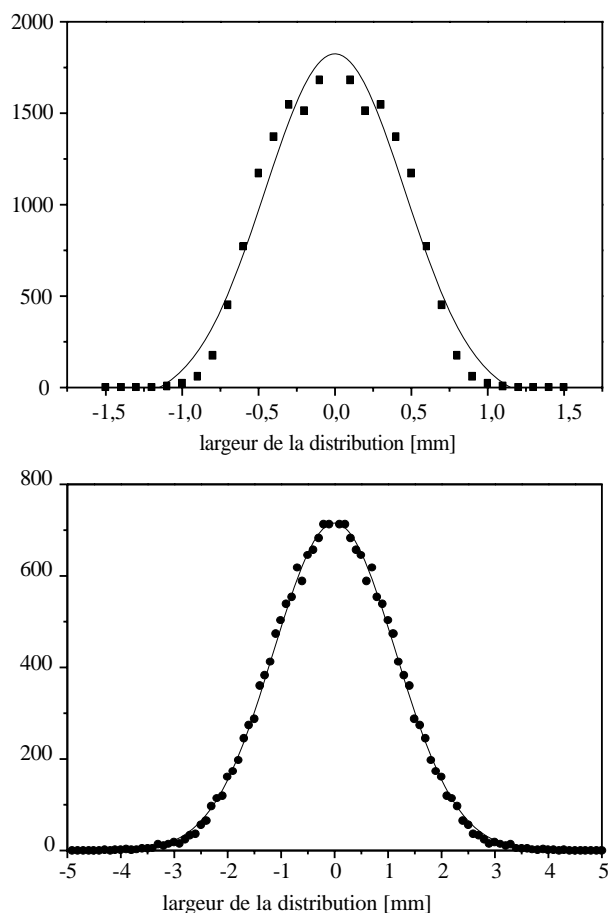


FIG. 6.19: *Simulations Monte-Carlo représentant les distributions atomiques au moment de leur détection après rebond spéculaire sur le miroir (points). Les Gaussiennes correspondant au meilleur ajustement sont tracées en traits pleins. En haut (bas), les atomes sont détectés 87 ms (187 ms) après le rebond. Les points ont seulement été calculés pour les abscisses positives; ils ont ensuite été dédoublés pour les abscisses négatives.*

12. Voir paragraphe 3.1.4

Nous constatons que plus le temps séparant le rebond de la détection est grand, plus la distribution calculée est bien approximée par une Gaussienne. Nous notons alors  $\sigma_{MC}$  l'écart type des Gaussiennes de meilleur ajustement de ces simulations.

Pour les différents instants de détection, nous avons ensuite évalué la diffusion transverse des atomes dans la sonde. Le paramètre de saturation de la sonde est identique pour tous les temps d'arrivée et il vaut : 1.1 mW/cm<sup>2</sup>. Ainsi, l'écart type ( $\sigma_{chauff}$ ) de la diffusion transverse des atomes dans la sonde dépend du temps passé, et donc de la hauteur de la sonde. Nous avons donc calculé la valeur de  $\sigma_{chauff}$  pour chaque instant de détection (par exemple,  $\sigma_{chauff} = 0.56$  mm pour une sonde à 10.2 mm du miroir ou 0.53 mm pour une sonde à 8.5 mm). Pour un miroir parfaitement spéculaire, nous devons donc ajouter les variances pour trouver la largeur  $\sigma_{spec}$  attendue dans l'expérience :

$$\sigma_{spec} = \sqrt{\sigma_{MC}^2 + \sigma_{chauff}^2} \quad (6.31)$$

**Remarque :** Afin de valider l'estimation du chauffage induit par la sonde, nous avons fait varier le paramètre de saturation du faisceau sonde (nous avons fait varier sa puissance) tout en gardant la hauteur de la sonde constante (10.2 mm du miroir). Pour les faibles puissances, au prix d'une perte de signal, nous avons observé une réduction de la largeur des distributions observées. Le tableau 6.4.2 donne le résultat de cette expérience.

puissance dans la sonde	$\sigma_{exp}$ (mesure)	$\sigma_{chauff}$ (calcul)	$\sqrt{\sigma_{exp}^2 - \sigma_{chauff}^2}$
10 $\mu$ W	1.00 mm	0.21 mm	0.98 mm
45 $\mu$ W	1.11 mm	0.44 mm	1.02 mm
69 $\mu$ W	1.15 mm	0.53 mm	1.02 mm
90 $\mu$ W	1.20 mm	0.67 mm	1.00 mm

Après prise en compte du chauffage induit par la sonde, nous voyons donc que les valeurs obtenues diffèrent de seulement 2%. Notons que pour les expériences décrites dans le reste de ce chapitre, nous avons utilisé une sonde dont la puissance était 69  $\mu$ W.

Nous présentons sur le graphe de la figure 6.20 la largeur  $\sigma_{MC}$  en fonction de l'instant auquel sont détectés les atomes. Nous la comparons aux données expérimentales  $\sqrt{\sigma_{exp}^2 - \sigma_{chauff}^2}$  (corrigées du chauffage induit par la sonde) trouvées pour un miroir alimenté par un courant de 2.8 A dans les 101 fils centraux et de 1.4 A dans les fils de garde. Nous voyons alors que les largeurs des distributions observées sont supérieures à celles que l'on attendrait si le miroir était parfaitement plat.

On caractérise la rugosité du miroir par une distribution angulaire que l'on suppose Gaussienne, d'écart type  $\theta_{diff}$ . On attend alors :

$$\sigma_{exp}^2 = (\sigma_{MC}^2 + \sigma_{chauff}^2) + \theta_{diff}^2 \times (v_m t)^2 = \sigma_{spec}^2 + \theta_{diff}^2 \times (v_m t)^2 \quad (6.32)$$

où  $v_m$  est la vitesse incidente des atomes, et  $t$  l'intervalle de temps entre le rebond et la détection du nuage atomique.

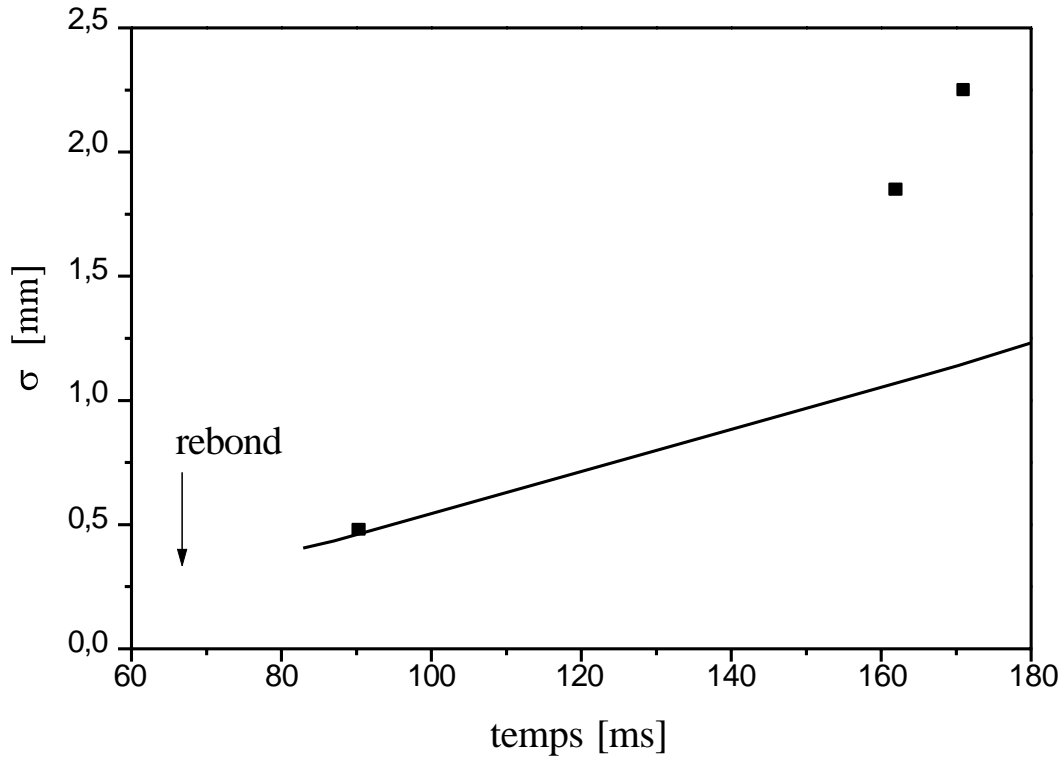


FIG. 6.20: Ecart type calculé  $\sigma_{MC}$  en fonction de l'instant auquel sont détectés les atomes (trait plein), et largeur des distributions mesurées et corrigées du chauffage induit dans la sonde  $\sqrt{\sigma_{exp}^2 - \sigma_{chauff}^2}$  (points). Sur le graphe, l'origine du temps est l'instant où les atomes sont lâchés.

Il est alors facile de déduire  $\theta_{diff}$  à partir des mesures effectuées sur l'expérience ( $\sigma_{exp}$ ), de l'estimation du chauffage dans la sonde ( $\sigma_{chauff}$ ) et de la simulation Monte-Carlo ( $\sigma_{MC}$ ), comme l'indique l'équation 6.32.

Nous pouvons également définir la largeur angulaire  $\theta_{spec}$  du nuage d'atomes que nous devons détecter si le miroir est parfaitement spéculaire :

$$\theta_{spec} = \frac{\sigma_{spec}}{v_m t} \quad (6.33)$$

L'application numérique donne  $\theta_{spec} = 19$  mrad.

Notons que  $\theta_{diff}/2$  s'identifie au paramètre de rugosité  $\sigma_\theta$  défini dans la référence [42]. En effet, la rugosité  $\sigma_\theta$  y est définie par la déviation standard de la surface effective sur laquelle rebondissent les atomes par rapport à une surface plane.

Dans les deux paragraphes suivants, nous allons décrire deux défauts de spécularité en utilisant la démarche qui vient d'être décrite pour fournir  $\theta_{diff}$  : dans le paragraphe 6.4.3, nous présentons l'influence d'un champ magnétique additionnel sur la rugosité du miroir tandis que dans les paragraphes 6.4.4, c'est la rugosité intrinsèque du miroir qui est étudiée.

### 6.4.3 Influence de la direction du champ magnétique directeur

Nous présentons dans ce paragraphe l'étude de la présence d'un champ additionnel à celui produit par le miroir en fonction de la direction selon laquelle il est appliqué. Pour réaliser cela expérimentalement, nous avons joué sur la direction du champ magnétique directeur au cours du rebond.

La figure 6.21a donne le résultat d'une expérience au cours de laquelle nous avons mesuré  $\theta_{diff}$  en fonction de la composante selon l'axe  $Ox$  du champ directeur. Au cours de l'expérience, le courant a été maintenu égal à 1.6 A dans les 101 fils du miroir.

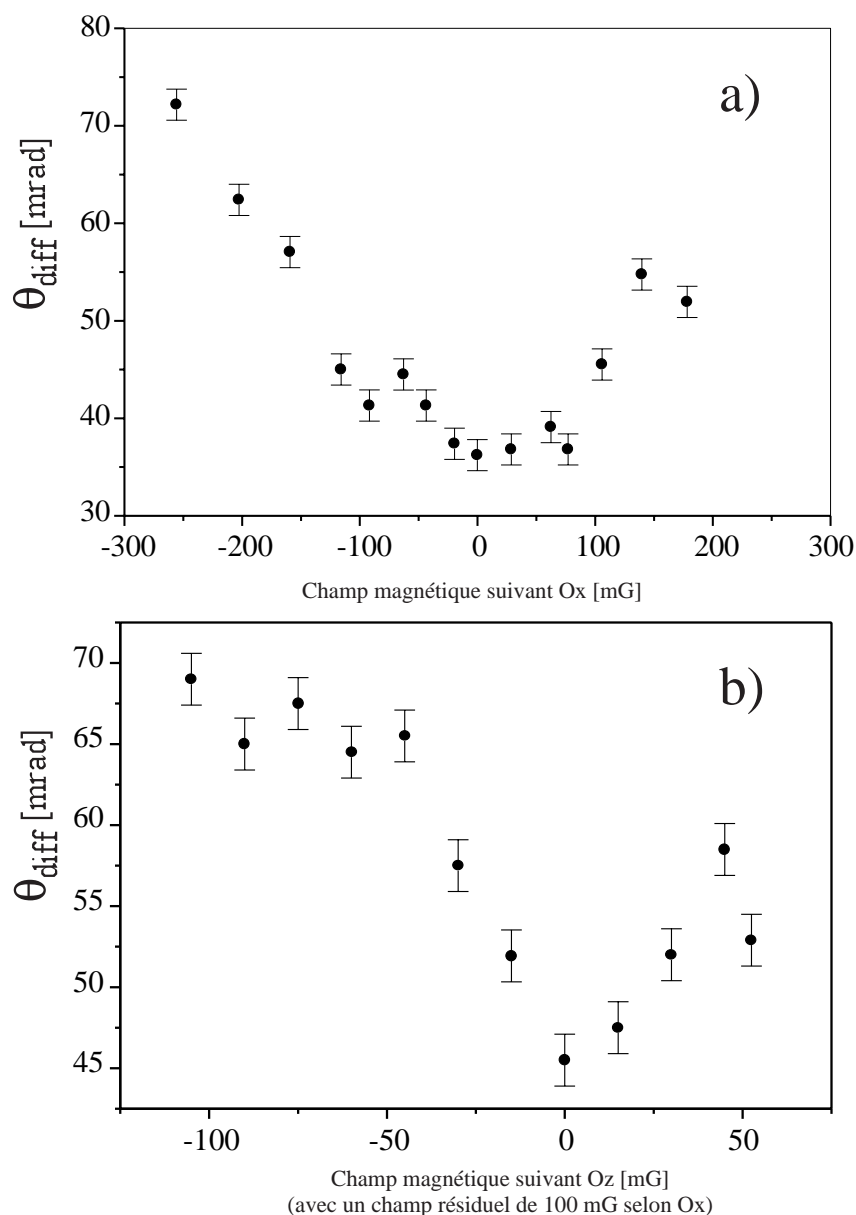


FIG. 6.21: En haut (resp. en bas) :  $\theta_{diff}$  en fonction de la composante selon l'axe  $Ox$  (resp.  $Oz$ ) du champ directeur (voir texte). Selon  $Oy$  le champ est de l'ordre de 700 mG.

Nous obtenons clairement un minimum dans la rugosité du miroir. Il correspond à un champ magnétique directeur ne comportant pas de composante dans le plan  $zOx$ .

Nous avons effectué une mesure *quasiment* similaire en ajoutant une composante de champ magnétique suivant l'axe  $Oz$  : nous signalons en effet que la composante de champ selon  $Oz$  a été ajoutée pendant *toute* l'expérience, ce qui a modifié, par exemple, les caractéristiques du nuage avant le rebond. En effet, contrairement aux composantes selon  $Ox$  et  $Oy$ , il n'était pas possible de faire varier l'amplitude du champ directeur selon  $Oz$ , au cours de l'expérience (et en particulier après la phase de mélasse). Les résultats sont présentés sur la figure 6.21b et doivent donc être pris avec précaution. Nous obtenons néanmoins *qualitativement* le même comportement que sur la figure 6.21a.

Reprenons la discussion effectuée au paragraphe 6.1.4.1. Nous y décrivions l'influence d'un champ magnétique  $\mathbf{B}_2$  créé par les effets de taille finie du miroir, sur la forme du potentiel. Cette description peut être généralisée quel que soit le phénomène physique responsable de l'apparition du champ  $\mathbf{B}_2$ .

Le point central de cette description réside dans le fait que le miroir crée un champ inclus dans le plan  $xOz$ . Nous savons de plus qu'à une cote  $z$  grande devant  $1/\kappa$ , et bien que la direction du champ varie avec  $x$ , au centre du miroir le module du champ est constant (resp. faiblement modulé) pour un miroir infini ou fini et compensé (resp. de taille finie et non compensé). Ainsi, si on ajoute un champ constant  $\mathbf{B}_2$  dans le plan  $xOz$ , le potentiel subit une nouvelle modulation avec une amplitude proportionnelle au module de  $\mathbf{B}_2$  comme l'indique l'équation 6.15 :

$$|\mathbf{B}(x, z)| = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times 2\kappa e^{-\kappa z} (1 + B_2 \cos(\kappa x))$$

En revanche, un champ  $\mathbf{B}_2$  parallèle à l'axe  $Oy$  n'a aucun effet sur la forme du potentiel. Enfin, nous avons fait varier l'amplitude du champ directeur lorsque celui-ci est strictement parallèle à l'axe  $Oy$  entre des valeurs de 200 à 800 mG sans observer de variation sur la largeur de la distribution des atomes réfléchis. Pour des champs inférieurs à 200 mG, nous avons observé des pertes du nombre d'atomes réfléchis. Reprenons la condition de suivi adiabatique donnée au paragraphe 6.2.3, nous voyons que pour des champs inférieurs à 200 mG, on a (voir équation 6.26) :

$$\frac{|\omega_L(M_F) - \omega_L(M_F - 1)|}{2\pi} \leq 100 \text{ kHz}$$

$$\dot{\theta} \simeq \frac{v_m}{a} \simeq 3 \text{ kHz}$$

L'expérience indique donc que les conditions de l'équation 6.25 doivent être très largement vérifiées, si on cherche à attribuer l'origine de ces pertes à un défaut du suivi adiabatique à cause d'un champ magnétique directeur trop faible pour maintenir une levée de dégénérescence suffisante entre les 5 sous-niveaux.

Nous aboutissons donc à la conclusion qu'un champ additionnel à celui du miroir dont la direction n'est pas parallèle à l'axe  $Oy$  augmente  $\theta_{diff}$  de manière significative.

Lors des expériences que nous présentons dans le paragraphe suivant, nous avons appliqué un champ magnétique directeur de 700 mG, dont la direction a été optimisée en utilisant la méthode décrite sur la figure 6.21.

#### 6.4.4 Mesure de la rugosité en fonction du courant dans le miroir

Dans un premier temps, le but des expériences présentées dans cette partie est d'examiner expérimentalement l'influence de la parité du nombre de fils sur la rugosité du miroir. Dans un deuxième temps, nous désirons vérifier si l'utilisation des deux fils de garde permet de diminuer la rugosité du miroir. Pour finir, après avoir identifié les meilleures conditions d'utilisation du miroir, nous effectuerons une comparaison avec les autres miroirs à atomes dont la rugosité a été mesurée.

##### 6.4.4.1 Résultats expérimentaux

Nous présentons sur la figure 6.22 la demi-largeur de la distribution angulaire caractérisant la rugosité du miroir,  $\theta_{diff}$ , en fonction du courant d'alimentation. Trois configurations sont envisagées :

- seuls les 101 fils centraux du miroir sont alimentés par le courant  $I$ .
- les 101 fils centraux du miroir et l'un des fils latéraux sont alimentés par le courant  $I$ . Le miroir est donc composé de 102 fils dont les fils adjacents sont parcourus par des courants identiques et de sens opposés.
- les 101 fils centraux du miroir sont alimentés par le courant  $I$  et les deux fils latéraux sont alimentés par un courant  $I/2$ . Les deux fils latéraux jouent donc le rôle de fils de garde. Le but est de simuler un miroir comportant un nombre infini de fils.

Intéressons-nous dans un premier temps aux cas du miroir comportant 101 ou 102 fils. Dans les deux cas, tous les fils sont parcourus par le même courant. Ils correspondent aux cas que nous avons dénommés "miroirs finis" au paragraphe 6.1.4.1, avec un nombre impair ou pair de fils. Nous voyons clairement sur la figure 6.22 deux régimes de courants :

- le premier régime correspond aux courants inférieurs à typiquement 0.7 A. Pour ces courants, les atomes rebondissent sur des surfaces proches de la surface physique du miroir. Le potentiel comporte alors de nombreuses harmoniques, et sa structure est principalement due à la forme exacte des fils (paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ... de l'équation 6.10, voir aussi le paragraphe 6.1.4.1). Le miroir est alors très rugueux, et nous ne voyons pas d'effet dû au nombre exact de fils (voir paragraphes 6.1.4.1 et 6.1.4.2).
- pour des courants supérieurs à 0.7 A, les atomes rebondissent à des altitudes plus importantes. Les effets de taille finie se font donc ressentir sur la forme du potentiel et la rugosité augmente avec  $I$ . Nous retrouvons alors expérimentalement que le miroir comportant un nombre pair de fils produit un champ plus rugueux que le miroir en comportant un nombre impair (voir paragraphes 6.1.4.1 et 6.1.4.2).



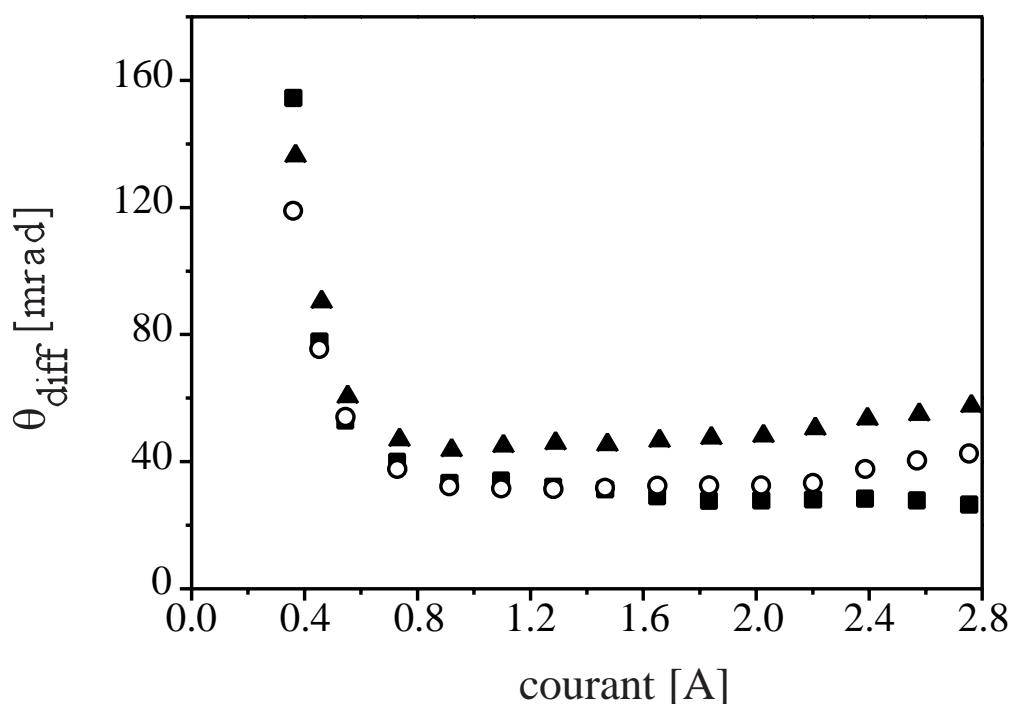


FIG. 6.22:  $\theta_{diff}$  en fonction du courant  $I$  circulant dans le miroir. Trois configurations sont envisagées : le miroir comporte 101 fils (ronds vides), 102 fils (triangles) ou 101 fils + 2 fils de garde (carrés). Les deux fils de garde sont parcourus par un courant  $I/2$ .

Si maintenant on compare le miroir comportant 101 fils parcourus par le courant  $I$ , au miroir comportant le même nombre de fils auxquels on a ajouté les deux fils de garde parcourus par un courant  $I/2$ , on aboutit aux conclusions suivantes :

- pour les faibles courants, les fils de garde n’ont aucun effet sur la rugosité du miroir. Comme cela a déjà été mentionné, le caractère fini du miroir joue peu de rôle dans ce régime. Nous n’avons donc pas trouvé de différence de rugosité entre les trois configurations (voir paragraphes 6.1.4.1 et 6.1.4.2).
- pour des courants plus élevés, nous voyons que le miroir comportant des fils de garde ne subit pas les effets de taille finie. En effet, la rugosité du miroir continue à baisser lorsque les atomes rebondissent de plus en plus loin du miroir. Le miroir avec fils de garde se comporte donc qualitativement comme un miroir comportant un nombre infini de fils (voir partie 6.1.4).

Pour les plages de courants que nous nous sommes permis d’utiliser<sup>13</sup>, la rugosité minimale a été obtenue à 2.8 A, avec le miroir comportant les fils de garde. La valeur correspondante de la rugosité *du miroir* caractérisée par<sup>14</sup>  $\sigma_\theta = \theta_{diff}/2$  est 13 mrad (soit une rugosité de

13. Pour cette expérience, nous nous sommes limités à des courants inférieurs à 2.8 A pour ne pas risquer d’endommager le miroir.

14. voir page 208.

l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  sur la surface du miroir).

#### 6.4.4.2 Comparaison aux miroirs déjà étudiés

Il est maintenant possible de comparer ce résultat aux autres miroirs à atomes dont la rugosité a été mesurée. En ce qui concerne les miroirs magnétiques, le groupe de E.A. Hinds a décrit dans la référence [42] une mesure de la rugosité d'un miroir magnétique concave constitué de domaines magnétisés de manière permanente. Le chiffre qui y est donné repose sur la mesure du nombre d'atomes réfléchis par le miroir après de multiples rebonds. La rugosité de ce miroir a été trouvée comme étant la meilleure parmi les miroirs magnétiques étudiés jusqu'à présent : elle est égale à  $\sigma_\theta = 6 \text{ mrad}$ . Le groupe de P. Hannaford a effectué dernièrement une étude d'un miroir similaire aux nôtres. La méthode de mesure décrite dans la référence [37] est également très similaire à la nôtre. Le miroir étudié ne comportait pas de fils de garde, sa rugosité a donc été trouvée supérieure à la nôtre :  $\sigma_\theta = 22.5 \text{ mrad}$ . Finalement, le miroir qui a donné à ce jour les meilleurs résultats est le miroir à onde évanescente étudié dans notre groupe en 1996. La référence [39] indique une rugosité  $\sigma_\theta$  égale à  $5 \text{ mrad}$ .

## 6.5 Conclusion

Sans être le miroir à atomes dont la rugosité est la plus faible, le miroir que nous avons étudié est un miroir comportant peu de rugosité *pourvu qu'il soit utilisé dans de bonnes conditions*. En effet, nous avons montré qu'uniquement le centre du miroir doit être utilisé, sans quoi le potentiel qu'il crée n'est pas homogène. Au centre du miroir, nous avons alors compensé les effets de taille finie du miroir grâce à l'utilisation de fils de garde. De plus, nous avons montré qu'un champ magnétique extérieur à celui produit par le miroir et qui comporte une composante dans le plan  $xOz$ , ajoute de la rugosité au miroir.

Néanmoins, nous nous attendions à obtenir une rugosité inférieure à celle que nous avons mesurée [91] : avec un tel miroir il semble possible d'obtenir des rugosités inférieures à  $1 \text{ mrad}$ . Plusieurs hypothèses peuvent expliquer une telle différence. Premièrement, nous avons compensé les effets de bord le long de l'axe  $Ox$ , or le miroir est également de taille finie le long de l'axe  $Oy$ . Au regard des résultats présentés dans ce chapitre, il semble nécessaire de compenser également les effets de taille finie du miroir le long de l'axe  $Oy$ . Deuxièmement, les simulations effectuées dans la référence [91] indiquent que la forme de la section des fils peut avoir une influence extrêmement importante sur la rugosité du miroir. Troisièmement, pour obtenir des rugosités si basses, il faut opérer un contrôle de l'environnement magnétique extrêmement strict. Pour cela, il nous semble maintenant indispensable de devoir blinder l'expérience contre les champs magnétiques extérieurs, principalement contre les champs alternatifs (à  $50 \text{ Hz}$  par exemple). Ce n'était pas le cas lors de nos expériences. Ainsi, dans l'avenir, nous pensons qu'il faudra prendre en compte l'ensemble de ces précautions pour espérer approcher expérimentalement les rugosités escomptées.

La période  $a$  du miroir, est également un paramètre intéressant à faire varier pour étudier

---

la rugosité des miroirs magnétiques. En effet, l'équation 6.10 indique que les harmoniques décroissent plus vite lorsque la période  $a = 2\pi/\kappa$  est diminuée, même si le rebond a lieu plus près de la surface du miroir. Il semble donc intéressant d'envisager d'étudier ce type de miroir. En revanche, il est alors légitime de se demander si le fait que les rebonds aient lieu plus près de la surface du miroir, a une influence sur la rugosité du miroir via le profil des fils. Quoiqu'il en soit, c'est une piste que nous pensons également explorer à l'avenir pour réduire la rugosité des miroirs magnétiques.



## Conclusion générale

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons présenté l'étude de la diffraction d'atomes sur une onde évanescente dans une géométrie d'incidence rasante. Nous avons obtenu expérimentalement des ordres de diffraction bien résolus et efficacement peuplés (nous avons mesuré des efficacités de diffraction totale allant jusqu'à 55%). Une description scalaire de la diffraction étant incapable de rendre compte des spectres de diffraction observés, nous avons montré que les résultats obtenus sont très bien décrits par un modèle non scalaire utilisant des transitions Raman stimulées entre les sous-niveaux Zeeman d'un même sous-niveau hyperfin de l'état fondamental électronique de l'atome : les ordres de diffraction sont en nombre limité, et leurs signes dépendent de l'état interne initial de l'atome. Nous avons également montré le rôle primordial que jouent les polarisations des deux composantes de l'onde évanescente en montrant par exemple, que le simple changement de polarisation de l'onde TE en onde TM suffit à faire disparaître la diffraction. Enfin, cette étude a montré que la diffraction en incidence rasante s'accompagne obligatoirement d'un changement de l'état interne de l'atome.

Nous avons alors réalisé une étude expérimentale et théorique de l'efficacité de diffraction. Au cours de cette étude, nous avons observé une modulation de cette efficacité en fonction de la différence de fréquence entre les deux composantes de l'onde évanescente. Nous avons interprété cette modulation comme le résultat d'interférences entre plusieurs trajectoires atomiques dans l'onde évanescente associées à des sous-niveaux Zeeman différents. Nous avons alors employé le terme d'oscillations de Stückelberg par similitude avec les phénomènes rencontrés en physique des collisions. D'un point de vue théorique, l'efficacité de diffraction a été calculée en utilisant plusieurs modèles : soit par résolution numérique directe de l'équation de Schrödinger (à deux, trois ou cinq niveaux), soit par une approche semi-classique basée sur la modélisation de Landau-Zener (à deux ou trois niveaux). Nous avons alors été capables de reproduire correctement la phase et la période des franges obtenues dans l'expérience. En revanche, un désaccord d'un facteur deux subsiste sur l'amplitude de ces franges entre notre modélisation et l'observation expérimentale. Pour aller au-delà des modèles théoriques présentés dans ce mémoire, nous pensons qu'il est impératif de prendre en compte l'émission spontanée dans l'onde évanescente.

Cette étude de la diffraction en incidence rasante sur une onde évanescente a des implications intéressantes. Nous pensons en particulier aux expériences de fibres creuses [79, 80], dans lesquelles les atomes sont guidés en incidence rasante par une onde évanescente. En effet, notre étude montre de manière générale qu'un atome plongé dans un champ

évanescents quasi-résonnants comportant plusieurs composantes de polarisation peut subir des transitions du type de celles que nous avons observées. Ces transitions peuvent alors provoquer des phénomènes de réflexion diffuse et de dépolarisation des atomes, susceptibles de dégrader la cohérence des ondes de matière [93]. Pour éviter ces réflexions inélastiques dans les fibres creuses, une solution pourrait consister à utiliser des atomes sans structure hyperfine dans leur niveau fondamental ( $J = 0$ ).

Par-delà l'étude de la diffraction en incidence rasante sur une onde évanescente, ce travail ouvre plusieurs perspectives :

En premier lieu, l'utilisation de la diffraction en incidence rasante permet de réaliser une lame séparatrice atomique cohérente extrêmement efficace. En effet, nous avons réalisé des transferts d'impulsion perpendiculaires au prisme atteignant  $70 \times \hbar\kappa$  (dans le pic de diffraction d'ordre 4), sachant que l'impulsion initiale des atomes était de l'ordre de  $90 \times \hbar\kappa$ . Signalons alors qu'en vue de l'utilisation de ce type de lame séparatrice dans un interféromètre atomique il faut tenir compte du fait que les atomes peuplant des ordres de diffraction différents sont dans des états internes différents [94]. Les interféromètres envisageables sont donc analogues aux interféromètres de polarisation de l'optique habituelle.

La deuxième perspective concerne la possibilité d'utiliser les oscillations de Stückelberg pour mesurer les effets de retard dans l'interaction de van der Waals entre l'atome et la paroi diélectrique du prisme, c'est à dire du potentiel de Casimir-Polder. En effet, on peut montrer que la période des oscillations de Stückelberg dépend de la forme exacte du potentiel sur lequel les atomes rebondissent. Ainsi, l'analyse des oscillations doit permettre de mettre en évidence expérimentalement ces effets de retard [95]. Notons que par rapport à d'autres méthodes [96, 44], la méthode que nous proposons présente l'avantage de ne pas nécessiter de connaître avec précision la hauteur de la barrière de potentiel. En effet, l'information réside dans la période des oscillations de Stückelberg [95]. Enfin, il convient de noter qu'une telle expérience serait plus aisée à interpréter avec un système à deux niveaux dans lequel un seul ordre de diffraction est peuplé. Ainsi, avec des atomes de rubidium, cela peut être réalisé si les transitions Raman induites par des fréquences décalées de plusieurs GigaHertz connectent les deux niveaux de structure hyperfine au lieu des sous-niveaux Zeeman (ils sont séparés de 3.0 GHz pour le  $^{85}\text{Rb}$  et de 6.8 GHz pour le  $^{87}\text{Rb}$ ).

Nous avons présenté dans le sixième chapitre de ce mémoire l'étude de la rugosité d'un miroir atomique constitué d'un réseau périodique de fils parcourus par un courant. Les atomes sont alors réfléchis grâce à l'interaction entre le champ magnétique produit par le miroir et le dipôle magnétique permanent de l'atome. En mesurant la distribution spatiale des atomes après réflexion, nous avons mis en évidence un phénomène de réflexion diffuse que nous attribuons à une ondulation résiduelle du potentiel magnétique, liée à des effets de taille finie du miroir. Nous avons en effet observé deux phénomènes confortant cette explication : le rôle de la parité du nombre de fils, et l'influence de fils de compensation permettant de réduire cette ondulation. Il n'en reste pas moins que les modèles de miroir que nous avons utilisés ne rendent pas compte quantitativement de la rugosité

observée, et deux pistes s'offrent alors à nous pour aller au-delà de ce travail. A partir de la connaissance précise de la forme des fils, on peut développer un modèle précis et le comparer aux résultats expérimentaux actuels. Par ailleurs, il serait souhaitable d'améliorer la résolution transverse de l'étude expérimentale de la réflexion diffuse. Pour cela, une méthode en cours de développement dans notre laboratoire<sup>15</sup> devrait permettre de gagner au moins un ordre de grandeur sur cette résolution. Le développement simultané de ces deux études, théorique et expérimentale, devrait permettre de savoir si l'excès de rugosité observé est explicable par la forme des fils, ou s'il faut invoquer d'autres problèmes, un environnement magnétique mal contrôlé ou des défauts de périodicité du miroir, par exemple. Ces études devraient alors permettre de guider la fabrication de miroirs atomiques améliorés, de rugosité résiduelle inférieure au milliradian.

---

15. Il s'agit d'un dispositif de sélection en vitesses transverses à l'aide de transitions Raman stimulées [84].

## Annexe A

# Evaluation expérimentale de l'efficacité du pompage optique

Pour évaluer l'efficacité du pompage optique, il faut disposer d'un signal expérimental permettant de séparer les atomes en fonction de leur sous-niveau interne. Différentes méthodes *classiques* existent : par exemple, un effet Stern et Gerlach permet de séparer spatialement les différentes composantes de polarisation de l'atome en plaçant un gradient de champ magnétique suivant l'axe vertical. D'autres méthodes utilisent l'effet Hanle [97, 98, 99]. Nous allons dans un premier temps brièvement décrire la méthode utilisant l'effet Stern et Gerlach et donner quelques ordres de grandeur pour évaluer sa faisabilité sur notre expérience. Dans un deuxième temps, nous montrerons que dans le cas de notre expérience, le plus simple fut d'utiliser les spectres de diffraction, à la fois pour optimiser puis pour quantifier l'efficacité du pompage optique.

### A.1 Une méthode classique : l'effet Stern et Gerlach

L'effet Stern et Gerlach utilise le fait qu'un atome dans un champ magnétique inhomogène subit une force proportionnelle à la projection de son moment magnétique le long du gradient de champ [100]. Rappelons simplement l'importance historique de cet effet, puisque l'expérience de Stern et Gerlach de 1922 a permis pour la première fois d'observer la quantification du moment magnétique d'atomes d'argent.

Supposons que nous voulons utiliser cet effet pour séparer spatialement le long de l'axe  $Oz$  les différentes composantes de polarisation des atomes. Nous souhaiterions alors détecter différents paquets d'atomes sur les signaux d'absorption de notre sonde. La force à laquelle est soumis un atome de moment magnétique  $\vec{\mu}$  plongé dans un champ magnétique inhomogène  $\vec{B}$  est :

$$\vec{F} = \left( \vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B} \quad (\text{A.1})$$

et en projetant sur l'axe  $Oz$  :

$$F = g_F m_F \mu_B \nabla B \quad (\text{A.2})$$



$g_F$  est le facteur de Lande qui vaut  $\frac{1}{2}$  pour le niveau  $F = 2$  de l'état fondamental de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$ . Pour un atome demeurant un temps  $\Delta t$  dans ce gradient de champ, le transfert d'impulsion selon l'axe vertical s'écrit :

$$\Delta p = F \cdot \Delta t = g_F m_F \mu_B \cdot \nabla B \cdot \Delta t \quad (\text{A.3})$$

On peut alors introduire  $\Delta p_{\text{recul}} = \frac{h}{\lambda}$  l'impulsion correspondant au recul d'un photon. Sachant que pour l'atome de Rb,  $\frac{\mu_B}{h} = 1.4 \text{ MHz/G}$ , que la durée pendant laquelle le gradient peut être appliqué (entre le pompage optique et la détection dans la sonde) est au maximum de l'ordre de 10 ms, et pour un atome dans le sous-niveau  $M_F = +1$ , le transfert d'impulsion vaut :

$$\Delta p \simeq 5 \times \nabla B \cdot \Delta p_{\text{recul}} \quad (\text{A.4})$$

$\nabla B$  étant exprimé en G/cm. Pour pouvoir distinguer les différentes composantes Zeeman, il faut que la séparation soit supérieure à la largeur de la distribution initiale. Il faut donc que  $\Delta p$  soit au moins supérieur à  $10 \Delta p_{\text{recul}}$ , ce qui implique la création d'un gradient de l'ordre de 2 G/cm selon l'axe vertical. Sachant que les bobines du piège magnéto-optique permettent d'obtenir des gradients de 20 G/cm, il paraît a priori possible d'utiliser cette méthode.

Il existe néanmoins une complication expérimentale liée à cette méthode : il s'agit de devoir tourner l'axe de quantification le long de l'axe horizontal pour définir les sous-niveaux magnétiques par rapport à la direction du gradient de champ magnétique. Or à la fin du pompage optique et pendant notre expérience, l'axe est dans le plan horizontal. Il faudrait donc tourner adiabatiquement l'axe depuis sa direction initiale le long de l'axe vertical pour la mesure utilisant l'effet Stern et Gerlach, tandis que pour l'expérience de diffraction, l'axe est tourné dans le plan horizontal. La mesure de l'efficacité du pompage optique ne se ferait donc pas strictement dans les mêmes conditions que celles de l'expérience. L'expérience nous fournissant une méthode directe de mesure de cette efficacité, nous n'avons pas utilisé la méthode basée sur l'effet Stern et Gerlach. En définitive, nous avons souhaité signaler cette méthode car elle pourrait être utilisée pour tester le pompage optique lorsque les expériences ne donnent pas directement accès aux populations des différents sous-niveaux magnétiques.

## A.2 Evaluation de l'efficacité de pompage optique

En remarquant que les spectres de diffraction représentent directement la séparation des atomes en fonction de leur sous-niveau magnétique, nous les avons utilisés, à la fois pour optimiser les différents paramètres du pompage optique mais aussi pour réaliser une estimation de son efficacité.

### A.2.1 Principe de la méthode

Le principe de la méthode consiste à évaluer la proportion des atomes qui ne sont pas initialement pompés dans le niveau de  $M_F$  extrême choisi. Nous avons donc effectué

l'enregistrement de deux spectres de diffraction, exactement dans les mêmes conditions expérimentales, l'un avec un pompage optique initial dans le niveau  $M_F = +2$  et l'autre sans pompage optique. Les deux spectres sont alors analysés en trouvant la Gaussienne de meilleur ajustement qui représente chaque pic de diffraction. L'aire de chaque Gaussienne nous fournit donc le nombre (relatif) d'atomes présents dans chaque pic. La figure A.1 représente les deux spectres avec le traitement numérique.

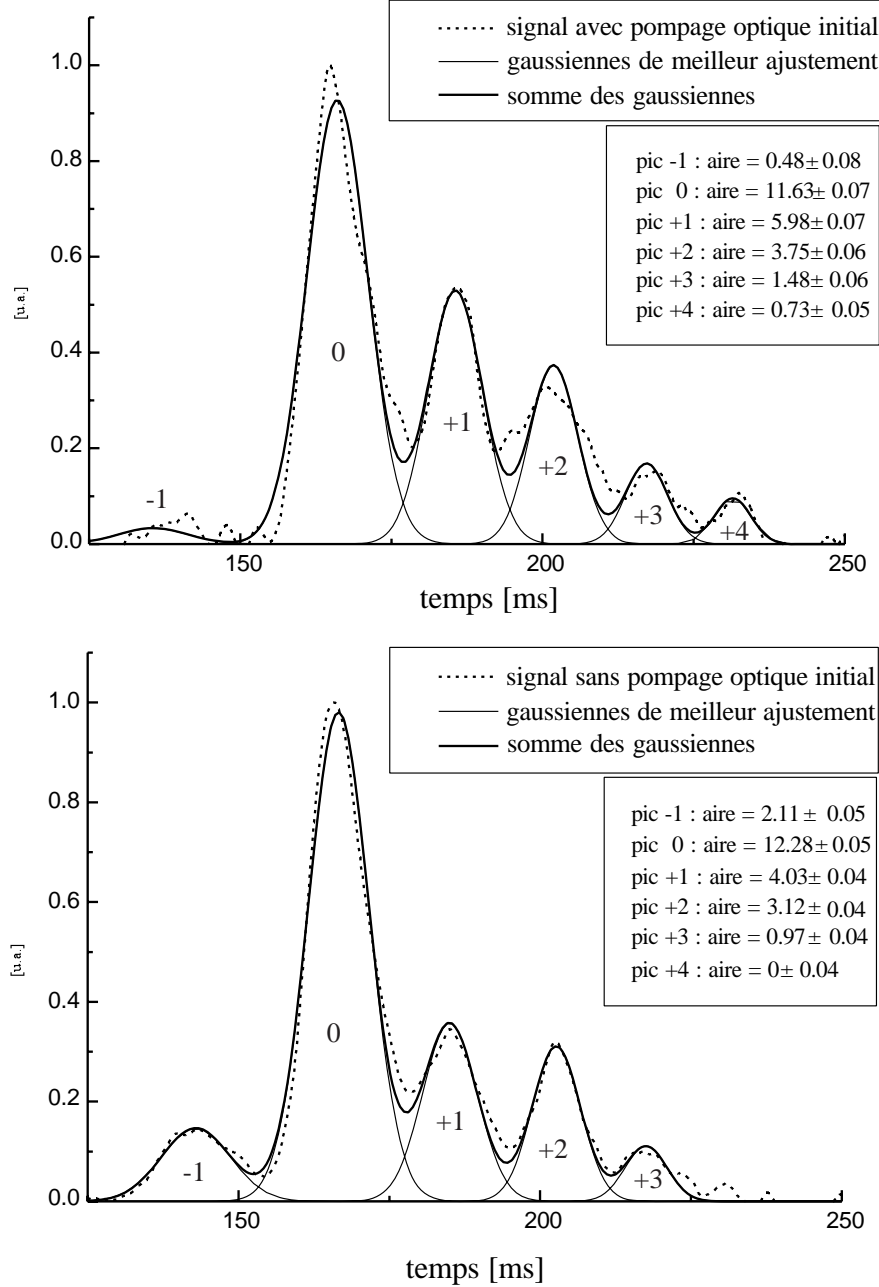


FIG. A.1: Spectre de diffraction pour des atomes initialement préparés dans le niveau  $M_F = +2$  ou non. L'aire de la Gaussienne de meilleur ajustement de chaque pic est donnée. La fréquence utilisée est 12 MHz.

Si le pompage optique avait été parfait, le spectre de diffraction obtenu lorsque les atomes sont initialement pompés dans le niveau  $M_F = +2$  ne présenterait pas de pic de diffraction d'ordre  $-1$  (il s'agit du pic à gauche du pic d'ordre zéro). Pour une explication de cette affirmation, se reporter au paragraphe 4.2.4. Nous allons donc utiliser la proportion d'atomes dans ce pic pour donner l'évaluation de l'efficacité du pompage optique. Néanmoins, la déduction n'est pas immédiate pour la raison suivante : lorsque le pompage optique est parfait, les cinq pics observés correspondent à des niveaux magnétiques différents (de gauche à droite, ils correspondent aux niveaux  $M_F = +2, +1, 0, -1$  et  $-2$ ). En revanche, lorsque le pompage optique n'est pas parfait, les pics peuvent contenir plusieurs sous-niveaux magnétiques. C'est pourquoi nous avons également besoin du spectre obtenu sans pompage optique, grâce auquel, avec un minimum d'hypothèses, nous allons finalement estimer l'efficacité du pompage optique.

### A.2.2 Hypothèses et notations

La première hypothèse que nous allons faire est de considérer que les atomes non pompés dans le niveau  $M_F = +2$  sont restés dans le niveau  $M_F = +1$ . Etant donné le processus de pompage optique présenté par exemple sur la figure 3.2, cette hypothèse est raisonnable tant que la proportion d'atomes non pompés reste faible devant celle des atomes effectivement pompés dans le niveau  $M_F = +2$ . Cela devra être vérifié a posteriori.

Après pompage optique, nous allons noter  $N_{at} = N_1 + N_2$  le nombre total d'atomes avant le rebond,  $N_1$  atomes sont dans le niveau  $M_F = +1$  et  $N_2$  dans le niveau  $M_F = +2$ . La surface du miroir pour des atomes dans le niveau  $M_F = +2$  est notée  $S_2$  et  $S_1$  pour des atomes dans le niveau  $M_F = +1$ . On pose  $s = \frac{S_2}{S_1} = 0.27$ .

Pour un rebond simple (sans diffraction),  $n_1 = \alpha N_1$  atomes ont rebondi dans le niveau  $M_F = +1$  et  $n_2 = \alpha s N_2$  atomes dans le niveau  $M_F = +2$ .

On note enfin  $\eta_1$  l'efficacité totale de diffraction telle que  $\Delta M_F = \pm 1$ . Nous allons supposer que le processus de perte ou de gain d'énergie se fait avec la même probabilité depuis tous les niveaux. Il s'agit certainement de l'hypothèse la plus brutale de cette évaluation car, ce n'est pas vrai strictement. Néanmoins, les ordres de grandeur entre les différents niveaux ne sont pas très différents et compte tenu de l'évaluation très pessimiste que nous allons faire, nous acceptons de faire cette hypothèse. On obtient alors que  $\frac{\eta_1}{2} n_1$  atomes quittent le sous-niveau  $M_F = +1$  pour le sous-niveau  $M_F = +2$ , donnant ainsi le pic d'ordre  $-1$ .

### A.2.3 Résultat obtenu

Considérons dans un premier temps le spectre obtenu avec pompage optique. Nous en déduisons que 2% des atomes sont dans le pic  $-1$ . Il ne peut s'agir que d'atomes initialement dans le niveau  $M_F = +1$  qui ont perdu de l'énergie au cours d'un processus de diffraction. On peut alors écrire :

$$\frac{\eta_1 n_1}{n_1 + s n_2} = 2 \times 2\% \quad (\text{A.5})$$

En normalisant le nombre d'atomes réfléchis :

$$n_1 + sn_2 = 1 \quad (\text{A.6})$$

on obtient :

$$\eta_1 n_1 = 4\% \quad (\text{A.7})$$

Il nous faut maintenant évaluer le facteur  $\eta_1$  pour pouvoir connaître la proportion des atomes dans les niveaux  $M_F = +2$  et  $M_F = +1$ . Il s'agit certainement de l'étape la plus délicate de ce calcul.

Pour cela, nous allons utiliser le spectre obtenu sans pompage optique. Nous allons considérer que les atomes dans les 4 sous-niveaux  $M_F = +1, 0, -1, -2$  se comportent de la même façon vis-à-vis d'une transition avec  $\Delta M_F = +1$ . Nous voyons que 9.4% des atomes détectés sont dans le pic d'ordre  $-1$ . Il s'agit obligatoirement d'atomes initialement dans l'un des niveaux  $M_F = +1, 0, -1, -2$  et ayant subi un processus de diffraction inélastique *unique*. Or il est peu probable que certains d'entre eux n'en aient pas effectué plusieurs ; pour s'en convaincre, il suffit de voir qu'il existe plusieurs ordres de diffraction positifs (remarquons que les atomes dans le niveau  $M_F = +1$  ne peuvent faire qu'une transition avec perte d'énergie). Nous pouvons donc donner une barre inférieure à  $\eta_1$  :

$$\eta_1 \geq 2 \times 9.4\% \quad (\text{A.8})$$

Il s'agit réellement d'une valeur minimum et pessimiste de la valeur de  $\eta_1$ . En effet, d'une part les atomes initialement dans le niveau  $M_F = +2$  ne participent pas à ce signal et d'autre part, les atomes initialement dans les niveaux  $M_F = 0, -1, -2$  pouvant effectuer plusieurs transitions (qui ne sont pas détectées à cause de l'instant d'ouverture de la sonde voir au 4.2.4) participent moins au signal que les atomes dans  $M_F = +1$ . Or le chiffre de  $2 \times 9.4\%$  considère que tous les atomes participent au signal de la même façon. Cela est d'ailleurs accentué par le fait que l'on considère que la surface des miroirs est la même pour tous les niveaux, alors que nous savons que plus  $M_F$  est grand et plus le miroir est petit. Ainsi, les atomes initialement dans les niveaux  $M_F = 0, -1, -2$  sont a priori plus nombreux que ceux dans  $M_F = +1$ . Il aurait été très compliqué de pouvoir tenir compte de tous ces effets. Mais sachant qu'ils vont tous dans le sens d'une augmentation de la valeur de  $\eta_1$ , nous nous sommes contentés de donner une barre inférieure à  $\eta_1$  ce qui nous permet de donner une estimation de l'efficacité de pompage optique minimum<sup>1</sup>.

En utilisant les équations A.7 et A.8, on trouve que  $n_1$  est au maximum égal à 0.213 et en utilisant l'équation A.6, on peut calculer le minimum de l'efficacité de pompage optique définie par :

---

1. Le spectre obtenu avec pompage optique donne également une valeur approchée de  $\eta_1$ . Si on considère que le pic d'ordre  $+1$  est principalement composé d'atomes initialement dans l'état  $M_F = +2$ , on trouve une valeur de  $\eta_1$  égale à 25%. Néanmoins, nous avons préféré utiliser la valeur donnée par le spectre sans pompage optique car il donne réellement une valeur minimum de  $\eta_1$ .

$$\frac{N_2}{N_{at}} = \frac{n_2}{n_2 + n_1} \geq 93\% \quad (\text{A.9})$$

L'estimation de l'efficacité du pompage optique obtenue, nous indique qu'une très grande majorité des atomes sont effectivement pompés dans le niveau voulu : le niveau  $M_F = +2$ . Cela nous permet de valider certaines des hypothèses faites pour arriver à ce résultat.

## Annexe B

# Distributions en énergie $D_{2,1}(E)$ et $D_{1,1}(E)$

Nous allons donner le détail des calculs permettant de trouver les distributions en énergie des atomes ayant subi une émission spontanée dans l'onde évanescente. Elles sont définies par le nombre d'atomes sortant de l'onde évanescente avec une énergie cinétique comprise entre  $E$  et  $E + dE$ .

Les atomes sont initialement dans l'état  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +2\rangle$ . Ils tombent sur le miroir à onde évanescente dont la polarisation de l'onde est  $\sigma^-$ . Le désaccord est  $\delta/2\pi = 1.3$  GHz. La probabilité d'émission spontanée par atome et par rebond a été calculée dans le paragraphe 4.3.2.3 pour une transition fermée en incluant la présence de l'interface lors du rebond. Elle a été trouvée égale à 0.62. Nous allons calculer les distributions en énergie des atomes ayant abouti par émission spontanée dans les niveaux  $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = +1\rangle$  ou bien  $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = +1\rangle$ . L'énergie incidente des atome est notée  $E_{in}$ .

Afin de trouver des solutions analytiques pour ces deux distributions en énergie, nous allons faire l'hypothèse que la trajectoire atomique n'est pas modifiée par l'interaction de van der Waals. La complication qu'apporterait l'utilisation des vraies trajectoires dans ces calculs, justifie d'utiliser cette approximation, au moins dans un premier temps. Or, nous verrons lorsque nous confronterons les résultats obtenus à l'expérience, que malgré cette approximation, l'accord est bon. Il ne nous a donc pas semblé nécessaire de mener un calcul tout numérique pour utiliser les vraies trajectoires. Nous allons également négliger la modification de la trajectoire atomique par le potentiel de l'état excité (voir par exemple [78]).

On note  $D_{F,M_F}(E)$  la distribution finale en énergie d'un atome sortant de l'onde évanescente dans le niveau  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$  après émission spontanée. Si l'on définit  $dP(t(E))$  la probabilité qu'un atome fasse une émission spontanée à l'instant  $t$  (et donc ressorte de l'onde évanescente avec une énergie  $E$ ), on peut écrire :

$$dP(t(E)) = D_{F,M_F}(E).dE = \frac{dP}{dE}dE = \frac{dP}{dt} \frac{dt}{dE}dE \quad (\text{B.1})$$

On trouve alors que :

$$\frac{dP}{dE} = D_{F,M_F}(E) = \frac{dP}{dt} \frac{dt}{dE} \quad (\text{B.2})$$

Nous allons donc calculer successivement les deux termes du dernier membre de cette équation pour les deux cas envisagés.

## B.1 Distribution en énergie $D_{2,1}(E)$

Dans l'onde évanescente, pour un atome dans le niveau  $|5S_{1/2}, F, M_F\rangle$ , le potentiel dipolaire s'écrit :

$$U_{dip}^{F,M_F} = \frac{\hbar \zeta_{F,M_F} \Omega_0^2 e^{-2\kappa z}}{4\delta_F} \quad (\text{B.3})$$

$\zeta_{F,M_F} \Omega_0$  est la fréquence de Rabi de l'atome à l'altitude  $z = 0$ . Et  $\delta_F$  est le désaccord entre la fréquence du laser et la transition considérée ( $|5S_{1/2}, F\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ ); lorsque  $F = 2$ ,  $\delta_{F=2} = \delta$ .

### B.1.1 Expression de $\frac{dP}{dt}$

$\frac{dP}{dt}$  est simplement égal au taux d'émission spontanée dans l'onde évanescente, souvent appelé  $\Gamma'(t)$  :

$$\Gamma'(t) = \frac{\Gamma}{2} s(z_e) \quad (\text{B.4})$$

A l'instant  $t$ , l'atome subit un cycle d'absorption/émission spontanée. A la cote  $z_e$ , le paramètre de saturation  $s(z_e)$  est défini par l'équation 1.35. Dans le cas où  $\delta \gg \Gamma$  on peut écrire :

$$\Gamma'(t) = \frac{\Gamma}{4\delta} \zeta_{F,M_F} \Omega_0^2 e^{-2\kappa z_e} \quad (\text{B.5})$$

### B.1.2 Expression de la cote $z_e$ en fonction de l'énergie de sortie $E$

La conservation de l'énergie permet d'exprimer l'énergie cinétique  $E(z_e)$  d'un atome ressortant sur le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  et ayant fait une émission spontanée à la cote  $z_e$  :

$$E(z_e) = E_{in} + U_{dip}^{2,1}(z_e) - U_{dip}^{2,2}(z_e) \quad (\text{B.6})$$

Et à l'aide de l'équation B.3 on peut écrire :

$$e^{-2\kappa z_e} = (E(z_e) - E_{in}) \frac{4\delta}{\hbar\Omega_0^2} \frac{1}{\Delta\zeta} \quad (\text{B.7})$$

en ayant posé :

$$\Delta\zeta = \zeta_{2,1} - \zeta_{2,2} \simeq 0.53 - 0.33 \simeq 0.20 \quad (\text{B.8})$$

### B.1.3 Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction de la cote $z_e$

Nous utilisons l'expression donnée dans la référence [57]. Pour un potentiel purement évanescent, la loi horaire de l'atome dans l'onde évanescente est donnée par :

$$z(t) = -\frac{1}{2\kappa} \ln \left( \frac{P_{in}^2}{2mU_{dip}^{2,2}(z=0)} \operatorname{sech}^2 \left( \frac{t}{\tau} \right) \right) \quad (\text{B.9})$$

où on a posé :  $\tau = \frac{m}{\kappa P_{in}}$ . De plus, en remarquant que  $\frac{P_{in}^2}{2m}$  est l'énergie cinétique incidente  $E_{in}$ , il vient :

$$\frac{P_{in}^2}{2mU_{dip}^{2,2}(z=0)} = \frac{E_{in}4\delta}{\hbar\zeta_{2,2}\Omega_0^2} \quad (\text{B.10})$$

On peut alors réécrire l'équation B.9 sous une forme plus commode pour la suite :

$$\operatorname{sech}^2 \left( \frac{t}{\tau} \right) = \frac{\hbar\zeta_{2,2}\Omega_0^2}{4\delta E_{in}} e^{-2\kappa z_e} \quad (\text{B.11})$$

### B.1.4 Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction $E$ et de $\frac{dt}{dE}$

En utilisant les équations B.11 et B.7, il vient :

$$t(E) = \tau \operatorname{arcsech} \left( \pm \sqrt{\frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta} \left( \frac{E_{in}}{E} - 1 \right)} \right) \quad (\text{B.12})$$

Nous pouvons alors calculer la dérivée de  $t(E)$  par rapport à  $E$ . On trouve :

$$\frac{dt}{dE} = \frac{\tau}{2} \frac{1}{(E - E_{in}) \sqrt{\frac{\zeta_{2,1}}{\Delta\zeta} - \frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta} \frac{E_{in}}{E}}} \quad (\text{B.13})$$



### B.1.5 Expression finale de $D_{2,1}(E)$ .

En utilisant les équations B.13, B.5 et B.7, on trouve :

$$D_{2,1}(E) = 2 \times \frac{\zeta_{2,2} \tau \Gamma}{2\Delta\zeta \hbar \delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{\zeta_{2,1}}{\Delta\zeta} - \frac{\zeta_{2,2}E}{\Delta\zeta E_{in}}} \quad (\text{B.14})$$

Le facteur 2 provient du fait que l'on doit compter les contributions de l'aller et du retour de l'atome dans l'onde évanescente.

On peut remarquer que  $D_{2,1}(E)$  est indépendant de l'intensité de l'onde évanescente (*i.e.* indépendant de  $\Omega_0$ ). Cela est dû à la forme exponentielle du potentiel.  $D_{2,1}(E)$  ne dépend que de la constante de décroissance du potentiel et de l'énergie incidente via  $\tau$ .

L'allure de  $D_{2,1}(E)$  est donnée sur la figure 4.18 et elle est commentée dans le texte attenant.

## B.2 Distribution en énergie $D_{1,1}(E)$

Le principe général du calcul de  $D_{1,1}(E)$  est le même que celui de  $D_{2,1}(E)$ . Néanmoins, il existe une différence majeure entre les deux situations : le potentiel dipolaire  $U_{dip}^{F=1, M_F=+1}$  est attractif car  $\delta_1 = \delta - \delta_{hf} = 1.3 - 6.8 = -5.5$  GHz est négatif. Il s'ensuit que si un atome initialement dans le niveau  $|F = 2, M_F = +\rangle$  subit une émission spontanée dans l'onde évanescente avant d'avoir atteint le point de rebroussement et tombe dans le niveau  $|F = 1, M_F = +1\rangle$ , il a encore une vitesse dirigée vers la surface du prisme. Il n'est donc pas réfléchi par le miroir. La condition de rebond est d'ailleurs plus stricte que cela, puisque même si l'atome subit une émission spontanée après avoir "rebroussé chemin" dans l'onde évanescente, il doit avoir une énergie cinétique suffisante pour "sortir" de ce potentiel attractif. La condition de rebond s'écrit donc :

$$U_{dip}^{2,2}(z_e) - U_{dip}^{1,1}(z_e) \leq E_{in} \quad (\text{B.15})$$

On pose :

$$\zeta'_{1,1} = \frac{\delta \times \zeta_{1,1}}{\delta - \delta_{hf}} \simeq -0.117 \quad (\text{B.16})$$

$$\Delta\zeta' = \zeta_{2,2} - \zeta'_{1,1} \simeq 0.45 \quad (\text{B.17})$$

On peut alors réécrire la condition de rebond. Un atome subissant une émission spontanée à la cote  $z_e$ , sur son trajet "retour" dans l'onde évanescente sera réfléchi si :

$$z_e \geq \frac{1}{2\kappa} \ln \left( \frac{\Delta\zeta' \hbar \Omega_0^2}{E_{in} 4\delta} \right) = z_l \quad (\text{B.18})$$

Reprenons les étapes du calcul de  $D_{2,1}(E)$ .

### B.2.1 Expression de $\frac{dP}{dt} = \Gamma'(t)$

$\Gamma'(t)$  est inchangé. Son expression est donné par l'équation B.5

### B.2.2 Expression de la cote $z_e$ en fonction de l'énergie de sortie $E$

Nous réécrivons la conservation de l'énergie pour exprimer l'énergie cinétique  $E(z_e)$  d'un atome ressortant sur le niveau  $|F = 2, M_F = +1\rangle$  et ayant fait une émission spontanée à la cote  $z_e$  :

$$E(z_e) = E_{in} + U_{dip}^{1,1}(z_e) - U_{dip}^{2,2}(z_e) \quad (\text{B.19})$$

Et à l'aide de l'équation B.3 :

$$e^{-2\kappa z_e} = (E_{in} - E(z_e)) \frac{4\delta}{\hbar\Omega_0^2} \frac{1}{\Delta\zeta'} \quad (\text{B.20})$$

### B.2.3 Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction de la cote $z_e$

Elle est toujours donnée par l'équation B.11.

### B.2.4 Expression de l'instant de l'émission spontanée en fonction $E$ et de $\frac{dt}{dE}$

En utilisant les équations B.11 et B.20, il vient :

$$t(E) = \tau \operatorname{arcsech} \left( \pm \sqrt{\frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta'} \left( 1 - \frac{E_{in}}{E} \right)} \right) \quad (\text{B.21})$$

Nous pouvons alors calculer la dérivée de  $t(E)$  par rapport à  $E$ . On trouve :

$$\frac{dt}{dE} = \frac{\tau}{2} \frac{1}{(E_{in} - E) \sqrt{\frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta'} \frac{E}{E_{in}} - \frac{\zeta_{1,1}}{\Delta\zeta'}}} \quad (\text{B.22})$$

### B.2.5 Expression finale de $D_{1,1}(E)$ .

En utilisant les équations B.22, B.5 et B.20, on trouve :

$$D_{1,1}(E) = \frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta'} \frac{\tau\Gamma}{\hbar\delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{\zeta_{2,2}}{\Delta\zeta'} \frac{E}{E_{in}} - \frac{\zeta'_{1,1}}{\Delta\zeta'}}} \quad (\text{B.23})$$

Dans ce cas, il n'y a pas de facteur 2: seule une partie du trajet "retour" doit être prise en compte.

Tout comme  $D_{2,1}(E)$  et pour les mêmes raisons, on peut remarquer que  $D_{1,1}(E)$  est indépendant de l'intensité de l'onde évanescente (*i.e.* indépendant de  $\Omega_0$ ).

L'allure de  $D_{1,1}(E)$  est donnée sur la figure 4.19 et elle est commentée dans le texte attenant.

## Annexe C

Données numériques relatives aux expériences présentées dans le chapitre 5.

$\Delta\omega/2\pi$	pic0	pic1	pic2
6	14.99	0.549	0
6.5	14.99	0.501	0
7	14.99	1.04	0.263
7.5	14.99	0.538	0
8	14.99	0.907	0
8.5	14.99	0	0
9.5	14.99	0.151	0
10.5	14.99	0	0
11	14.99	2.6	0.238
11.5	14.99	3.39	0.484
12.5	14.99	2.93	0.662
13.5	14.99	1.4	0.207
14.5	14.99	1.3	0.275
16	14.99	1	2.69
16.5	14.99	3.58	1.53
18.5	14.99	3.2	0.8
20.5	14.99	1.52	0.049

FIG. C.1: Données numériques correspondant aux spectres présentés sur la figure 5.10. Les chiffres correspondent aux aires des pics d'ordre 0, 1 et 2.

$\Delta\omega/2\pi$	pic0	pic1	pic2	pic3	pic4
6	14.88	2.74	2.75	1.44	0.94
6.5	14.88	1.01	1.64	0.97	0.77
7	14.88	1.25	1.32	0.73	0.4
7.5	14.88	2.94	1.98	1.14	0.37
8	14.88	5.47	4.38	1.34	1.12
8.5	14.88	5.64	6.4	2.74	1.48
9	14.88	4.76	5.53	3.33	1.92
9.5	14.88	4.1	3.61	2.27	1.39
10	14.88	4.18	2.58	2	1.18
10.5	14.88	3.73	2.71	2.22	0.95
11	14.88	3.36	2.91	2.22	0.89
11.5	14.88	5.24	3.56	2.07	0.91
12	14.88	5.92	4.41	1.91	0.84
12.5	14.88	5.43	4.68	1.42	0.44
13	14.88	3.72	4.21	1.98	0.32
13.5	14.88	2.75	3.14	2.21	0.38
14	14.88	3.45	3.27	3.19	1.01
14.5	14.88	4.62	3.93	3.14	1.77
15	14.88	4.65	3.28	2.7	2.18
15.5	14.88	5.96	4.48	3.75	3.53
16	14.88	4.56	3.61	3.36	4.14
16.5	14.88	4.28	3.39	4.01	5.65
17	14.88	3.67	3.33	3.79	5.76
17.5	14.88	3.14	3.33	4.17	6.18
18	14.88	2.2	2.61	3.43	5.11
18.5	14.88	2.14	2.33	2.98	3.4
19	14.88	1.76	1.89	2.63	3.14
19.5	14.88	2.2	2.18	2.65	2.99
20	14.88	2.36	2.06	2.11	2.2
20.5	14.88	2.31	2.29	2.26	2.45
21	14.88	2.41	1.86	1.25	0.88
21.5	14.88	2.29	1.77	1.29	1.01
22.5	14.88	1.51	0.88	0.44	0.12

FIG. C.2: Données numériques correspondant aux spectres présentés sur les figures 5.5 et 5.6. Les chiffres correspondent aux aires des pics d'ordre 0, 1, 2, 3 et 4.

## Annexe D

Article paru en 1997 (diffraction en incidence normale)

"A reflection grating for atoms at normal incidence",  
*Euro.Phys.Lett.* 39, (1997), 485.

EUROPHYSICS LETTERS

1 September 1997

*Europhys. Lett.*, **39** (5), pp. 485-490 (1997)

## A reflection grating for atoms at normal incidence

A. LANDRAGIN, L. COGNET, G. ZS. K. HORVATH  
C. I. WESTBROOK, N. WESTBROOK and A. ASPECT*Institut d'Optique, URA 14 du CNRS - BP 147, F-91403 Orsay Cedex, France*

(received 7 May 1997; accepted in final form 22 July 1997)

PACS. 32.80Lg – Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions.

PACS. 32.80–t – Photon interactions with atoms.

PACS. 32.80Pj – Optical cooling of atoms; trapping.

**Abstract.** – We have observed efficient atomic diffraction at normal incidence on an evanescent standing wave with a very weak spatial modulation. A modulation as small as 1.5% causes 66% of the atoms to be diffracted into the orders  $\pm 1$ . The measured diffraction efficiencies agree quantitatively with a scalar treatment of diffraction in the thin phase grating approximation.

Ever since the pioneering experiments of ref. [1], atomic diffraction from laser standing waves has been an important element in atom optics. In particular, several groups have constructed atom interferometers using such gratings [2]. An interesting variant of this technique is to use a standing evanescent wave to create a reflection grating [3]. Recently, two groups have reported the observation of diffraction of an atomic beam at grazing incidence from such a grating [4]. Curiously, theoretical analyses that neglect the structure of the atomic ground state, *i.e.* representing the atoms as scalar de Broglie waves [5]-[7], predict a vanishingly small diffraction probability for these experiments. This is because at grazing incidence, the atom sees a rapidly alternating modulation during reflection which washes out the effect. On the other hand, these experiments can be explained by invoking a transfer between different ground state Zeeman sublevels, induced by an impurity of polarization, rather than by a purely scalar diffraction effect [8]. We have thus the paradoxical situation that a very intuitive and fundamental phenomenon, scalar diffraction from a reflection grating, has not yet been observed for de Broglie waves [9].

In this paper, we report on the observation of atomic diffraction at normal incidence on a spatially modulated evanescent wave with a pure TE or TM polarization. In this situation, a scalar wave description of the atoms [6] predicts efficient diffraction without transitions between different Zeeman sublevels. We have been able to compare quantitatively our experimental results with this scalar theory of diffraction. A remarkable result of this theory is that a very weak spatial modulation is enough to efficiently diffract the atoms.

In an evanescent-wave atomic mirror (fig. 1) the reflection is due to a potential barrier which is, in the large-detuning, low-saturation limit, equal to the atomic ground state light shift (*i.e.* to the square of the exponentially varying electric field). If the evanescent wave contains a standing wave component parallel to the plane of the mirror, the potential can be written as

$$U(x, z) = U_0 e^{-2\kappa z} [1 + \varepsilon \cos(2k_x x)], \quad (1)$$

where  $\varepsilon$  is the contrast of the interference pattern, and  $1/\kappa$  is the decay length of the electric field ( $\kappa$  and  $k_x$  are of order  $k_L = 2\pi/\lambda_L$ , where  $\lambda_L$  is the vacuum wavelength of the laser which

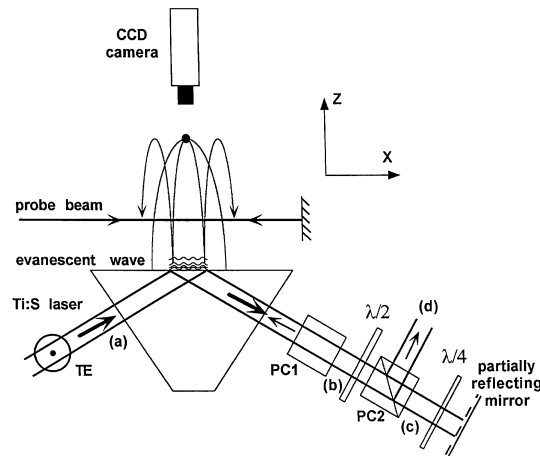


Fig. 1. – Schematic of the experiment. The titanium sapphire laser beam is TE polarized (perpendicular to the plane of the figure). The two polarizing beamsplitter cubes (PC) are identical; PC1 transmits the TE polarization. The partially reflecting mirror is a glass surface with a Fresnel coefficient of about 7%. The orientation of the two waveplates controls the amount of retroreflected light.

creates the evanescent wave). The corresponding equipotential surfaces are sinusoidal with a peak-to-peak height  $\Delta z = \varepsilon/\kappa$ . For the diffraction to be efficient, this height  $\Delta z$  has to be on the order of the de Broglie wavelength, *i.e.*  $\varepsilon \simeq \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_L}$ . Indeed, it has been shown that, to a good approximation, the grating behaves as a thin phase grating which produces a spatially modulated de Broglie wave whose corresponding phase modulation index is [6]

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta z}{\lambda_{dB}} = \varepsilon \frac{P_z}{\hbar\kappa}, \quad (2)$$

where  $\lambda_{dB}$  is the de Broglie wavelength associated with the normal (incident) atomic momentum  $P_z$ . The  $n$ -th diffraction order with a transverse momentum  $2n\hbar k_x$  has an intensity  $J_n^2(\varphi)$ , where  $J_n$  is the Bessel function of order  $n$ .

Our experimental setup is similar to that described in previous papers [10], [11]. We capture approximately  $10^8$  atoms of  $^{85}\text{Rb}$  in a magneto-optical trap and release them 17.3 mm above the evanescent wave mirror. The evanescent wave results from total internal reflection of a laser beam (of intensity  $I_L$ ) in a prism of index of refraction  $n_1 = 1.869$  (at 780 nm, *i.e.* the  $D_2$  line of Rb used to reflect the atoms) at an incidence angle  $\theta_1 = 53.4^\circ$  ( $k_x = k_L n_1 \sin \theta_1 \simeq 1.5 k_L$  and  $\kappa = k_L \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \simeq 1.12 k_L$ ). We retroreflect a small part,  $I_R$ , of the laser beam which creates the evanescent wave. Both beams are TE polarized, with a purity better than  $10^{-3}$  in intensity. The polarization of the evanescent wave is thus linear, so for a detuning large compared to the hyperfine structure of the  $6P_{3/2}$  state, the light shifts of all the Zeeman sublevels of the  $F = 3$  state are equal [11]. The modulated dipole potential is thus given by eq. (1) with  $U_0 = \hbar\Lambda$ , the light shift at the surface of the prism, and  $\varepsilon$  the optical contrast given by  $\varepsilon = 2\frac{\sqrt{R}}{1+R}$ , with  $R = I_R/I_L$ . Since  $\varepsilon$  depends only on  $R$ , it is constant over the whole surface of the mirror even with Gaussian beams, as long as the incident and retroreflected beams overlap precisely, both in size and position. We have adjusted the two sizes to be equal within 5% using their image on a CCD camera, and superimposed the two beams using the retroreflection through a spatial filter.



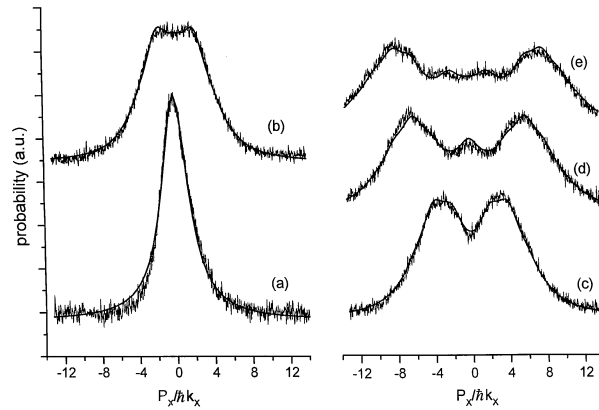


Fig. 2. – Atomic diffraction patterns for different values of the contrast of the TE evanescent standing wave: (a) zero contrast (beamstop in the retroreflected beam), (b)  $\varepsilon = 0.0139$ , (c)  $\varepsilon = 0.0230$ , (d)  $\varepsilon = 0.0359$ , (e)  $\varepsilon = 0.0433$ . The smooth solid lines represent the fits (Bessel functions convoluted by the resolution function of curve (a)).

Because the incident momentum of the atoms is large,  $P_z = 87 \hbar \kappa$ , we need to adjust  $R$  to a small value, around  $10^{-4}$ , to be in the regime where  $\varphi$  is on the order of 1. We do so by combining a weakly reflecting mirror, two polarizing cubes, and two waveplates (fig. 1). When the quarter waveplate is rotated through  $45^\circ$ , the total reflection coefficient  $R$  varies between zero and a maximum value which is determined by the setting of the half waveplate. The maximum value  $R_{\max} = 5 \times 10^{-4}$  ( $\varepsilon_{\max} = 4.5 \times 10^{-2}$ ) is deduced from the measurement of the powers of the incident and retroreflected beams [12]. The intermediate values of  $R$  are deduced from the measured orientation of the quarter waveplate, which is known with a  $0.2^\circ$  accuracy, leading to a maximum uncertainty of  $4 \times 10^{-6}$  in  $R$  ( $3 \times 10^{-4}$  in  $\varepsilon$ ).

To observe diffraction, we image the atoms onto a slow scan CCD camera (Princeton Instruments model ATE CCD 768K) as they pass through a sheet of resonant light on their way back down after bouncing (fig. 1). Typical profiles, for different values of the contrast  $\varepsilon$ , are shown in fig. 2. The horizontal coordinate on the profiles has been converted to an equivalent momentum along the  $x$ -axis. The evolution of the profiles clearly suggests diffraction. Although our resolution is not sufficient to separate adjacent peaks, we can see, for example, the increase in the populations of the higher diffraction orders, while the population of the zeroth order first decreases (curves (b) and (c)), and then increases again (curve (d)), as expected for the  $J_0^2$  function. These profiles were acquired after a fine adjustment of the superposition of the incident and retroreflected beams, otherwise the non-uniform contrast led to an asymmetry between the two peaks of the spatial distribution of the diffracted atoms [13].

The bottom curve (a) shows the atomic distribution with a beam stop in the retroreflected laser beam (zero contrast in the evanescent wave). Its width is determined by several factors. First, because of the size of the mirror (1 mm) and the short delay (100 ms) between the reflection and the detection, even a perfectly collimated atomic beam would show a width of 1 cm/s, *i.e.* a momentum spread of about  $\hbar k_x$  (FWHM). Second, the finite trap size (0.8 mm) and mirror size result in an imperfect collimation of  $2.7 \hbar k_x$  FWHM. Finally, the reflection is not perfectly specular [10], contributing about  $1.5 \hbar k_x$  FWHM. The convolution of all these effects leads to the distribution observed in the absence of modulation (curve (a)). We fit this distribution to a Lorentzian, and use the fitted curve as a resolution function in our experiment. The corresponding resolution in momentum space is  $3.4 \hbar k_x$  FWHM [14].

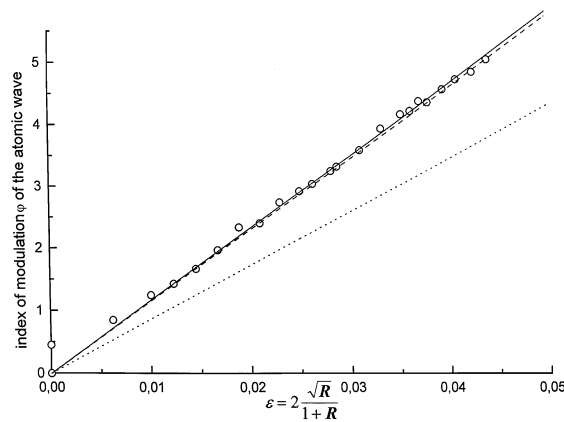


Fig. 3. – Phase modulation index  $\varphi$  of the reflected atomic de Broglie waves deduced from the diffraction profiles as a function of the contrast  $\varepsilon$  of the spatially modulated evanescent wave (TE polarization). The circles represent the modulation indices deduced from the fits of the diffraction patterns, for values of  $\varepsilon$  calculated from the measured reflection coefficient  $R$  of the laser beam. The solid line shows the fit to the data points. The dashed (dotted) line shows the theoretical prediction with (without) the van der Waals force taken into account. The second point for  $\varepsilon = 0$  (with  $\varphi \neq 0$ ) is obtained for a rotation of the  $\lambda/4$  plate corresponding to a minimum retroreflected intensity (this is different from curve (a) of fig. 2). The index of modulation deduced from the fit is consistent with a stray retroreflection of  $3 \times 10^{-6}$ , probably from reflections on the interfaces of the cubes and waveplates.

To calculate the expected diffraction patterns, we first consider an incident atomic plane wave [6]: in the case of normal incidence, the spectrum consists of diffraction peaks of momentum  $P_{x,n} = 2n\hbar k_x$  with a population  $J_n^2(\varphi)$ . We convolute these delta functions with our Lorentzian resolution function and sum over the orders  $n = -6$  to  $+6$ . This calculated pattern can be fitted to our experimental profiles with the modulation index  $\varphi$ , and a vertical scaling factor as the only adjustable parameters (see solid lines in fig. 2). We have plotted (circles in fig. 3) the fitted value of the phase modulation index  $\varphi$  as a function of the optical contrast  $\varepsilon$  deduced from the measurement of  $R$ . The individual uncertainties of the data points in fig. 3 are only due to the precision in the  $\lambda/4$  rotation and in the fit ( $<3\%$ ). The observed linear variation of  $\varphi$  with  $\varepsilon$  is an important test of our model in which the diffraction is due to the modulation of the evanescent wave resulting from the interference between incident and retroreflected evanescent waves.

We have fitted the data points to a straight line (solid line in fig. 3) and have found a slope of 117. This slope is 1.35 times steeper than the expected slope,  $\frac{P_x}{\hbar\kappa} = 87$  (dotted line in fig. 3). The discrepancy is inconsistent with our uncertainty in the expected slope, which includes: 5% for the measurements of the maximum contrast (see [12]) and the relative sizes of the two beams, 1% for the incident momentum, and 2% in the value of  $\kappa$  (due to the uncertainty in the angle of incidence  $\theta_1$ ).

To understand this difference we must take into account the van der Waals potential between the atoms and the dielectric surface supporting the evanescent wave [11], which increases the diffraction efficiency for the same  $R$ . This can be understood qualitatively because the van der Waals potential causes the slope of the total potential  $dU/dz$  to decrease, and the atoms to spend more time in the evanescent wave. In the calculation of the diffraction efficiency,

this effect leads to an increase in the index of modulation by a factor, which depends on the dipole potential, thus leading to a dependence on the absolute value of the light shift  $A$  and not only on  $\varepsilon$  (*i.e.* on  $R$ ). This effect diminishes for larger dipole potentials, but since we use Gaussian laser beams, there is always a large fraction of the atoms that bounces on the edge of the mirror where the van der Waals force has a strong influence.

In fact, we have found numerically that in our range of experimental parameters the effect of the van der Waals interaction is chiefly sensitive to the ratio between the maximum of the total reflecting potential (light shift plus van der Waals) at the center of the Gaussian profile, and the reflection threshold (the minimum potential barrier necessary to reflect the atoms). We therefore do not need the absolute value of the light shift, which is more difficult to measure precisely [15]. In the experiment, we first determine the intensity corresponding to the reflection threshold, and then we increase it by 10%. This information allows us to calculate a corrected value of the modulation index at each point on the mirror. To get the diffraction pattern, we perform an average over the mirror. This results in a functional form for the diffraction pattern that is more complex than a simple sum of Bessel functions. However, within our experimental resolution, we cannot distinguish the corrected diffraction pattern from a simple sum of Bessel functions with a new effective modulation index, equal to 1.33 times the previous one (the correction factor is constant over all our range of parameters). The resulting expected slope is 115 (dashed line in fig. 3), which is in good agreement with the experimental slope, 117. The uncertainty in the calculated slope must now take into account the uncertainty in the threshold of the reflection (5%), which leads a total uncertainty of  $(\begin{smallmatrix} +7\% \\ -10\% \end{smallmatrix})$ .

We have also performed the experiment with TM polarization in both incident and retroreflected laser beams. The observed spatial distributions of the diffracted atoms are qualitatively similar to the TE case, but for values of  $R$  larger by a factor of about 40. To understand this difference, we note that the polarizations in the counterpropagating evanescent waves are elliptical in the plane of incidence ( $xz$ ), with opposite senses of rotation, and the resulting polarization has an ellipticity modulated both in magnitude and orientation. In the limit of a detuning large compared to the excited state hyperfine structure, and for our case of a ground state hyperfine level with  $J = 1/2$ , the  $m_F$  Zeeman sublevels (relative to the  $y$ -axis, perpendicular to the plane of the elliptic polarization) remain eigenstates of the light shift operator. This results in a different light shift modulation for each Zeeman sublevel.

Our quantitative calculations of the profiles also account for the fact that the effective mirror size is different for each Zeeman sublevel, as well as the effect of the van der Waals interaction. The profiles calculated for each Zeeman sublevel are then averaged assuming a uniform distribution among the sublevels. Unlike the TE case, the profiles calculated in this way differ from a simple sum of Bessel functions, and fit the experimental profiles more closely. After taking all these effects into account, the observed diffraction patterns are in good agreement with theory.

We have thus found that atomic diffraction at normal incidence on a spatially modulated evanescent wave with a pure TE or TM polarization can be quantitatively understood using the scalar diffraction theory developed in ref. [6]. We now plan to investigate the effect of different polarizations for the incident and reflected evanescent waves, as well as the influence of the angle of incidence. This should help clarify the phenomenon of diffraction at grazing incidence.

We have also shown that efficient atomic diffraction can be observed even for very weak retroreflected beams: 66% of the atoms are in the  $\pm 1$  orders for  $R = 5.6 \times 10^{-5}$ . The great sensitivity of atomic mirrors to stray light is illustrated by the fact that a reflection coefficient  $R$  as small as a few  $10^{-6}$  results in a noticeable effect. One must be aware of this great sensitivity when performing atom optics experiments using evanescent wave atomic mirrors at normal incidence.

\*\*\*

We are grateful to N. DIMARCQ of Laboratoire de l'Horloge Atomique (Orsay) for the loan of the slow scan CCD camera. GZsKH is supported by the Swiss National Science Foundation. This work was supported by DRET, Région Ile de France, Ultimatech (CNRS), and the HCM and TMR programs of the European Union.

## REFERENCES

- [1] GOULD P. L., RUFF G. A. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986) 827; see also GOULD P. L. and PRITCHARD D. E., *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", course CXXXI*, edited by A. ASPECT, W. BARLETTA and R. BONIFACIO (IOS Press, Amsterdam) 1996 and references therein.
- [2] RASEL E. M., OBERTHALER M. K., BATELAAN H., SCHMIEDMAYER J. and ZEILINGER A., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 2633; GILTNER D. M., MCGOWAN R. W. and LEE S. A., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 2638.
- [3] HAJNAL J. V. and OPAT G. I., *Opt. Commun.*, **71** (1989) 119; FERON S., REINHARDT J., DUCLOY M., GORCEIX O., CHORMAIC S. N., MINIATURA C., ROBERT J., BAUDON J., LORENT V. and HABERLAND H., *Phys. Rev. A*, **49** (1994) 4733; STENLAKE B. W., LITTLER I. C. M., BACHOR H.-A., BALDWIN K. G. H. and FISK P. T. H., *Phys. Rev. A*, **49** (1994) 16.
- [4] CHRIST M., SCHOLZ A., SCHIFFER M., DEUTSCHMANN R. and ERTMER W., *Opt. Commun.*, **107** (1994) 211; BROURI R., ASIMOV R., GORLICKI M., FERON S., REINHARDT J., LORENT V. and HABERLAND H., *Opt. Commun.*, **124** (1996) 448.
- [5] DEUTCHMANN R., ERTMER W. and WALLIS H., *Phys. Rev. A*, **47** (1993) 2169.
- [6] HENKEL C., COURTOIS J.-Y. and ASPECT A., *J. Phys. II*, **4** (1994) 1955.
- [7] SAVAGE C. M., GORDON D. and RALPH T. C., *Phys. Rev. A*, **52** (1995) 4741.
- [8] GORDON D. and SAVAGE C. M., *Opt. Commun.*, **130** (1996) 34; GORDON D. and SAVAGE C. M., *Opt. Commun.*, **136** (1997) 503. See also HENKEL C., MÖLMER K., KAISER R. and WESTBROOK C. I., *Phys. Rev. A*, **56** (1997) 1; DEUTCHMANN R., ERTMER W. and WALLIS H., private communication.
- [9] In the time domain, diffraction at normal incidence, interpretable by a scalar theory, has been observed, and used for atomic interferometry (see STEANE A., SZRIFTGISER P., DESBIOLLES P. and DALIBARD J., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 4972; SZRIFTGISER P., GUÉRY-ODELIN D., ARNDT M. and DALIBARD J., *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 4).
- [10] LANDRAGIN A., LABEYRIE G., HENKEL C., KAISER R., VANSTEENKISTE N., WESTBROOK C. I. and ASPECT A., *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1591.
- [11] For a discussion of the role of the van der Waals interaction in the evanescent wave mirror see LANDRAGIN A., COURTOIS J.-Y., LABEYRIE G., VANSTEENKISTE N., WESTBROOK C. I. and ASPECT A., *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 1464 and references therein.
- [12] The maximum reflection coefficient is determined by the ratio  $R_{\max} = P_d P_c / P_a P_b$ , where  $P_a$ ,  $P_b$ ,  $P_c$  are the measured powers of the incident beam at points (a), (b) and (c) of fig. 1, and  $P_d$  is the maximum power measured at point (d), as a function of the orientation of the quarterwave plate.  $P_d$  is also equal to the maximum power of the retroreflected beam at point (b).
- [13] To understand how a non-uniform index of modulation can lead to an asymmetry in the atomic spatial distribution, one has to take into account the correlation between the position where the atoms bounce on the mirror, their incident momentum and the position where they are detected in the probe beam.
- [14] The fact that our collimation is of the same order as the expected momentum transfer corresponds to a transverse coherence length which is approximately equal to that of the grating period. In other words, our diffraction pattern does not result from multiple-beam interference.
- [15] The value of the total potential maximum deduced from the threshold measurement is 14% higher than the value deduced from the direct evaluation of the light shift, based on: power of the incident laser beam 2.1 W, size of the beam waists  $0.88 \times 0.82$  mm, detuning 3 GHz, angle  $\theta_1 = 53.4^\circ$ . This is consistent with our 20% uncertainty in this light shift measurement.

## Annexe E

### Article paru en 1998 (diffraction en incidence rasante)

"Atomic interference in grazing incidence diffraction from an evanescent wave mirror", *Phys.Rev.Lett.* 81, (1998), pp.5044-5047.

## Atomic Interference in Grazing Incidence Diffraction from an Evanescent Wave Mirror

L. Cagnet, V. Savalli, G. Zs. K. Horvath, D. Holleville,\* R. Marani, N. Westbrook, C. I. Westbrook, and A. Aspect

Laboratoire Charles Fabry<sup>†</sup> de l'Institut d'Optique, BP 147, Orsay CEDEX 91403, France

(Received 11 May 1998)

We report an experiment showing that atomic diffraction at grazing incidence from an evanescent wave mirror results from polarization gradients in the evanescent wave which induce transitions among atomic internal states. The resulting grating can produce large angle coherent beam splittings. We also demonstrate atomic interference in the form of a Stückelberg oscillation in the diffraction efficiency which is very sensitive to the atom wall van der Waals potential. [S0031-9007(98)07831-4]

PACS numbers: 03.75.Be, 03.75.Dg, 32.80.Lg

Diffraction at grazing incidence is an important phenomenon in which large period gratings can be used to deflect short wavelength beams through large angles (Fig. 1a). A striking demonstration of the effect occurs when a laser beam is incident on an ordinary ruler at grazing incidence. This is particularly useful in the field of x-ray optics [1] and neutron optics [2]. Similarly, atomic diffraction from a spatially modulated evanescent wave mirror at grazing incidence has also been under study for some time [3–7]. Following the first observations of this phenomenon [8,9], there has been some debate as to the physical mechanism responsible for diffraction because simple, two level models (which ignore light polarization and internal atomic structure) predict vanishingly small effects [6,7,10] at grazing incidence. This vanishing, due to the slow variation of the reflecting potential in the direction normal to the surface on the scale of the de Broglie wavelength, contrasts to the typical optical case of a hard wall reflection grating and is analogous to the case of a thick grating. Through recent theoretical studies, however, a consensus has emerged that the interpretation of the observations of diffraction at grazing incidence must involve the internal atomic structure and polarization effects in the evanescent wave [11–13].

In this paper, we present the results of an experiment clearly demonstrating this. A simple physical model involving Landau-Zener transitions between ground state sublevels allows us to interpret the behavior of the diffraction efficiency. In particular, we observe Stückelberg oscillations, i.e., an interference between several atomic trajectories in the evanescent wave [11,13]. These oscillations are highly sensitive to the exact potential acting on the atoms and thus constitute a new technique for observing the van der Waals interaction between the atom and the dielectric surface supporting the evanescent wave.

Ordinary, scalar diffraction is the consequence of a spatial modulation of an incident wave front and does not involve internal degrees of freedom, such as polarization or spin. At grazing incidence on a thick grating, diffraction is strongly suppressed because the atomic phase, calculated along a classical trajectory, is averaged out over many grating periods [7,14]. This effect is well known in connection

with diffraction from acoustic waves [15]. It can also be interpreted [7,16] as the impossibility of satisfying energy conservation in the time independent reflecting potential  $V(x, z) = V_0 \exp(-2\kappa z) [1 + \varepsilon \cos 2k_x x]$ , where  $\kappa$  and  $k_x$  are the imaginary and real parts of the wave vector of the evanescent wave field. Because of energy conservation, the quantum  $\Delta p_x = \pm 2\hbar k_x$  of momentum transfer along  $x$  due to diffraction must be accompanied by a momentum change  $\Delta p_z \approx \pm 2\hbar k_x \tan i$  along  $z$ , where  $i$  is the angle of incidence (see Fig. 1a). The maximum normal momentum transfer, however, between the zeroth (specularly reflected) order and the diffracted orders is limited to approximately  $\hbar \kappa$  because of the spatial extent  $\kappa^{-1}$  of the potential. At grazing incidence, where  $\tan i$  is large, one can satisfy energy conservation only by specular reflection.

To understand how polarization effects and internal structure allow one to overcome this impossibility, we consider an atom with two Zeeman ground states  $m_1$  and  $m_2$  bouncing on an evanescent wave far detuned above a resonance. A strong, TM polarized incident beam produces

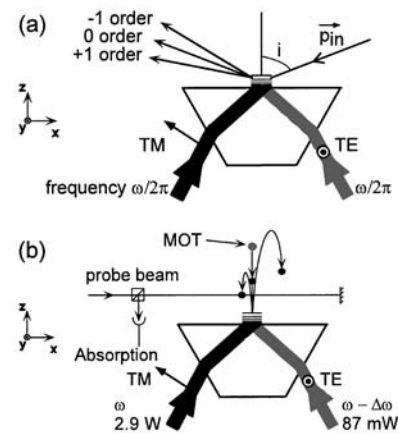


FIG. 1. (a) Schematic of a diffraction experiment at grazing incidence. (b) Schematic of our experiment, which is equivalent to (a) in the reference frame moving horizontally with the atoms.

an evanescent wave which, for angles not too close to the critical angle, has a predominantly  $\sigma^-$  circular polarization along the  $y$  axis (see Fig. 1a). This wave produces different potentials for the two ground states due to the different couplings between the ground and excited states. If one adds a weak TE polarized ( $\pi$  polarized along the  $y$  axis) wave propagating in the opposite direction, one can consider the ground state potentials unchanged to first order and treat the effect of the TE wave as a perturbation proportional to  $\cos(2k_x x) \exp(-2\kappa z)$  coupling the two internal states. This perturbation also couples momentum states differing by  $\pm 2\hbar k_x$  and thus produces diffraction with an internal state change. The energy transfer associated with the momentum change in the normal direction comes from the difference in the light shifts of the two states. The optical analog of this effect consists of a birefringent material the direction of whose optical axis is spatially modulated [17,18]. In the optical analog, diffraction is also accompanied by a polarization change and is thus observed by placing the grating between crossed polarizers. The detection method we describe below is quite analogous.

It is convenient to further analyze this system by shifting the two potential curves by an amount corresponding to the kinetic energy change [6]. The transition between internal states can be understood as a curve crossing (Fig. 2). The atom approaches on one of the two potentials and is “split in two” at the crossing. Its momentum is then reversed by the potential and it reencounters the crossing which again splits the probability amplitude. Which potential curve the atom ends up on, and thus whether or not the atom is diffracted, depends on the splitting amplitude and on the difference in the phases accumulated on the two possible paths. Thus fringes, or Stückelberg oscillations [19], occur in the diffraction probability either as a function of the incident energy or of the position of the crossing.

Our experimental setup is sketched in Fig. 1b. Instead of using a traditional grazing incidence geometry, we allow the atoms to fall from a magneto-optical trap (MOT)

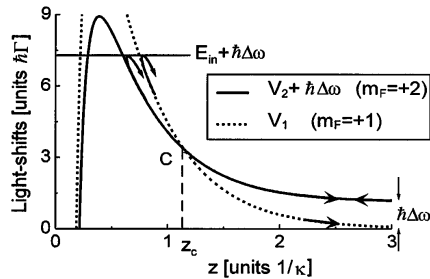


FIG. 2. Potential curves, including the van der Waals force, experienced by the atoms during reflection. The horizontal and vertical scales correspond to our experimental parameters. The atoms arrive on the  $V_2$  potential, pass through the curve crossing twice, and can end up on either  $V_2$  or  $V_1$ . Two paths are possible and can interfere producing fringes as a function of the location of the crossing.

onto an evanescent wave mirror at normal incidence and introduce a frequency difference  $\Delta\omega$  between the right and left propagating waves to create a moving grating [4,20]. The angle of incidence  $i$  in the rest frame of the grating is given by  $\tan i = \frac{\Delta\omega}{2k_x v}$ , where  $v$  is the incident normal atomic velocity. In the lab frame the potential is time dependent [21] and one can think of the level crossing as being between two potentials asymptotically separated by  $\hbar\Delta\omega$ . Alternatively, one can view the process as a stimulated Raman transition with a Raman shift  $\Delta\omega$  [13].

We use largely the same setup as described in Ref. [22]. The main differences are as follows. We use a strong TM wave with a detuning of 1.3 GHz to the blue of the D2 resonance of  $^{87}\text{Rb}$  and with a power 2.9 W in about  $1 \text{ mm}^2$ . After total internal reflection the laser beam is frequency shifted by two double-pass acousto-optic modulators to produce a variable frequency difference  $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$  between 6 and 22 MHz. Its polarization is also rotated to TE before being sent back into the prism in the direction opposite to the TM beam. The evanescent wave parameters are  $\kappa = 1.12k$ ,  $k_x = 1.50k$ , where  $k$  is the magnitude of the vacuum wave vector of the laser. The MOT is located 17.9 mm above the prism. We optically pump the atoms into one of the extreme  $m_F$  states of the  $F_g = 2$  manifold. The optical pumping is performed by a circularly polarized and retroreflected laser tuned to the  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  transition in the presence of a 300 mG guiding field. Because of our optical access, the pumping laser propagates at  $45^\circ$  to the  $y$  axis, so that we must adiabatically turn the atom polarization after pumping by varying the guiding field direction on a time scale of about 10 ms. We estimate that more than 93% of the atoms are pumped into the desired  $m_F$  level. We detect the atoms using a retroreflected probe laser, with a  $1 \times 20 \text{ mm}^2$  cross section, placed 9.6 mm under the trap. We monitor the absorption of the probe as the atoms fall through it after the first bounce on the mirror. Given the initial temperature of the MOT and the temporal duration of the mirror, our time-of-flight resolution is about 10 ms (FWHM).

Typical time-of-flight data are shown in Fig. 3. Several qualitative features are apparent which confirm our model. First, the role of the internal states of the atom is evident. In our case in which the negative  $m_F$  states are more strongly shifted than the positive  $m_F$  states, an atom pumped into  $m_F = -(+)2$  can be diffracted only into positive (negative) orders. Also, one sees in the figure that no more than four diffraction orders can be populated owing to the number of possible  $m_F$  changing transitions. Second, we have confirmed that the wrong sign of  $\Delta\omega$  results in suppressed diffraction. For a  $\sigma^-$  polarized evanescent wave, our model predicts no diffraction at all because the  $\sigma^-/\pi$  Raman transition between the two states is always far off resonance if  $\Delta\omega$  is negative. However, there remains a 12% residual  $\sigma^+$  field amplitude so the  $m_F = 2$  and  $m_F = 1$  states are weakly coupled by a resonant  $\sigma^+/\pi$  transition. Thus a weak diffraction is still observed. Third, we have verified that no diffraction

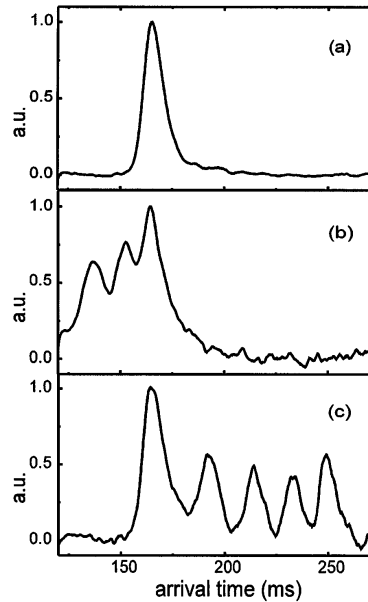


FIG. 3. Time-of-flight spectra for various experimental conditions. (a) No TE beam present. Atoms polarized in  $m_F = +2$  reflect specularly from the mirror producing a single peak. (b) TE to TM intensity ratio 0.026,  $\Delta\omega = 7$  MHz. Atoms polarized in  $m_F = -2$  can be diffracted only into positive orders producing several peaks arriving earlier than the specular peak. (c) TE to TM ratio 0.026,  $\Delta\omega = 16$  MHz. Atoms polarized in  $m_F = +2$  can diffract only into negative orders during the bounce. All  $m_F$  levels are populated after diffraction.

takes place if both laser beams are polarized TM. In this case there is no coupling term between the internal states or different diffraction orders [23]. This situation thus corresponds to scalar diffraction at grazing incidence and thus is highly suppressed. Finally, we have verified that the separations of the peaks in the spectra correspond to energy transfers of integral multiples of  $\hbar\Delta\omega$ .

We have analyzed the diffraction probability  $P$  as a function of  $\Delta\omega$  in the regime of low TE beam intensity, when only a single diffraction order is significantly populated. This simplifies the analysis since it should permit a comparison to the two level model discussed in Ref. [13]. To extract  $P$  from the time-of-flight data, we normalize the height of the central peak to that of a spectrum with no diffraction (TE intensity zero) and subtract the two spectra. We then fit the remaining peak by a Gaussian curve. We use the area of the fitted peak as a measure of the number of diffracted atoms and the total area of the spectrum as a measure of the total number of reflected atoms. Their ratio gives the experimental value of the diffraction probability. Figure 4 shows a plot of  $P$  vs  $\Delta\omega$  with evident oscillations.

To compare the data to our model, we perform a calculation as in Ref. [13]. If one ignores the van der Waals

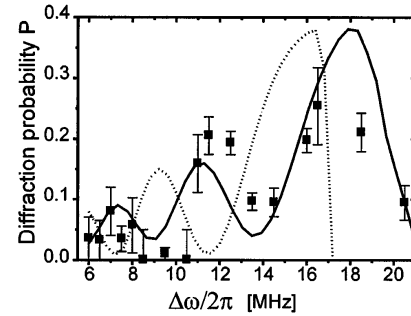


FIG. 4. Diffraction probability  $P$  vs  $\Delta\omega$  in the low TE intensity (perturbative) regime. Error bars are rough visual estimates from the time-of-flight spectra. The solid curve is a prediction based on the Landau-Zener model including the van der Waals potential. The dotted line is the same calculation but neglecting the van der Waals potential.

potential it is possible to derive an analytic expression for  $P(\Delta\omega)$  using the Landau-Zener formula and a Jeffreys-Wentzel-Kramers-Brillouin treatment of the phase accumulated during propagation on the individual exponential potential curves. The van der Waals potential modifies the potential curves and necessitates a numerical integration of the phase. A direct numerical solution of the Schrödinger equation including two  $m_F$  levels confirms this calculation. In addition, the fact that the laser beam is Gaussian means that the effect of the van der Waals potential is not the same at every point of the mirror [22]. Thus, we must perform an average over the mirror to accurately model the effect of the van der Waals potential. Finally, because the MOT has a finite spatial extent, the kinetic energy distribution of the atoms when they hit the mirror has a relative width of about 5%. The phase depends sensitively on the incident energy so that we must average over the initial energy distribution. The result is shown in Fig. 4, where we have rescaled the theoretical curve down by a factor of 2.4 (see below). We also show the theoretical prediction when all parameters are the same including the average over the initial energy distribution but ignoring the van der Waals potential. There is clearly a significant shift in the predicted curve in the presence of the van der Waals force as well as a loss of contrast due to the averaging over the mirror. Equally clearly, the phase of the oscillations fit much better to the van der Waals model.

In spite of the good agreement of the phase, our analysis indicates that the diffraction is less efficient than our theory predicts by about a factor of 2.4. One possible explanation for this discrepancy is an error in the TE to TM intensity ratio which would result in the same relative error in the diffraction probability. Our uncertainty in the ratio, however, is estimated to be about 30% (dominated by the uncertainty in the quality of the overlap of the Gaussian TE and TM beams). Another possible explanation may be the effect of spontaneous emission. The



calculated spontaneous emission probability per bounce is about 60% when one includes the modification of the spontaneous emission rate near the dielectric surface [24]. Spontaneous emission can have several effects. It causes an error in our normalization and also modifies the contrast of the interference fringes. Finally, the inclusion of five  $m_F$  levels in our theoretical model could modify the predicted diffraction efficiency. A quantitative theoretical investigation of these effects is in progress.

The mechanism we have demonstrated has several interesting ramifications. First, we have demonstrated an efficient large angle atomic beam splitter. The momentum transfer corresponding to  $\hbar\Delta\omega$  for  $\Delta\omega/2\pi = 18$  MHz is about  $20\hbar k$  in our situation. Future applications of the beam splitter include interferometric measurements of gravitational gradients or rotation measurements. The phase of the oscillations themselves amount to an interferometric observation of the van der Waals interaction. Unlike our previous measurements [25], in which we measured only the height of the van der Waals potential at a specific distance, the oscillations depend on the potential along an extended path. Thus, it may be possible to study departures from the  $z^{-3}$  law due to retardation corrections as a function of  $z$ . This possibility bears some similarity to the situation analyzed in Ref. [26]. Finally, it is important to note that polarization effects such as these may be important in analyzing diffuse reflection of atoms propagating in hollow optical fibers [27]. As discussed in Ref. [13], scattered light can change polarization and lead to inelastic reflection as discussed above. Thus, multi-level atoms may be severely scattered in hollow fibers despite the grazing incidence geometry. On the other hand, knowledge of this mechanism may permit an appropriate choice of parameters (a  $J = 0$  atom for example, or appropriate polarizations and atomic beam velocities) to avoid the kind of strong couplings demonstrated here.

We acknowledge useful discussions with C. Henkel and E. Cornell. This work was supported by the Région Ile de France, Ultimatech, DGA and EU Grant No. ERB FMRX-CT96-002. G. Zs. K. H. was supported by the Swiss National Science Foundation.

\*Present address: Laboratoire de l'Horloge Atomique, 91405 Orsay, France.

†Unité associée au CNRS.

- [1] A. Erko, V. Aristov, and B. Vidal, *Diffraction X-ray Optics* (IOP Publishing, Bristol, 1996).
- [2] H. Kurz and H. Rauch, *Z. Phys.* **220**, 419 (1969).
- [3] J. Hajnal and G. Opat, *Opt. Commun.* **71**, 119 (1989).

- [4] B. Stenlake, I. Littler, H.-A. Bachor, K. Baldwin, and P. Fisk, *Phys. Rev. A* **49**, 16 (1994).
- [5] S. Feron *et al.*, *Phys. Rev. A* **49**, 4733 (1994).
- [6] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, *Phys. Rev. A* **47**, 2169 (1993).
- [7] C. Henkel, J.-Y. Courtois, and A. Aspect, *J. Phys. II (France)* **4**, 1955 (1994).
- [8] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutchmann, and W. Ertmer, *Opt. Commun.* **107**, 211 (1994).
- [9] R. Brouri, R. Asimov, M. Gorlicki, S. Feron, J. Reinhardt, V. Lorent, and H. Haberland, *Opt. Commun.* **124**, 448 (1996).
- [10] C. M. Savage, D. Gordon, and T. C. Ralph, *Phys. Rev. A* **52**, 4741 (1995).
- [11] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, *Phys. Rev. A* **48**, 4023 (1993).
- [12] D. Gordon and C. M. Savage, *Opt. Commun.* **130**, 34 (1996); **136**, 503 (1997).
- [13] C. Henkel, K. Moelmer, R. Kaiser, and C. Westbrook, *Phys. Rev. A* **56**, 9 (1997).
- [14] P. Martin, P. Gould, B. Oldaker, A. Miklich, and D. Pritchard, *Phys. Rev. A* **36**, 2495 (1987).
- [15] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, Oxford, 1980), 6th ed., Chap. 12.
- [16] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
- [17] J.-M. Jonathan and M. May, *Opt. Commun.* **29**, 7 (1979).
- [18] T. Huang and K. Wagner, *J. Opt. Soc. B* **13**, 282 (1996).
- [19] E. Nikitin and S. Umanskii, *Theory of Slow Atomic Collisions* (Springer, Berlin, 1984).
- [20] W. Hamilton, A. Klein, G. Opat, and P. Timmins, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2770 (1987).
- [21] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995). This work demonstrates diffraction from a time dependent potential. Note, however, that it is described by a scalar theory and is thus subject to the same limitations as discussed above.
- [22] A. Landragin, L. Cognet, G. Horvath, N. Westbrook, C. Westbrook, and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **39**, 485 (1997).
- [23] In principle,  $\Delta m_F = \pm 2$  transitions are possible in the presence of the  $\sigma^\pm$  polarizations in the two counter-propagating TM waves. At detunings large compared to the excited state hyperfine structure, however, atoms with  $J = 1/2$  ground states cannot undergo such transitions.
- [24] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, and J. Mertz, *Phys. Rev. A* **53**, 1862 (1996).
- [25] A. Landragin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
- [26] B. Segev, R. Côté, and M. Raizen, *Phys. Rev. A* **56**, 3350 (1997).
- [27] M. Renn, E. Donley, E. Cornell, C. Wieman, and D. Anderson, *Phys. Rev. A* **53**, 648 (1996); H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. Lee, and W. Jhe, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4500 (1996).

# Bibliographie

- [1] P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac, “Reflection of electrons from standing light waves”, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29**, 297 (1933).
- [2] S. Altshuler, L. Frantz, and R. Braunstein, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 231 (1966).
- [3] E. Arimondo, H. Lew, and T. Oka, “Deflection of a Na beam by resonant standing-wave radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 753 (1979).
- [4] V. A. Grinchuk, E. F. Kuzin, M. L. Nagaeva, G. A. Ryabenko, A. P. Kazantzev, and G. I. Surdutovich, “Scattering of an atomic beam by short light pulse”, *Phys. Lett. A* **86**, 136 (1981).
- [5] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, S. R. Atlas, and D. E. Pritchard, “Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 370 (1983).
- [6] V. A. Grinchuk, A. P. Kazantzev, E. F. Kuzin, M. L. Nagaeva, G. A. Ryabenko, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, “Scattering of atoms by the forces of stimulated radiation pressure”, *Sov. Phys. JETP* **59**, 56 (1984).
- [7] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, and D. E. Pritchard, “Deflection of atoms by standing-wave radiation”, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1784 (1985).
- [8] P. L. Gould, G. A. Ruff, and D. E. Pritchard, “Diffraction of atoms by light: The near resonant Kapitza-Dirac effect”, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986).
- [9] P. Martin, P. Gould, B. Oldaker, A. Miklich, and D. E. Pritchard, “Diffraction of atoms moving through a standing light wave”, *Phys. Rev. A* **36**, 2495 (1987).
- [10] P. L. Gould, P. J. Martin, G. A. Ruff, R. A. Stoner, J. L. Picqué, and D. E. Pritchard, “Momentum transfer to atoms by a standing light wave: Transition from diffraction to diffusion”, *Phys. Rev. A* **43**, 585 (1991).
- [11] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, and D. E. Pritchard, “Bragg scattering of atoms from a standing light wave”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
- [12] C. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling”, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).

- 
- [13] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [14] F. Riehle, T. Kister, A. Witte, J. Helmcke, and C. J. Bordé, “Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
- [15] J. Robert, C. Miniatura, S. LeBoiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski, and J. Baudon, “Atomic interferometry with metastable hydrogen atoms”, *Europhys. Lett.* **16**, 629 (1991).
- [16] T. Pfau, C. Kurtsiefer, C. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, “Magneto-optical beam splitter for atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3427 (1993).
- [17] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, “Atom wave interferometry with diffraction gratings of light”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2633 (1995).
- [18] S. Kunze, K. Dieckmann, and G. Rempe, “Diffraction of atoms from a measurement induced grating”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2038 (1997).
- [19] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, and J. Dalibard, “Atomic wave diffraction and interference using temporal slits”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4 (1996).
- [20] J. Hajnal and G. Opat, “Diffraction for atoms by a standing evanescent light wave—A reflection grating for atoms”, *Opt. Commun.* **71**, 119 (1989).
- [21] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutchmann, and W. Ertmer, “Diffraction and reflection of a slow metastable neon beam by an evanescent light grating”, *Opt. Commun.* **107**, 211 (1994).
- [22] R. Brouri, R. Asimov, M. Gorlicki, S. Feron, J. Reinhardt, V. Lorent, and H. Haberland, “Thermal atom beam splitting by an evanescent standing wave”, *Opt. Commun.* **124**, 448 (1996).
- [23] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, “Reflection and diffraction of atomic de Broglie waves by an evanescent laser wave”, *Phys. Rev. A* **47**, 2169 (1993).
- [24] C. M. Savage, D. Gordon, and T. C. Ralph, “Numeric modeling of evanescent wave atom optics”, *Phys. Rev. A* **52**, 4741 (1995).
- [25] C. Henkel, J.-Y. Courtois, and A. Aspect, “Atomic diffraction by a thin phase grating”, *J. Phys. II* **4**, 1955 (1994).
- [26] A. Landragin, L. Cогnet, G. Horvath, N. Westbrook, C. Westbrook, and A. Aspect, “A thin phase grating at normal incidence”, *Europhys. Lett.* **39**, 485 (1997).
- [27] A. Landragin, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1997.

- [28] D. Gordon and C. M. Savage, "Evanescent wave diffraction of multi-level atoms", *Opt. Commun.* **130**, 34 (1996).
- [29] C. Henkel, K. Moelmer, R. Kaiser, and C. I. Westbrook, "Atomic diffraction assisted by a stimulated Raman transition", *Phys. Rev. A* **56**, 9 (1997).
- [30] D. Gordon and C. M. Savage, *Opt. Commun.* **136**, 503 (1997).
- [31] V. V. Vladimirkii, "Magnetic mirrors, channels and bottles for cold neutrons", *Sov. Phys.-JETP* **12**, 740 (1961).
- [32] G. I. Opat, S. J. Wark, and A. Cimmino, "Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules", *Appl. Phys. B* **54**, 396 (1992).
- [33] T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, and E. A. Hinds, "Realization of a magnetic mirror for cold atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 629 (1995).
- [34] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat, and P. Hannaford, "Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror", *Quantum. Semiclass. Opt* **8**, 713 (1996).
- [35] D. Meschede, I. Bloch, A. Geopfert, D. Haubrich, M. Kreis, F. Lison, R. Schutze, and R. Wynands, "Atom optics with permanent magnetic components", *SPIE Proceedings.* **2995**, 121 (1997).
- [36] K. S. Johnson, M. Drndic, J. H. Thywissen, G. Zabow, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, "Atomic deflection using an adaptative micro-electromagnet mirror", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1137 (1998).
- [37] D. C. Lau, A. I. Sidorov, G. I. Opat, R. J. McLean, W. J. Rowlands, and P. Hannaford, "Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires", *Eur. Phys. J. D.* **5**, 193 (1999).
- [38] M. Drndic, K. S. Johnson, J. H. Thywissen, M. Prentiss, and R. M. Westervelt, "Micro-electromagnets for atom manipulation", *Appl. Phys. B* **72**, 2906 (1998).
- [39] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, "Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave atomic mirror", *Opt. Lett.* **21**, 1591 (1996).
- [40] C. Henkel, K. Moelmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, and A. Aspect, "Diffuse atomic reflection at a rough mirror", *Phys. Rev. A* **55**, 1160 (1997).
- [41] I. G. Hughes, P. A. Barton, T. M. Roach, and E. A. Hinds, "Atom optics with magnetic surfaces: II. Microscopic analysis of the "floppy disk"", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 2119 (1997).

- 
- [42] C. V. Saba, P. A. Barton, M. G. Boshier, I. G. Hughes, P. Rosenbuch, B. E. Sauer, and E. A. Hinds, "Reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 468 (1999).
- [43] R. Cook and R. Hill, "An electromagnetic mirror for neutral atoms", *Opt. Commun.* **43**, 258 (1982).
- [44] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, and A. Aspect, "Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
- [45] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, 6th ed. (Pergamon, Oxford, 1980), p. 40.
- [46] D. Gordon and A. Ashkin, "Motion of atoms in a radiation trap", *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).
- [47] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).
- [48] J. V. Zanthier, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1995.
- [49] C. Cohen-Tannoudji, (Cours donnés au collège de France, 1991-92).
- [50] J. E. Lennard-Jones, "Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces", *Opt. Commun.* **28**, 333 (1932).
- [51] H. B. G. Casimir and D. Polder, "The influence of retardation on the London-van der Waals forces", *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [52] Y. Tikochinsky and L. Spruch, "Retarded electric and magnetic Casimir interaction of a polarizable system and a dielectric permeable wall", *Phys. Rev. A* **48**, 4223 (1993).
- [53] C. Henkel, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1998.
- [54] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, "The Feynman integral approach to atomic interferometry. A tutorial", *J. Phys. II* **4**, 1999 (1994).
- [55] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, *Quantum mechanics and path integrals* (McGraw-Hill, New-York, 1965).
- [56] par exemple : A. Messiah, *Mécanique quantique tome I*. (Edition Dunod, 1995), p. 194.
- [57] C. Henkel, J. Y. Courtois, R. Kaiser, C. I. Westbrook, and A. Aspect, "Phase-shifts of atomic de Broglie waves at an evanescent wave mirror", *JLaser Physics* **4**, 1042 (1994).
- [58] N. Cabrera, V. Celli, F. Goodman, and R. Manson, "Scattering atoms by solid surfaces", *Surf. Sci.* **12**, 418 (1970).

- [59] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, "Reflection beam splitter for multilevel atoms", *Phys. Rev. A* **48**, 4023 (1993).
- [60] J.-Y. Courtois, , publication interne, Institut d'Optique.
- [61] G. Barwood and W. Rowley, "Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilised laser diodes at 780 nm and 795 nm", *Appl. Phys. B* **53**, 147 (1991).
- [62] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. S. H. Metcalf, and J. Dalibard, "Stopping atoms with laser light", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
- [63] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, "Laser manipulation of atomic beam velocities: demonstration of stopped atoms and velocity reversal", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [64] C. Salomon and J. Dalibard, "Limiting temperature of a cesium atomic beam decelerated by laser diode", *C.R. Acadam. Sci. Paris t.306*, 1319 (1988).
- [65] N. Ramsey, *Molecular beams* (Oxford University Press, 1956).
- [66] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 407 (1987).
- [67] W. Phillips, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", course CXXXI* (IOS Press, Amsterdam, 1996).
- [68] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, "Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap", *Appl. Phys. B* **54**, 283 (1994).
- [69] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, "Radiation force in the magneto-optical trap", *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2142 (1992).
- [70] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [71] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, "Optical molasses and multilevel atoms: theory", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989).
- [72] par exemple (ainsi que les références incluses) : P. Tremblay and C. Jacques, "Optical pumping with two finite linewidth lasers", *Phys. Rev. A* **41**, 4989 (1990).
- [73] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique* (Edition Ellipse, 1997).
- [74] A. Landragin, Rapport de stage, Ecole Supérieure d'Optique, 1993.
- [75] N. Vansteenkiste, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1989.

- [76] J. Y. Courtois, J. M. Courty, and J. Mertz, "Internal dynamics of multi-level atoms near a vacuum-dielectric interface.", *Phys. Rev. A* **53**, 1862 (1996).
- [77] P. Desbiolles and J. Dalibard, *Revue Scientifique et Technique de la Défense*. **21**, 105 (1993).
- [78] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect, and J. Mlynek, "Reflection of atoms from a dielectric wave guide", *Opt. Commun.* **111**, 566 (1994).
- [79] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. Lee, and W. Jhe, "Laser spectroscopy of atoms guided by evanescent wave in micron-sized hollow optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4500 (1996).
- [80] M. J. Renn, E. Donley, E. A. Cornell, C. E. Wieman, and D. Z. Anderson, "Evanescent-wave guiding of atoms in hollow optical fibers", *Phys. Rev. A* **53**, 649 (1996).
- [81] J. Schmiedmayer *et al.*, *Optics and interferometry with atoms and molecules* (Academic Press, New-York, 1996).
- [82] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, "Precision rotation measurements with an interferometer gyroscope", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
- [83] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, "A dual atomic beam matter-wave gyroscope", *SPIE Proceedings*. **3270**, 62 (1998).
- [84] M. A. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, "Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions", *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991).
- [85] B. R. Johnson, "New numerical methods applied to solving the one-dimensional eigenvalue problem", *J. Chem. Phys.* **67**, 4086 (1977).
- [86] C. Zener, "Non-adiabatic crossing of energy levels", *Proc. Roy. Soc.* **137**, 696 (1932).
- [87] L. Landau and E. Lifschitz, *Mécanique quantique, Chapitre XI: Molecule diatomiques, Paragraphe 90: Prédissociation* (Edition Mir, Moscou, 1966), p. 384.
- [88] E. Nikitin and S. Umanskii, *Theory of slow Atomic Collisions* (Springler, Berlin, 1984).
- [89] E. Hecht, *Optics (Second edition)* (Addison-Wesley publishing company, 1989).
- [90] A. P. Kazantsev, G. A. Ryabenko, G. I. Surdovitch, and V. P. Yakolev, "Scattering of atoms by light", *Phys. Rep.* **129**, 75 (1985).
- [91] G. Zabow, M. Drndic, J. H. Thywissen, K. S. Johnson, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, "Improving the specularity of magnetic mirrors for atoms", *Eur. Phys. J. D.* (1999).

- 
- [92] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and J. Dupont-Roc, *Mécanique quantique II* (Hermann, Editeur des sciences et des arts, 1973).
- [93] E. Cornell, , discussion privée.
- [94] Y. L. Sokolov and V. P. Yakovlev, *Sov. Phys.-JETP* **56**, 7 (1982).
- [95] R. Marani and ..., “Using atomic interference to probe atom-surface interaction”, *en cours de rédaction* (1999).
- [96] B. Segev, R. Côté, and M. Raizen, “Quantum reflection from an atomic mirror”, *Phys. Rev. A* **56**, 3350 (1997).
- [97] W. Hanle, “The influence of magnetic fields on the polarisation of resonance radiation”, *Z. Phys* **30**, 93 (1924).
- [98] J. C. Lehmann and C. Cohen-Tannoudji, “Optical pumping in a weak magnetic field”, *C.R. Acad. Sci. Paris* **258**, 4463 (1964).
- [99] R. Kaiser, N. Vansteenkiste, A. Aspect, E. Arimondo, and C. Cohen-Tannoudji, “Mechanical Hanle effect”, *Z. Phys. D Atoms, Molecules and Clusters* **18**, 17 (1991).
- [100] R. P. Feynman, *Mécanique quantique* (Feynman/Leighton/Sands, InterEditions, Paris, 1979).



## RESUME

Nous présentons l'étude de la diffraction en incidence rasante d'atomes de rubidium froids sur une onde évanescente. Cette étude a été effectuée en incidence normale, en utilisant une onde évanescente périodique glissante pour simuler l'incidence oblique. En s'appuyant sur un modèle non scalaire utilisant des transitions Raman stimulées entre sous-niveaux Zeeman de l'atome, nous avons expliqué le signe et le nombre des ordres de diffraction observés. Les rôles primordiaux de la polarisation des composantes de l'onde évanescente et de l'état interne initial de l'atome ont également été montrés. De plus, l'étude de l'efficacité de diffraction a révélé une modulation que nous interprétons comme le résultat d'interférences entre plusieurs trajectoires atomiques dans l'onde évanescente. Les calculs utilisant le modèle semi-classique de Landau-Zener (à 2 ou 3 niveaux) ou la résolution numérique de l'équation de Schrödinger (à 2, 3 ou 5 niveaux) ont permis de confirmer la phase et la période des oscillations obtenues, et en particulier leur grande sensibilité à l'interaction de van der Waals entre l'atome et la paroi diélectrique.

Nous présentons par ailleurs l'étude d'un miroir pour atomes paramagnétiques constitué d'un réseau de fils parcourus par un courant. La hauteur du potentiel réflecteur associé au champ magnétique du miroir a été mesurée en fonction de l'état interne de l'atome. De plus, en mesurant la distribution angulaire des atomes après rebond, le caractère non-spéculaire de la réflexion a été mis en évidence et interprété par une rugosité du miroir. L'influence de la parité du nombre de fils sur cette rugosité a été démontrée ainsi que celle de la direction du champ magnétique directeur. Cette rugosité a pu être réduite grâce à l'utilisation de fils de compensation.

## ABSTRACT

We present a study of the diffraction of cold rubidium atoms at grazing incidence from an evanescent wave. This study was done in normal incidence using a evanescent standing wave moving along the glass-vacuum interface to simulate the grazing incidence geometry. The sign and the number of the diffraction orders is interpreted using a non-scalar theory based on stimulated Raman transitions between Zeeman sublevels of the atom. The key roles of both the polarization of the evanescent wave and of the initial atomic internal state have been demonstrated. In addition, the study of the diffraction efficiency has revealed an oscillation which we interpret as an interference between different atomic trajectories in the evanescent wave. Calculations based on the semi-classical Landau-Zener model (with 2 or 3 levels) or on the numerical resolution of the Schrödinger equation (with 2, 3 or 5 levels) allowed us to confirm the phase and the period of the observed oscillation, and showed their high sensitivity to the van der Waals atom-wall interaction.

We also present a study of a current carrying magnetic mirror for paramagnetic atoms. The maximum of the reflecting potential associated with the magnetic field has been measured as a function of the internal atomic state. By measuring the angular distribution of the reflected atoms, we have demonstrated the presence of non-specular reflection which we relate to the roughness of the mirror. The influence of the parity of the number of wires and the effect of an improperly oriented bias field on the measured roughness have been shown. This roughness has been reduced by adding extra wires to compensate for the finite size effects.

## MOTS-CLEFS

Miroirs à atomes  
Optique atomique  
Diffraction d'ondes de matière

Interférences atomiques  
Modèle de Landau-Zener

Miroir magnétique  
Réflexion diffuse  
Effets de taille finie