



HAL
open science

Mesure de deux caractéristiques de l'hélium métastable importantes pour le refroidissement radiatif

Julie Poupard

► **To cite this version:**

Julie Poupard. Mesure de deux caractéristiques de l'hélium métastable importantes pour le refroidissement radiatif. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT: . tel-00193850

HAL Id: tel-00193850

<https://pastel.hal.science/tel-00193850>

Submitted on 4 Dec 2007

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

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

INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE
LABORATOIRE CHARLES FABRY

ORSAY

N° D'ORDRE:

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Spécialité : Optique

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR-INGÉNIEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Julie POUPARD

SUJET:

MESURE DE DEUX CARACTÉRISTIQUES DE L'HÉLIUM MÉTASTABLE
IMPORTANTES POUR LE REFROIDISSEMENT RADIATIF :

taux de pertes par collisions en présence de lumière quasi-résonante

et

taux de transition des raies interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

Soutenue le 28 novembre 2000 devant la Commission d'examen

M.	J. BAUDON	Rapporteur
Mme.	L. JULIEN	Rapporteur
M.	H. ARDITTY	Examineur
M.	J. BAUCHE	Examineur
M.	C. WESTBROOK	Examineur
M.	A. ASPECT	Directeur de thèse
M.	W. HOGERVORST	Membre invité

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés durant les trois dernières années au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je remercie Christian IMBERT puis Pierre CHAVEL de m'y avoir accueillie.

J'ai eu la chance d'effectuer ma thèse sous la direction d'Alain ASPECT véritable sorcier de la physique capable de remotiver et redonner le goût de la Physique à n'importe quel expérimentateur désespéré. J'ai également eu le privilège de pouvoir bénéficier de ses légendaires qualités de pédagogue. Je le remercie pour la relecture attentive du manuscrit et le prie de m'excuser d'avoir écourté certains de ses week-ends.

Chris WESTBROOK a suivi au quotidien et avec enthousiasme les évolutions de l'expérience " Hélium Métastable ". Son approche intuitive de la physique m'a permis de comprendre bien des problèmes jusqu'alors très obscurs. En plus des connaissances qu'il peut apporter, c'est une démarche mentale qui constitue à mon sens l'enseignement le plus précieux que je retiendrai de lui. J'ai eu le plaisir d'effectuer avec lui les expériences de la deuxième partie du manuscrit et je reste très impressionnée par ses qualités exceptionnelles d'expérimentateur. Je le remercie pour la relecture du manuscrit.

Je suis très honorée par la présence de Jacques BAUDON, Jacques BAUCHE, Wim HOGERVORST dans mon jury de thèse. Je remercie Lucile JULIEN de la très grande attention qu'elle a porté à ce travail ainsi que pour ses nombreuses remarques.

Je remercie Hervé ARDITTY d'avoir accepté d'être examinateur et pour sa très grande disponibilité malgré les problèmes d'une toute autre importance qui peuvent le préoccuper. J'ai à présent le plaisir de travailler dans ses équipes où je continue à étudier des sujets passionnants dans les meilleures conditions.

J'ai eu la chance de travailler quelques mois avec Guillaume LABEYRIE, premier " thésard " de la manip hélium. Par la suite, Wilbert ROOIJAKKERS et Stephan NOWAK, en plus de leur savoir faire sur l'hélium, ont apporté une touche d'exotisme et de bonne humeur sur l'expérience. Alice ROBERT, Olivier SIRJEAN et Denis BOIRON prennent le relais de la manip et je leur souhaite toute la réussite qu'ils méritent.

Antoine BROWAEYS a été mon binôme durant ces trois années de thèse. Les résultats présentés ici sont aussi les siens. Dire qu'il a été le pilier de la manip hélium serait un euphémisme. Il n'a compté ni les heures, ni son investissement personnel pour qu'elle fonctionne. Sans lui, elle ne serait encore qu'à l'état embryonnaire. Je regrette que les problèmes de plomberie et de serpillière aient empêché ses qualités de chercheur exceptionnel de briller comme elles le devraient. En plus d'être, à mon sens, le Landau du troisième millénaire, Antoine est également imbattable sur d'autres terrains non scientifiques. Bref, à tous points de vue, on se sent assez ignorant à ses côtés. Passer trois ans enfermée dans une pièce avec quelqu'un de tel serait vraiment très déprimant si Antoine n'était pas gai, enthousiaste, généreux et d'une gentillesse à toute épreuve. C'est une des très rares personnes en lesquelles j'ai une confiance totale. Je le remercie d'être mon ami et je lui souhaite tout le bonheur et toute la réussite possible dans les années à venir.

Il règne dans le groupe d'Optique Atomique une ambiance exceptionnelle placée sous le signe de la bonne humeur. Je remercie Philippe, Bruno, Vincent, Stuart, Simon, Joseph, Fabrice, Signe, Yann, Sadiq, Laurent, David, Arnaud, David (bis), Jérôme, Vincent (bis), Véronique, Roberta, Gabriel, Emmanuel, Stéphane, André, Nathalie pour tous les bons

moments qui ont rendus plus agréables ces trois années de travail. Merci Djobi pour les trop rares discussions interminables sur le sens de la vie.

Je tenais à remercier vivement Thierry AVIGNON, Marité PLANTEGENEST et Lionel JACUBOWIEZ de m'avoir prêté un nombre incalculable d'appareils toujours avec la même bonne humeur et confiance. Je leur dois une grande partie de mes résultats.

Merci aussi à Jean-Louis DUCHEMIN et Alain AIDE pour leurs interventions effectuées toujours dans l'urgence.

Je remercie tous les autres services de l'institut, notamment l'atelier de mécanique et le service achats.

Merci à mes parents de m'avoir soutenue, encouragée depuis toujours et pour leur confiance. Enfin, je voudrais remercier Guillaume pour sa patience, son soutien et sa lucidité qui ont été mon oxygène durant ces trois années. C'est promis, c'est fini et je n'ai plus de joker !

À Guillaume l'amour de ma vie,

Table des matières

Introduction

Partie I Mesure du taux de pertes à deux corps pour l'hélium métastable **17**

Chapitre 1

Notions sur les collisions Penning

1.1	Collisions ionisantes de l'hélium métastable	21
1.1.1	Collisions ionisantes avec le gaz résiduel	22
1.1.2	Collisions ionisantes avec d'autres atomes d'hélium métastable .	22
1.2	Les collisions Penning assistées par la lumière	23
1.3	Historique; divergences des résultats précédents	26

Chapitre 2

Mesure du taux de pertes par collisions
--

2.1	Mesure du taux de pertes par étude de la fluorescence	27
2.1.1	Principe de la mesure	28
2.1.1.1	Équations cinétiques	28
2.1.1.2	Procédures d'exploitation des équations cinétiques . .	29
2.1.2	Dispositif expérimental	32
2.1.3	Résultats expérimentaux et incertitudes	32
2.1.3.1	Détermination de N_s	32
2.1.3.2	Étude du volume	34
2.1.3.3	Détermination du taux de chargement R	36

2.1.3.4	Mesure du taux de collisions inélastiques β entre deux atomes d'hélium métastable en fonction du désaccord des faisceaux laser piège	36
2.1.4	Conclusion sur la mesure de β par la fluorescence du PMO . . .	45
2.2	Mesure du taux de pertes par observation des ions	45
2.2.1	Principe de la mesure	45
2.2.2	Caractéristiques du PMO	47
2.2.3	Expériences et résultats	47
2.2.4	Conclusion sur la mesure de β par observation des ions	49

Chapitre 3

Synthèse

3.1	Synthèse de nos résultats	51
3.2	Comparaison de nos résultats avec ceux des autres groupes	53
3.3	Conclusion de la première partie et perspectives	53

Données

Partie II Mesure du taux de transition de deux transitions interdites de l'hélium 61

Chapitre 4

Approche théorique et état de l'art

4.1	Introduction	65
4.2	La transition d'intercombinaison $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	69
4.2.1	Résultats théoriques	69
4.2.2	Résultats expérimentaux	70
4.3	La transition quadrupolaire magnétique $2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$	71
4.3.1	Notions sur la transition quadrupolaire magnétique	71
4.3.2	Résultats expérimentaux	71

Chapitre 5

Mesure du taux de transition Γ' de $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$

5.1	Principe et analyse de faisabilité	74
-----	--	----

5.2	Dispositif expérimental	76
5.2.1	Le piège magnéto-optique (PMO)	76
5.2.2	La sonde excitatrice	77
5.3	Les méthodes expérimentales	78
5.3.1	Mesure de la durée de vie τ du PMO	79
5.3.1.1	Choix des paramètres du PMO	79
5.3.1.2	Détection électronique du nombre d'atomes	79
5.3.1.3	Détermination de τ	79
5.3.1.4	Incertitudes	83
5.3.2	Mesure de la fraction d'atomes excités par la sonde excitatrice	83
5.3.2.1	Méthode de mesure de la fraction d'atomes dans l'état excité pour un atome à deux niveaux	84
5.3.2.2	Application au cas de l'hélium	86
5.3.2.3	Mesure expérimentale de la fraction d'atomes excitée par un laser	87
5.3.2.4	Incertitudes sur la mesure de Π_1	89
5.4	Mesure expérimentale de Γ' et incertitudes	92
5.4.1	Détermination de Γ'	92
5.4.2	Effets mécaniques	94
5.5	Conclusion sur la mesure de Γ'	96

Données

Chapitre 6

Mesure du taux de transition Γ'' de 2^3P_2 vers 1^1S_0

6.1	Principe de la mesure du rapport Γ''/Γ'	106
6.1.1	Présentation de la méthode	106
6.1.2	Avantages et inconvénients de la méthode	108
6.2	Le problème du diagramme de rayonnement des atomes	108
6.2.1	Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	109
6.2.2	Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	110
6.2.2.1	Les états noirs de $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$	110
6.2.2.2	L'effet Hanle	110
6.2.2.3	Vérification du diagramme de rayonnement	111
6.3	Montage expérimental	115

6.3.1	Le jet et la sonde excitatrice	117
6.3.2	La détection des photons UV	117
6.3.3	L'absorption du laser exciteur par le jet	121
6.3.4	Les bobines de contrôle du champ magnétique	122
6.4	Expériences	123
6.4.1	Annulation du champ magnétique résiduel	123
6.4.1.1	Principe	123
6.4.1.2	Méthode expérimentale	124
6.4.1.3	Résultats expérimentaux	124
6.4.2	Vérification de l'allure des diagrammes de rayonnement	127
6.4.3	Évaluation du rapport Γ''/Γ'	131
6.4.3.1	Cas des atomes excités dans l'état 2^3P_1	131
6.4.3.2	Cas des atomes excités dans l'état 2^3P_2	135
6.4.3.3	Valeur du rapport Γ''/Γ'	140
6.5	Conclusion	140

Données

Chapitre 7

Résultats complémentaires d'estimation absolue de Γ' et Γ''
--

7.1	Expérience sur jet	147
7.2	Expériences sur des atomes libres et froids	149
7.3	Conclusion générale de la deuxième partie	152

Partie III Annexes

155

Annexe A

Description du jet d'hélium métastable utilisé

A.1	La source d'hélium métastable	159
A.2	La mélasse transverse	159
A.3	Le ralentissement du jet	159

Annexe B

Diagramme de rayonnement d'un atome
--

B.1	Diagramme de rayonnement	162
B.1.1	Cas de l'émission spontanée entre deux niveaux d'un atome . .	163
B.1.2	Émission spontanée d'un atome excité par un laser	163
B.2	Expression simplifiée du terme de couplage atome-rayonnement	164
B.2.1	Formulation du hamiltonien d'interaction	164
B.2.2	Expression de l'élément de matrice du hamiltonien d'interaction	166
B.3	Expression du terme de couplage $\langle f \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* e \rangle$	166
B.4	Diagrammes dans deux cas simples	168
B.4.1	Description de la base de polarisation d'ondes planes	169
B.4.2	Cas particulier d'une transition dipolaire électrique	170
B.4.3	Cas particulier d'une transition quadrupolaire magnétique . . .	171
B.5	Diagrammes d'atomes excités par un laser	173
B.5.1	Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$	175
B.5.1.1	Excitation des atomes dans l'état 2^3S_1 vers l'état 2^3P_2 avec un laser polarisé circulairement	175
B.5.1.2	Excitation des atomes dans l'état 2^3S_1 vers l'état 2^3P_2 avec un laser polarisé linéairement	175
B.5.2	Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$	176

Bibliographie	179
----------------------	------------

Articles	183
-----------------	------------

Introduction

En un peu plus d'une dizaine d'années, la manipulation d'atomes par laser est devenue un outil couramment utilisé. On ne compte aujourd'hui pas moins d'une centaine de groupes travaillant dans le domaine des atomes froids. Les espèces atomiques les plus utilisées sont des alcalins avec en tête le rubidium, le césium et le sodium. Ces atomes ont été choisis car il est assez facile de créer des jets ou des vapeurs atomiques contenant un grand nombre d'atomes avec ces espèces. De plus, ils présentent des transitions à des longueurs d'ondes souvent accessibles par des lasers commerciaux comme par exemple des lasers titane-saphir, des diodes lasers, des lasers à colorant Rhodamine ...

Cependant, il existe d'autres espèces atomiques, étudiées par un nombre de groupes plus restreint, comme les gaz rares métastables, qui permettent d'effectuer des expériences différentes.

L'hélium, par ses caractéristiques très différentes de celles des alcalins, s'avère être un candidat idéal pour certaines expériences d'optique atomique.

Mentionnons tout d'abord une qualité de l'hélium métastable appréciée des expérimentateurs, à savoir la simplicité de sa structure. N'ayant pas de structure hyperfine, les expériences sont réalisées sans laser repompeur, allégeant de ce fait les montages optiques.

Grâce à sa vitesse de recul particulièrement élevée, il a été choisi pour mener à bien des études sur le refroidissement sub-recul. F. Bardou détaille dans ses travaux [1] effectués à l'ENS la technique de refroidissement par résonances noires ayant permis de ralentir des atomes d'hélium métastable à des vitesses inférieures à cette « limite ».

Toujours vers les températures les plus basses mais avec des échantillons atomiques beaucoup plus denses, l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable est le défi actuel que sont en train de relever les groupes d'Amsterdam, de l'ENS et nous-mêmes. L'hélium métastable possède une énergie importante de 20 eV qui permet à un électron d'être éjecté lors d'une collision avec une surface. Cette propriété est intéressante à plus d'un titre. D'un point de vue expérimental, la détection des atomes par des moyens électroniques est possible. D'autre part, il est possible d'utiliser l'énergie interne de l'hélium métastable pour graver des surfaces. Ainsi un laser à atomes produit à partir d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable pourrait servir de source pour des procédés de lithographie atomique. En outre, l'hélium 4 utilisé dans toutes ces expériences d'optique atomique possède un isotope fermionique, l'hélium 3. L'observation de processus de refroidissement sympathique entre les deux espèces serait susceptible d'apporter des éléments nouveaux en physique fondamentale.

L'exploitation de ces potentialités intéressantes de l'hélium métastable passe par la réalisation d'un piège magnéto-optique (PMO) dense et de durée de vie longue. Il existe

cependant deux types de facteurs limitant la réalisation d'un tel échantillon atomique.

Tout d'abord, des collisions ionisantes, appelées collisions Penning, particulièrement importantes dans le cas de l'hélium, limitent les densités maximales que l'on peut obtenir. Ces collisions sont inélastiques et les produits ne sont pas piégés. Ces pertes par collisions sont accentuées en présence de lumière quasi-résonante.

D'autre part, le temps pendant lequel les atomes seront confinés sera limité par des fuites provenant d'une transition interdite couplant l'état excité de l'hélium par les lasers du piège radiatif à l'état fondamental non piégeant. Les atomes ayant subi ces transitions sont perdus pour la suite des expériences.

La première partie de ce mémoire est consacrée à l'étude expérimentale du taux de pertes par collisions très important pour les expériences de refroidissement radiatif.

La deuxième partie de ce mémoire présente la mesure expérimentale des deux taux de transitions interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$. Elles sont particulièrement intéressantes car l'état 2^3P_2 est connecté au niveau métastable 2^3S_1 par le laser de piégeage. On étudiera également la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ car elle apparaît comme une limitation aux performances des techniques de refroidissement sub-recul utilisant la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$. La connaissance de ces taux présente en outre un intérêt pour les applications en astronomie, pour l'étude des plasmas et fournit des données spectroscopiques supplémentaires. À notre connaissance, nous présentons ici la première observation expérimentale de la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

L'organisation générale de ce mémoire est la suivante :

- La partie 1 est consacrée à l'étude des pertes par collisions dans un piège magnéto-optique d'hélium métastable. Nous commençons par rappeler quelques notions sur les collisions ionisantes puis nous faisons le bilan des mesures effectuées par les différents groupes montrant quelques divergences. Le deuxième chapitre est consacré uniquement à nos expériences qui sont de deux types. Les premières expériences, spécifiques à notre groupe, sont basées sur la détection de la fluorescence d'un piège magnéto-optique. Elles permettent de déterminer le taux de pertes à deux corps dans un piège magnéto-optique d'hélium métastable. Le deuxième type d'expériences, similaires à celles décrites par d'autres groupes, et basée sur la détection des ions produits par collisions, est une autre manière de déterminer le taux de pertes à deux corps. Dans un dernier chapitre, nous regroupons nos résultats et nous en déduisons que les deux taux sont très semblables et sont approximativement le taux de collisions Penning en présence de lumière quasi-résonante. Nous confrontons ensuite nos résultats à ceux des autres groupes.
- La partie 2 décrit l'observation expérimentale de deux taux de transition pour les transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$. Le premier chapitre situe théoriquement les transitions interdites étudiées. Le chapitre suivant est consacré à la mesure du taux de transition pour la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Nous allons volontairement créer une fuite dans un piège magnéto-optique d'hélium métastable par excitation d'atomes dans l'état 2^3P_1 et observer les pertes. Le troisième chapitre décrit la mesure du rapport des taux de transition des raies étudiées, permettant d'en déduire ainsi le taux de transition de $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$. Ces expériences sont basées

sur l'observation des photons UV émis par les atomes se désexcitant par les transitions interdites. Nous finirons par un court chapitre présentant quelques expériences complémentaires concernant la mesure des taux de transition.

Toutes les données expérimentales brutes figurent à la fin des chapitres qui s'y rapportent. Nous avons dans tous les cas proposé une interprétation et le lecteur a ainsi tous les outils pour suivre le cheminement des dépouillements.

Première partie

Mesure du taux de pertes à deux corps pour l'hélium métastable

Un atome excité, d'énergie interne suffisamment élevée, peut ioniser une particule avec laquelle il entre en collision et se désexciter vers le niveau fondamental. Ce type de mécanisme, appelé « collision Penning » est très probable dans le cas de l'hélium métastable. En effet, son énergie interne de 20 eV lui permet d'ioniser presque tous les atomes ou molécules. Il peut donc aussi entrer en collision avec un autre atome d'hélium métastable.

Dans les expériences confinant les atomes d'hélium métastable dans un piège magnéto-optique (PMO) par exemple, les produits des collisions Penning ne sont pas piégés et conduisent donc à une perte d'atomes dans le PMO. Ce phénomène, d'autant plus important que la densité atomique est élevée, représente un frein aux expériences visant à atteindre des hautes densités ou des régimes de dégénérescence quantique.

Ces collisions, caractérisées par un taux exprimé en cm^3/s , conditionnent les densités atomiques maximales que l'on peut obtenir. La connaissance de ce taux est essentielle pour définir une stratégie dans le but d'atteindre la condensation de Bose-Einstein.

Le taux de collisions Penning varie beaucoup en fonction des conditions expérimentales. Les taux les plus importants à connaître sont ceux :

- en présence de lumière quasi-résonante pour des atomes non polarisés (typiquement dans un PMO),
- pour des atomes non polarisés,
- pour des atomes polarisés (typiquement dans un piège magnétique).

Nous nous limitons ici à l'étude de ce taux dans un PMO donc en présence de lumière quasi-résonante. Sa connaissance va nous permettre de poursuivre des expériences vers la condensation de Bose-Einstein en choisissant un échantillon atomique initial approprié. Nous allons en toute rigueur étudier le taux de pertes à deux corps dans un PMO, mais nous verrons que ce taux est très proche du taux de collisions Penning en présence de lumière quasi-résonante.

Ce taux a été mesuré dès 1992 [2] mais la publication récente d'un article [34] donnant une valeur du même taux différent de deux ordres de grandeur a suscité des expériences complémentaires dont les nôtres.

Dans un premier chapitre, nous allons rappeler quelques notions nous permettant de comprendre les expériences de mesure du taux de collisions à deux corps pour l'hélium métastable. Nous donnerons ensuite les diverses valeurs publiées de ce taux de collision. Le deuxième chapitre regroupe nos expériences. Elles sont en fait de deux types. Tout d'abord nous avons mesuré le taux de pertes dans un PMO par observation de la fluorescence du piège. Plus récemment, nous avons effectué une deuxième série d'expériences basées sur la détection des ions produits par les collisions ionisantes. Les données expérimentales se rapportant à ces expériences sont regroupées à la fin de la partie. Le dernier chapitre conclura cette partie par une synthèse des résultats de nos expériences et des valeurs existantes du taux de collisions à deux corps pour l'hélium métastable.

Chapitre 1

Notions sur les collisions Penning

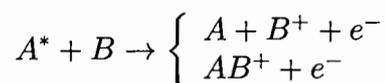
Ce chapitre a pour objectif d'exposer les notions sur les collisions Penning utiles à la compréhension des différentes expériences que nous exposerons par la suite. On pourra trouver des compléments dans [23]. Dans la première partie on définit la notion générale de collision Penning. Nous abordons ensuite le cas spécifique de l'hélium. Nous expliquons dans un deuxième paragraphe en quoi ces collisions sont assistées par la lumière. Enfin, nous terminons en exposant les divergences des résultats publiés par différents groupes étudiant l'hélium métastable et qui nous ont conduits à faire ces mesures.

Sommaire

1.1	Collisions ionisantes de l'hélium métastable	21
1.1.1	Collisions ionisantes avec le gaz résiduel	22
1.1.2	Collisions ionisantes avec d'autres atomes d'hélium métastable	22
1.2	Les collisions Penning assistées par la lumière	23
1.3	Historique ; divergences des résultats précédents	26

1.1 Collisions ionisantes de l'hélium métastable

Soient une particule excitée A^* et une particule B d'énergie d'ionisation inférieure à l'énergie interne de A^* . Des collisions inélastiques du type



sont possibles.

Selon les cas, on a formation d'un ion et d'un électron, la particule excitée retombant dans l'état fondamental ou formation d'une molécule ionisée et d'un électron. La première voie est souvent appelée collision Penning (PI) et la seconde ionisation associative (AI). Nous adoptons cette convention. Dans certains écrits, le terme de collision Penning regroupe ces deux mécanismes que nous désignons sous le terme de « collisions ionisantes ».

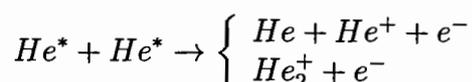
Dans le cas de l'hélium, la particule A^* est un atome d'hélium métastable noté He^* . Son énergie interne de 20 eV permet des collisions ionisantes avec presque tous les atomes. Ainsi, B peut être une particule (atome ou molécule) du gaz résiduel ou un autre atome d'hélium métastable. La mesure du taux absolu d'ions produits par un PMO [34, 33] montre que les pertes dans un PMO sont principalement dues aux collisions ionisantes des atomes d'hélium métastable avec le gaz résiduel (majoritairement avec des molécules d'eau) et avec d'autres atomes d'hélium lorsque la densité atomique est suffisante dans le piège.

Pour les collisions entre deux atomes d'hélium métastable, le rapport de branchement pour l'ionisation associative par rapport aux collisions Penning n'est que de 3% à 5% [34, 26, 35] en l'absence de lumière résonante. Cependant, ce rapport monte à 16% [34] en présence de lumière résonante.

1.1.1 Collisions ionisantes avec le gaz résiduel

Les collisions ionisantes d'un atome d'hélium métastable sur le gaz résiduel sont en majeure partie responsables de la décroissance exponentielle du nombre d'atomes dans un PMO lorsque l'on coupe le chargement du piège. En effet He ou HeB^+ ne sont pas piégés. Le nombre d'atomes d'hélium perdus par seconde est proportionnel à $n_B n_{He^*}$, produit des densités d'hélium métastable et de gaz B , ce qui justifie la décroissance exponentielle si n_B est constant; cette perte est d'autant plus importante que la pression du gaz résiduel est élevée.

1.1.2 Collisions ionisantes avec d'autres atomes d'hélium métastable



Lorsque la densité d'un PMO d'hélium métastable atteint des densités de l'ordre de 10^9 cm^{-3} , les collisions ionisantes entre deux atomes d'hélium deviennent importantes et génèrent des pertes dans le PMO puisque les produits des réactions: He^+ , $He(1^1S_0)$ et He_2^+ ne sont pas piégés. Le nombre de collisions par seconde est proportionnel à $n_{He^*}^2$, le carré de la densité d'hélium métastable.

On peut donc modéliser l'évolution de la densité en un point \vec{r} et à un temps t dans un PMO par l'équation différentielle

$$\frac{dn}{dt}(\vec{r}, t) = -\alpha n(\vec{r}, t) - \beta n^2(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

où α traduit les pertes par collisions sur le gaz résiduel et β les pertes à deux corps entre deux He^* . Le taux β regroupe les pertes par collisions ionisantes (collisions Penning et ionisation associative) mais aussi les pertes par d'autres mécanismes comme l'échappement radiatif qui ne produisent pas d'ions. Il s'agit d'une fuite des atomes He^* qui ont gagné suffisamment d'énergie cinétique pour s'échapper du PMO après réémission d'un photon

absorbé pendant une collision entre deux atomes d'hélium métastable. D'après [40], ce mécanisme est négligeable compte tenu de nos conditions expérimentales.

1.2 Les collisions Penning assistées par la lumière

Nous allons voir dans ce paragraphe que le taux de collisions β dépend de la présence ou non de lumière résonante.

Afin d'étudier les collisions entre deux atomes, il est pratique de se placer dans le référentiel de la particule réduite. Elle est soumise à un potentiel effectif

$$V_{\text{eff}}(R) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{mR^2} - \frac{C_6}{R^6} - \frac{C_8}{R^8} \quad (1.2)$$

avec R la distance entre les deux atomes, m la masse de la particule réduite, l la projection du moment cinétique orbital de la particule réduite sur l'axe entre les deux atomes. La partie attractive en $-\frac{C_6}{R^6}$ provient de l'interaction du type Van der Waals (on peut trouver les valeurs de $C_6 = 3276 \text{ u.a.}$ et $C_8 = 209960 \text{ u.a.}$ dans [35]). Le terme centrifuge $\frac{l(l+1)\hbar^2}{mR^2}$ introduit une barrière de potentiel fonction de l (voir la figure 1.1).

La barrière centrifuge pour $l = 1$ est déjà de 10 mK et la température de deux atomes d'hélium dans un PMO étant d'environ 1 mK, seules les particules telles que $l = 0$ (qui arrivent l'une en face de l'autre) pourront entrer en collision. On dit que l'on a des collisions dans l'onde s .

Lorsque l'un des deux atomes intervenant dans la collision est excité vers l'état 2^3P_2 , le potentiel (1.2) est modifié en un potentiel en $-\frac{C_3}{R^3}$ provenant d'une interaction dipôle-dipôle (on trouve la valeur de $C_3 = 19,25 \text{ u.a.}$ dans [32]). Les atomes seront plus facilement accélérés l'un vers l'autre que s'ils étaient tous deux dans l'état fondamental (voir figure 1.2).

Alors, la barrière centrifuge est abaissée permettant ainsi des collisions dans plusieurs ondes partielles augmentant la section efficace de collision. Dans un PMO d'hélium, jusqu'à 12 ondes partielles peuvent ainsi intervenir [32]. Le taux de collisions Penning est donc augmenté en présence de lumière résonante.

À partir de la figure 1.2, on peut justifier qualitativement l'évolution du taux de collisions en fonction du désaccord lorsque ce dernier est négatif (on trouvera des modèles quantitatifs dans [17]). Lorsque le désaccord est grand en valeur absolue, le laser est trop désaccordé pour exciter un des atomes entrant dans la collision dans l'état 2^3P_2 ; le taux de collisions est donc égal à celui sans lumière. Lorsque le désaccord se réduit, le taux de collisions est augmenté pour les raisons évoquées ci-dessus (flèches en traits pleins sur la figure 1.2). Lorsque le désaccord s'approche de zéro, un des atomes est excité vers l'état 2^3P_2 pour une distance interatomique grande, l'atome se désexcitant vers le niveau fondamental avant d'avoir pu entrer en collision (flèches tiretées sur la figure 1.2). Le taux de collisions est donc de nouveau égal au taux en l'absence de lumière.

Remarque

Un taux de collisions Penning devra donc toujours être donné en précisant le désaccord et l'intensité des lasers présents.

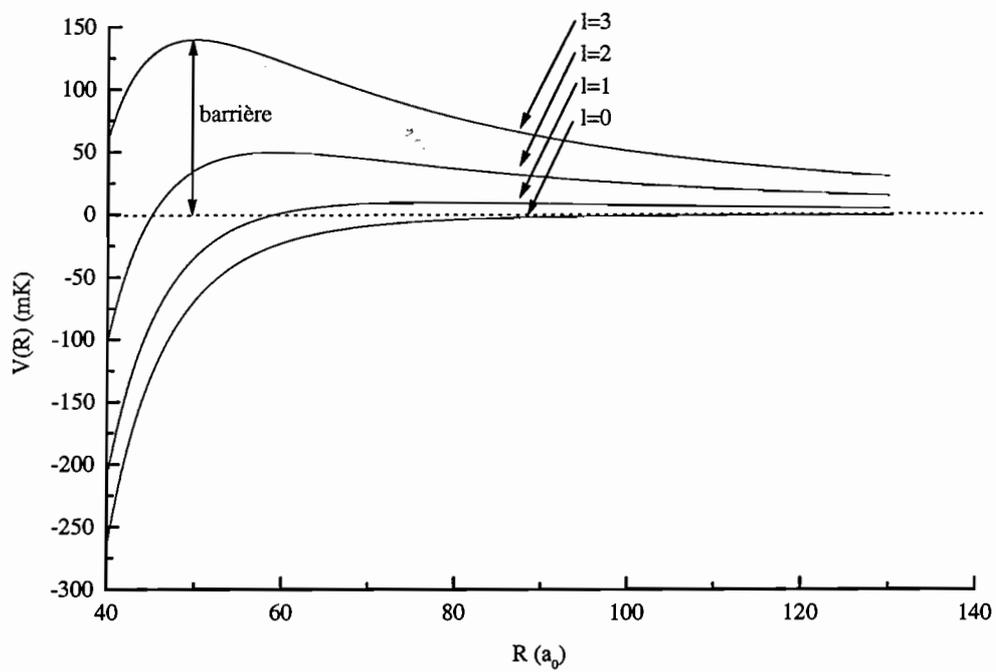


FIG. 1.1: Potentiels pour la particule réduite représentant la collision entre deux particules d'hélium dans l'état 2^3S_1 pour différentes valeurs de l . La barrière de potentiel est de 10 mK pour $l = 1$. Le rayon de Bohr est noté a_0 .

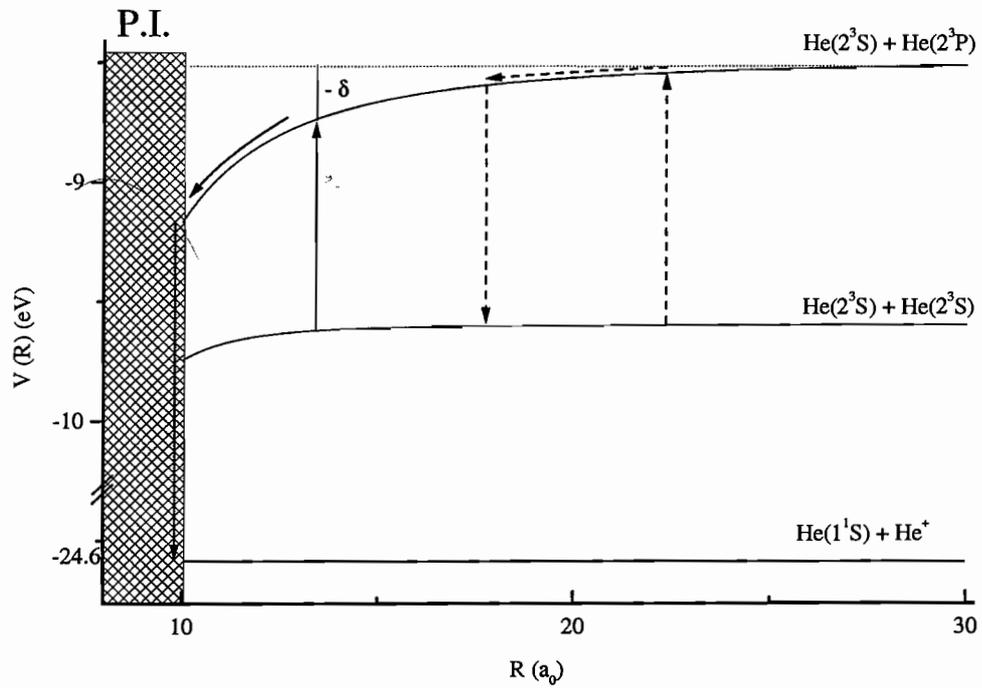


FIG. 1.2: Potentiels d'interaction moyens entre des atomes d'hélium métastable. La zone hachurée représente la région dans laquelle la collision Penning a lieu. Le potentiel d'interaction, pour une distance internucléaire donnée, est plus attractif lorsque l'un des deux atomes d'hélium est excité que lorsque les deux atomes sont dans l'état 2^3S_1 . Le rayon de Bohr est noté a_0 .

1.3 Historique ; divergences des résultats précédents

En 1992, Bardou *et al.* [2] mesurèrent le taux de collisions Penning en présence de lumière dans un PMO en détectant les ions émis par collisions ionisantes (entre atomes d'hélium et avec des atomes du gaz résiduel). Le processus d'ionisation associative est négligé. Deux types d'observations ont été effectuées : d'une part en observant la décroissance du nombre d'atomes dans le piège une fois le chargement coupé et en ajustant la décroissance par la solution analytique de (1.1) et d'autre part en étudiant la variation de la différence du flux d'ions avec et sans lumière en fonction de la densité du nombre d'atomes dans le piège. Le taux rapporté est de $7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ avec une incertitude d'un facteur 4, pour une intensité laser totale de $150 I_{\text{sat}}$ et un désaccord de -3Γ . La quantité I_{sat} désigne l'intensité de saturation de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ de l'hélium pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1 et vaut $0,16 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Le taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 , Γ , vaut $2\pi \times 1,6 \text{ MHz}$. Les deux méthodes expérimentales concordent.

Récemment, l'équipe d'Utrecht aux Pays-Bas a mesuré le taux de collisions ionisantes avec et sans lumière résonnante et a annoncé [34, 33] un taux de collisions assistées par la lumière de $(1,9 \pm 0,8) \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour une intensité lumineuse de $300 I_{\text{sat}}$ « proche de résonance » selon leurs termes, c'est-à-dire pour des désaccords inférieurs à 10 MHz, mettant en évidence un désaccord de deux ordres de grandeur avec les résultats des expériences de Bardou *et al.* [2]. Leur expérience était basée sur la mesure du taux d'ions produits et de l'analyse par un spectromètre de masse permettant de séparer la contribution de l'ionisation associative produisant des ions lourds He_2^+ de la contribution des collisions Penning produisant des ions He^+ . Ils ont également étudié la dépendance du signal avec le désaccord laser de 0 à -250 MHz donnant aussi la valeur du taux de collisions ionisantes en l'absence de lumière, valeur s'accordant avec le résultat d'un modèle théorique qu'ils ont développé.

Un an plus tard Kumakura et Morita [26], lors d'une étude comparative des collisions Penning entre atomes d'hélium 3 d'une part et entre atomes d'hélium 4 d'autre part, publièrent une valeur du taux de collisions entre atomes d'hélium 4 de $(4,2 \pm 1,2) \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour une intensité laser de $150 I_{\text{sat}}$ et un désaccord de -3Γ . En revanche, la valeur du taux de collisions Penning sans lumière est compatible avec la valeur donnée par l'équipe d'Utrecht [34]. Simultanément, un article de l'équipe d'Amsterdam [40] donnait des valeurs du taux de collisions Penning à trois désaccords différents et pour une intensité de $120 I_{\text{sat}}$ mesurés à partir d'expériences similaires à celles développées par Bardou *et al.* [2] : le taux de collisions étant maximal pour un désaccord de -5 MHz avec $(1,3 \pm 0,3) \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$; à -35 MHz le taux étant de $(5,3 \pm 0,9) \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ et à -44 MHz de $(3,7 \pm 0,6) \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$.

À cette même période, nous avons mesuré le taux de pertes par collisions à deux corps dans un piège magnéto-optique d'hélium en présence de lumière pour différents désaccords apportant ainsi de nouveaux éléments de comparaison.

La situation ayant été exposée, nous allons maintenant détailler nos expériences de mesure du taux de pertes par collisions à deux corps en présence de lumière et confronter nos résultats à ceux de nos collègues.

Chapitre 2

Mesure du taux de pertes par collisions en présence de lumière quasi-résonante

En 1998, après la publication des articles de l'équipe d'Utrecht [34, 33], nous avons entrepris une étude des collisions entre deux atomes d'hélium métastable en présence de lumière quasi-résonante. La première partie de ce chapitre est consacrée à la description des premières expériences basées sur l'observation des pertes dans un piège magnéto-optique mais n'utilisant pas, pour la première fois, la détection des ions produits par les collisions. Ces résultats sont publiés dans [8]. La deuxième partie de ce chapitre décrit une mesure très récente du taux de pertes à deux corps basée cette fois sur la détection des ions.

Sommaire

2.1	Mesure du taux de pertes par étude de la fluorescence . .	27
2.1.1	Principe de la mesure	28
2.1.2	Dispositif expérimental	32
2.1.3	Résultats expérimentaux et incertitudes	32
2.1.4	Conclusion sur la mesure de β par la fluorescence du PMO	45
2.2	Mesure du taux de pertes par observation des ions	45
2.2.1	Principe de la mesure	45
2.2.2	Caractéristiques du PMO	47
2.2.3	Expériences et résultats	47
2.2.4	Conclusion sur la mesure de β par observation des ions . .	49

2.1 Mesure du taux de pertes par collisions en présence de lumière par observation de la fluorescence d'un PMO

Nous avons vu dans la partie précédente que le taux de collisions à deux corps intervient dans l'évolution du nombre d'atomes dans un PMO. Par observation de la fluorescence

d'un PMO dont le flux est proportionnel au nombre d'atomes, il est possible d'extraire la mesure du taux de collisions. L'originalité et l'intérêt de cette expérience est que, contrairement aux autres groupes ayant étudié les collisions Penning [2, 34, 26, 40], on observe la fluorescence et non pas le taux d'ions produits par les collisions. L'inconvénient de la détection de la fluorescence est que l'on ne sépare pas les différents mécanismes de pertes. De manière rigoureuse, nous déterminons dans ces expériences le taux de pertes total à deux corps dans un PMO d'hélium métastable sans pouvoir séparer la contribution des collisions ionisantes (collisions Penning et ionisation associative) des mécanismes de pertes ne produisant pas d'ions tel l'échappement radiatif.

La première partie de ce chapitre expose la méthode expérimentale utilisée; dans la deuxième partie figurent les principales caractéristiques expérimentales du dispositif utilisé. Enfin les résultats et incertitudes sont développés dans une troisième partie.

2.1.1 Principe de la mesure

Le flux de fluorescence du PMO, provenant de l'émission lumineuse des atomes en constante interaction avec les lasers piège quasi-résonants, est une quantité proportionnelle au nombre d'atomes présents dans le piège. Dans la première partie de ce chapitre nous développons les équations temporelles régissant le nombre d'atomes, donc la fluorescence, dans un PMO. Nous verrons dans la deuxième partie comment l'ajustement de l'évolution du nombre d'atomes dans le PMO permet la détermination de β .

2.1.1.1 Équations cinétiques

En intégrant spatialement l'équation (1.1), on obtient une loi d'évolution temporelle du nombre d'atomes dans un PMO faisant intervenir le taux de collisions conduisant à des pertes dans le PMO β entre deux atomes d'hélium

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \int n^2(\vec{r}, t) d^3r \quad (2.1)$$

Dans cette équation, N est le nombre d'atomes dans le PMO, $n(\vec{r}, t)$ la densité au point \vec{r} et à l'instant t , R le taux de chargement du PMO et τ , la durée de vie du PMO. Ce dernier paramètre reflète les pertes par collision Penning des atomes d'hélium métastable avec le gaz résiduel.

Le dernier terme de l'équation (2.1) peut être simplifié dans le cas où la distribution spatiale du PMO ne varie pas avec le temps; il peut alors être mis sous la forme $\beta N^2(t)/V_{\text{eff}}$ avec V_{eff} un volume effectif. Dans le cas d'une distribution spatiale gaussienne des atomes dans le PMO, le volume effectif V_{eff} vaut $\frac{\pi^{\frac{3}{2}}}{2} w_x w_y w_z = 2\sqrt{2}V$ avec w_i ($i = x, y, z$) le waist de la coupe du piège suivant l'axe i (on utilise dans ce cas précis la convention des opticiens pour laquelle la distribution s'écrit $e^{-2(x^2/w_x^2 + y^2/w_y^2 + z^2/w_z^2)}$). L'équation (2.1) se réécrit sous la forme définitive

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \frac{N^2(t)}{V_{\text{eff}}} \quad (2.2)$$

La résolution de cette équation différentielle donne l'évolution du nombre d'atomes au chargement du piège magnéto-optique et, en prenant le nombre d'atomes initial nul, conduit à

$$N(t) = N_s \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{1 + \frac{\beta N_s^2}{R V_{\text{eff}}} e^{-\frac{t}{\tau_0}}} \quad (2.3)$$

avec

$$\tau_0 = \frac{\tau}{\sqrt{1 + \frac{4\beta R \tau^2}{V_{\text{eff}}}}}$$

Le nombre d'atomes à l'état stationnaire, N_s est relié à β par

$$\beta = \frac{R - \frac{N_s}{\tau} V_{\text{eff}}}{N_s^2} \quad (2.4)$$

La décroissance du piège magnéto-optique est donnée par la résolution de (2.2) dans laquelle on a fixé $R=0$, c'est-à-dire que l'on coupe le chargement. On obtient donc

$$N(t) = \frac{N_s}{\left(1 + \frac{\beta N_s \tau}{V_{\text{eff}}}\right) e^{\frac{t}{\tau}} - \frac{\beta N_s \tau}{V_{\text{eff}}}} \quad (2.5)$$

Dans l'objectif de déterminer β , on procède à l'ajustement des courbes de fluorescence (voir un exemple d'une courbe de fluorescence sur la figure 2.1) pour le chargement ou le déchargement du PMO par les fonctions (2.3) et (2.5) respectivement.

Les paramètres d'ajustement seront des combinaisons de $\beta, N_s, V_{\text{eff}}, R, \tau$. Afin d'extraire β , il est nécessaire de déterminer les autres paramètres séparément. Une autre méthode utilisant (2.4) permet de déterminer β si l'on sait par ailleurs mesurer N_s, V_{eff}, R , et τ . Les détails sur ces procédures d'ajustement figurent dans les paragraphes suivants. La détermination des autres paramètres nécessaires pour extraire β des paramètres d'ajustement sera développée plus loin.

2.1.1.2 Procédures d'exploitation des équations cinétiques

L'exploitation de la décroissance, du chargement et de l'état stationnaire du PMO vont être traités séparément. Un ajustement des courbes expérimentales par les courbes théoriques vont être effectuées pour le chargement et le déchargement du PMO. Dans les deux cas, afin d'exploiter au mieux les capacités de calcul de l'ordinateur, on s'attache à limiter le nombre de paramètres libres, on prend des paramètres d'ajustement dont les valeurs numériques sont proches de l'unité et qui apparaissent naturellement dans les équations cinétiques.

Étude de la décroissance du PMO On normalise la courbe de fluorescence par la valeur à l'état stationnaire et on ajuste son logarithme népérien, à la décroissance, par la loi issue de (2.5)

$$f(t) = -\ln\left(\left(1 + P_1\right)e^{\frac{t-P_3}{P_2}} - P_1\right)$$

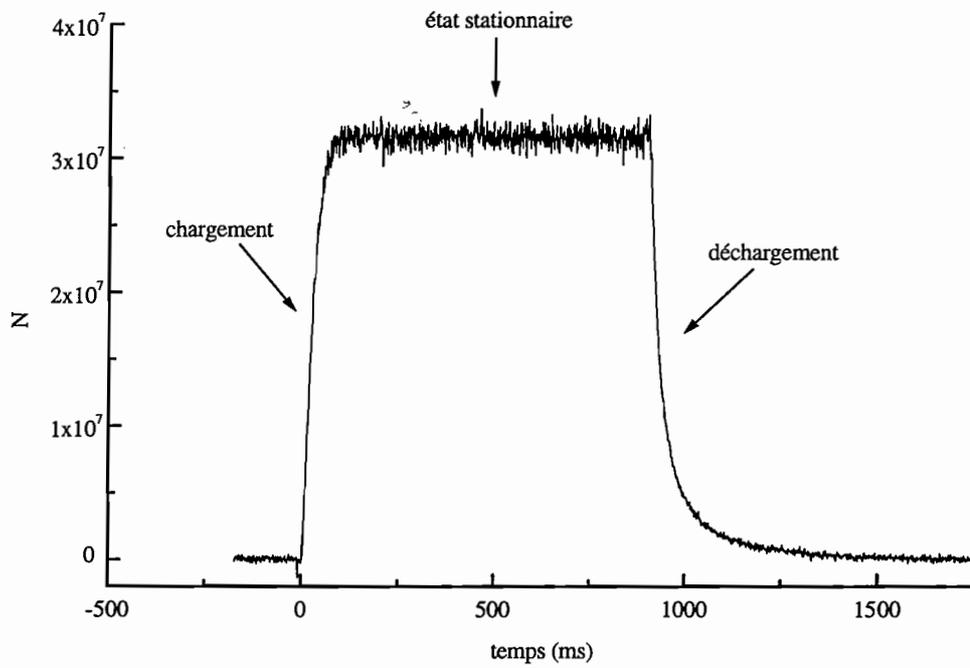


FIG. 2.1: Exemple de courbe de fluorescence du piège montrant l'évolution temporelle du nombre d'atomes

avec P_1 , P_2 et P_3 les paramètres d'ajustement. Avec ces notations, $P_1 = \frac{\beta N_s}{V_{\text{eff}}}\tau$, $P_2 = \tau$, et P_3 , paramètre indispensable, est l'abscisse à l'origine. L'ajustement en échelle logarithmique est nécessaire afin de correctement déterminer P_2 car le χ^2 minimisé par le logiciel d'ajustement considère une incertitude constante pour tous les points quelle que soit l'amplitude du signal, atténuant de ce fait la contribution des points aux temps longs pour lesquels la décroissance est quasi-exponentielle de constante de temps P_2 . Or le bruit sur notre signal étant à peu près proportionnel au signal, il convient de considérer une incertitude relative constante pour tous les points. Ceci est réalisé en ajustant les points en échelle logarithmique avec une incertitude absolue constante. Pour une courbe donnée, P_1 est estimé à $\pm 20\%$ (écart type) et P_2 à $\pm 10\%$. Il est vérifié que l'ajustement de la courbe aux temps longs par une exponentielle simple donne une constante de temps égale à P_2 à 20 % près.

β est obtenu en divisant P_1 par P_2 puis en corrigeant ce rapport par N_s et V_{eff} tous deux mesurés par la fluorescence.

Étude du chargement du PMO De manière analogue, il est possible d'exploiter le chargement du piège. On ajuste la croissance de la fluorescence, normalisée par sa valeur à l'état stationnaire, par la loi issue de (2.3)

$$f(t) = \frac{1 - e^{-(t-P'_3) \cdot P'_2}}{1 + P'_1 e^{-(t-P'_3) \cdot P'_2}}$$

avec les paramètres d'ajustement $P'_1 = \frac{\beta N_s^2}{R V_{\text{eff}}}$, $P'_2 = \sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \frac{4\beta R}{V_{\text{eff}}}}$ et P'_3 l'abscisse à l'origine. L'ajustement en échelle logarithmique n'est pas indispensable ici, car contrairement au déchargement, une petite fraction seulement des points ajustés ont une ordonnée proche de zéro. On vérifie que les résultats des ajustements sont corrects même en échelle logarithmique. Le coefficient P'_1 , ayant peu d'influence sur l'ajustement, est estimé à $\pm 50\%$ alors que P'_2 est évalué beaucoup plus précisément à $\pm 8\%$. Il est possible d'extraire β de P'_1 ou P'_2 et on vérifiera que les deux résultats sont compatibles.

On peut donc extraire β de P'_1 si l'on a mesuré, comme pour la décroissance, N_s et V_{eff} par fluorescence ainsi que R obtenu en ajustant la pente à l'origine de la courbe de chargement du PMO (à $t=0$, $dN/dt = R$ d'après (2.2)).

De même, β peut être déterminé à partir de P'_2 si l'on connaît V_{eff} , R et τ , ce dernier étant obtenu par observation de la décroissance de la fluorescence par exemple. On remarquera que la valeur de τ n'a que très peu d'influence dans notre cas, car avec nos conditions expérimentales, on a $1/\tau^2 \ll 4\beta R/V_{\text{eff}}$.

Étude de l'état stationnaire Il est également possible de déterminer β par l'étude de l'état stationnaire du PMO. En utilisant (2.4), on peut extraire β si l'on connaît V_{eff} , N_s , R et τ que l'on a mesurés par d'autres techniques. Cette méthode n'est autre qu'une détermination de l'asymptote de la fonction de chargement du PMO. Une grande simplification provient du fait que l'on n'utilise plus d'ajustement des données. De plus, l'influence de la durée de vie du PMO devient négligeable lorsque la qualité du vide est telle que $1/\tau$ est négligeable devant R/N_s .

L'observation de la fluorescence d'un PMO proportionnelle au nombre d'atomes permet donc de déterminer le taux de collisions Penning en présence de lumière entre deux atomes d'hélium métastable. L'avantage principal de l'étude du déchargement du piège est de s'affranchir de la mesure du taux de chargement contrairement aux deux autres méthodes. L'étude de l'état stationnaire permet une évaluation rapide de β surtout lorsque la qualité du vide permet de négliger $1/\tau$ dans l'équation (2.4).

Afin de déterminer β , nous allons étudier le chargement, le déchargement et l'état stationnaire du PMO. Pour cela, nous allons tout d'abord décrire le dispositif expérimental utilisé.

2.1.2 Dispositif expérimental

Le piège magnéto-optique est chargé par le jet décrit dans l'annexe A. L'enceinte à vide de piégeage utilisée pour ces expériences a été conçue pour pouvoir réaliser des expériences rapidement tout en élaborant une enceinte plus complexe et fonctionnelle. Elle est de petit volume, et ne contient donc pas de détecteur d'ions. Les connexions aux hublots et au reste du dispositif sont assurées par des joints Viton. Les faisceaux laser de piégeage proviennent d'un même faisceau issu d'une diode laser DBR séparé en trois faisceaux chacun étant rétro-réfléchi. L'éclairement de chacun des faisceaux est de 4 mW/cm^2 et le diamètre du waist de 2 cm. Si aucune précision n'est donnée sur la valeur de l'intensité des lasers piège, cela signifie que la puissance est maximale. Les gradients de champ magnétique typiques obtenus par la paire de bobines en cuivre utilisée sont de 10^{-6} et 4 G/cm dans les différentes directions. La symétrie n'est pas tout à fait respectée en raison du champ magnétique parasite créé par le ralentisseur Zeeman non coupé à proximité de l'enceinte. La fluorescence est collectée à travers un hublot par une lentille de focale 50 mm et focalisée sur une photodiode calibrée de fort gain. Le temps de réponse de la photodiode est $t_r = 130 \mu\text{s}$. Une pompe turbomoléculaire Pfeiffer TMU 065 de 50 L/s connectée à l'enceinte permet d'atteindre des vides de $4 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ limitant la durée de vie des pièges magnéto-optiques à environ 200 ms. La fluorescence du piège est observée pendant le chargement du piège et pendant le déchargement lorsque le laser ralentisseur est coupé.

2.1.3 Résultats expérimentaux et incertitudes

Ce paragraphe regroupe les différentes valeurs de β obtenues par observation de la fluorescence d'un PMO. Le chargement, le déchargement et l'état stationnaire sont analysés. L'évolution de β en fonction du désaccord et de l'intensité des lasers piège sont étudiées.

Mais avant de détailler les résultats sur β , nous décrivons les procédures expérimentales de détermination de N_s , V_{eff} et R à partir de la fluorescence du PMO.

2.1.3.1 Détermination de N_s

Dans un piège magnéto-optique, les atomes sont en constante interaction avec les lasers de piégeage et rayonnent donc de la lumière, la fluorescence. Le flux total émis est égal à

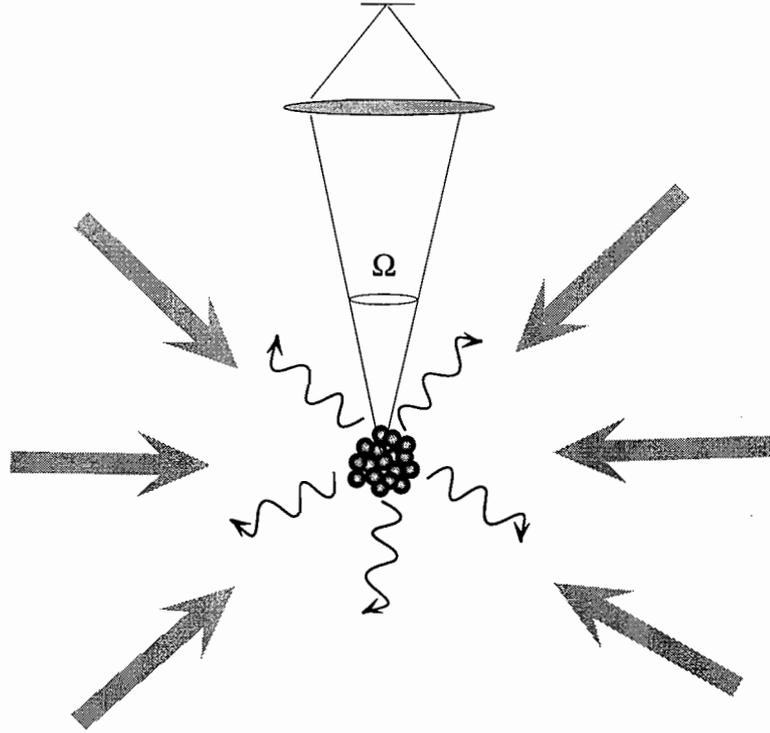


FIG. 2.2: Mesure de la puissance rayonnée par un PMO

la puissance moyenne émise par atome P_{atome} multipliée par le nombre d'atomes N_s et vaut typiquement quelques nanowatts. On recueille une fraction de ce flux dans un angle solide $\Omega = 4\pi \times 3 \times 10^{-3}$ (voir fig. 2.2) par une lentille de focale 50 mm de diamètre 38 mm conjuguant le PMO sur une photodiode calibrée.

Dans le cas d'un atome libre à deux niveaux espacés d'une énergie ω_0 en interaction avec une onde lumineuse quasi-résonante de largeur spectrale totale à mi-hauteur Γ_d , la puissance rayonnée par cet atome est donnée par

$$P = \hbar \omega_0 \Gamma_L$$

avec Γ_L le nombre moyen de photons diffusés par atome et par unité de temps. On rappelle que [19]

$$\Gamma_L = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega_L^2}{2} \frac{\Gamma + \Gamma_d}{\Gamma}}{\delta^2 + \frac{(\Gamma + \Gamma_d)^2}{4} + \frac{\Omega_L^2}{2} \frac{\Gamma + \Gamma_d}{\Gamma}}$$

avec Γ le taux de transition de la raie connectant les deux niveaux de l'atome, Ω_L la pulsation de Rabi du laser, δ le désaccord du laser vu par l'atome.

Mais dans un PMO, la situation est plus compliquée car d'autres lasers interagissent avec l'atome, ce dernier pouvant avoir des niveaux dégénérés. Nous adaptons le résultat de [41, page 1432] donnant la puissance moyenne rayonnée par un atome dans un PMO qui a la même allure que la précédente dans laquelle on prend en compte la largeur en

fréquence de la diode laser Γ_d :

$$P_{\text{atome}} \simeq \hbar\omega_0 \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{C^2 \Omega_{\text{total}}^2}{2} \frac{\Gamma + \Gamma_d}{\Gamma}}{\delta^2 + \frac{(\Gamma + \Gamma_d)^2}{4} + \frac{C^2 \Omega_{\text{total}}^2}{2} \frac{\Gamma_d + \Gamma}{\Gamma}}$$

avec Ω_{total} la pulsation de Rabi associée à l'intensité totale de piégeage, à savoir six fois l'intensité sur chaque bras. Le coefficient C est déduit des coefficients de Clebsch-Gordan des transitions entre les sous-niveaux des états couplés par le laser de piégeage avec des pondérations. Nous avons pris comme valeur $C^2 = 0,8 \pm 0,2$ [8]. La puissance rayonnée par atome est étroitement liée au désaccord des faisceaux pièges ainsi qu'à leur intensité.

Compte tenu du volume du PMO, du gradient de champ magnétique et de la vitesse résiduelle des atomes, les désaccords Doppler et Zeeman sont négligeables, la puissance moyenne rayonnée par atome est donc identique pour tous les atomes.

Finalement, le nombre d'atomes à l'état stationnaire N_s , déterminé en divisant le flux de fluorescence ramené à 4π sr par le flux moyen émis par atome P_{atome} , est connu à $\pm 50\%$ (erreur systématique), cette incertitude provenant essentiellement de l'incertitude sur la détermination de l'angle solide de collection du flux. L'incertitude sur la sensibilité du détecteur, inférieure à 10%, est négligeable devant les autres incertitudes systématiques. Les fluctuations des paramètres de l'expérience introduisent une erreur de $\pm 10\%$. On obtient typiquement des pièges avec de l'ordre de 10^7 atomes.

2.1.3.2 Étude du volume

V_{eff} est obtenu en mesurant la taille du piège dans les trois dimensions en imageant le piège sur une CCD par un système optique dont le grandissement est calibré. Les profils sont obtenus en extrayant une ligne du signal vidéo délivré par la CCD. On ajuste les profils par une gaussienne afin d'obtenir les waists. On obtient typiquement des tailles de l'ordre du millimètre. Un exemple de détermination de la taille d'un PMO est illustré sur la figure 2.3.

On vérifie ainsi que pour ces tailles, le désaccord Zeeman et le désaccord Doppler sont négligeables devant le désaccord des lasers de piégeage et ne déforment donc pas l'image obtenue. Il est important de mesurer la taille du piège dans les trois dimensions, afin de connaître expérimentalement le volume du piège sans faire d'hypothèses. L'erreur sur l'évaluation des tailles est estimée à $\pm 10\%$, cette erreur englobant l'erreur issue de l'ajustement ainsi que l'incertitude sur la calibration du grandissement du système, la dernière incertitude étant prépondérante. Sur la figure 2.4 sont représentées l'évolution des tailles suivant les trois dimensions en fonction du désaccord des faisceaux lasers piège.

Les volumes effectifs obtenus sont de l'ordre de $0,01$ à $0,1 \text{ cm}^3$. L'incertitude de $\pm 20\%$ est obtenue à partir des incertitudes sur les trois tailles du PMO. Le volume ne dépend presque pas du nombre d'atomes dans le piège pour les valeurs accessibles dans nos expériences. Pour un PMO donné, le volume effectif a été mesuré en changeant le nombre d'atomes à l'état stationnaire. Ceci est réalisé en changeant le taux de chargement du piège. Le volume a également été observé à la coupure du chargement du piège à différents moments de la décroissance. Dans les deux cas, le volume augmente de 30 % quand le nombre d'atomes croît de 3×10^6 à 3×10^7 . Ceci a une influence de 10 % sur l'évaluation

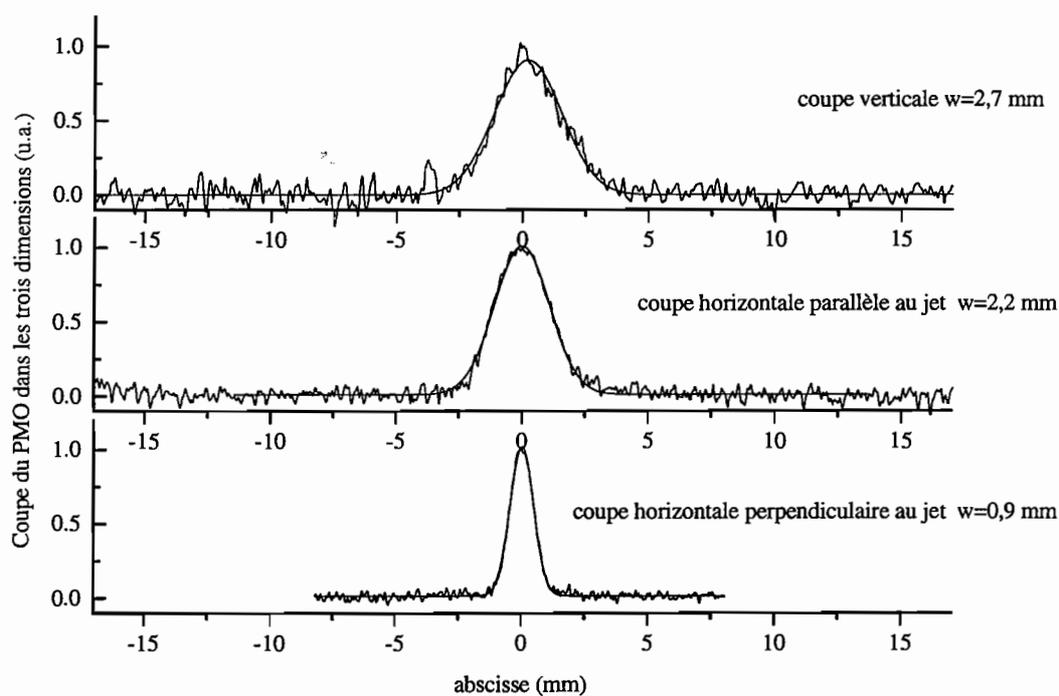


FIG. 2.3: Coupes du PMO dans les trois dimensions. Chaque profil est obtenu à partir d'une ligne du signal vidéo et on fait figurer dans chaque cas l'ajustement par une gaussienne nous permettant de déterminer la taille du nuage.

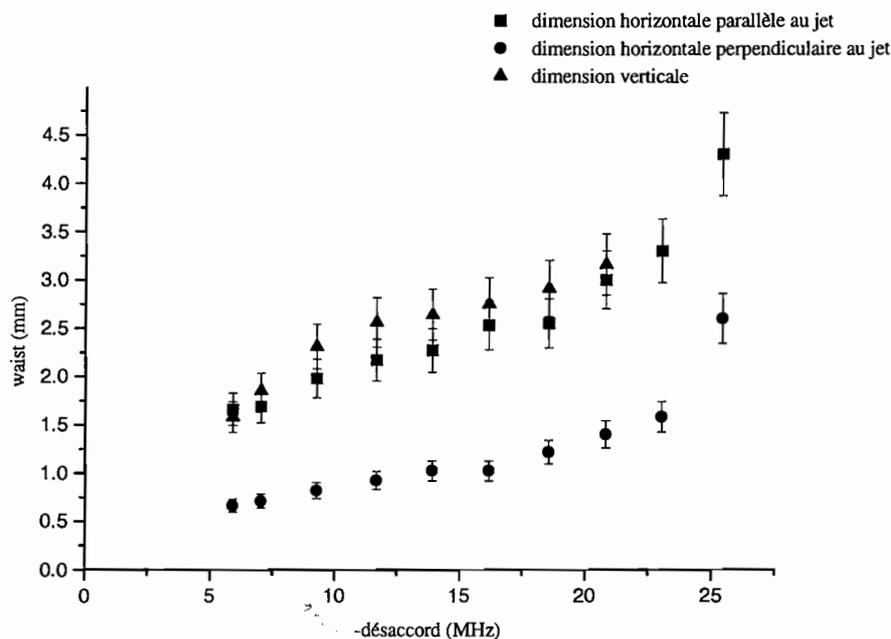


FIG. 2.4: Tailles du PMO dans les trois dimensions en fonction du désaccord des faisceaux lasers pièges

de β , ce qui est négligeable. En revanche, et de manière attendue, le volume varie lorsque l'on change le désaccord des faisceaux piège (voir la figure 2.5).

2.1.3.3 Détermination du taux de chargement R

Le taux de chargement est évalué à partir de la courbe de fluorescence en ajustant l'évolution à $t=0$ par une droite. La pente donne R , une fois corrigée du facteur permettant de convertir le signal issu de la photodiode détectant la fluorescence en nombre d'atomes. La photodiode est suffisamment rapide pour ne pas introduire d'erreurs sur l'évaluation de R . Un exemple est illustré sur la figure 2.6.

L'incertitude provenant des fluctuations expérimentales est de $\pm 8\%$. L'erreur systématique est très élevée et identique à celle déterminée pour N_s à savoir $\pm 50\%$. En revanche, le rapport R/N ne dépend pas de cette incertitude de calibration. Les valeurs typiques obtenues pour R sont de quelques 10^8 atomes/s.

2.1.3.4 Mesure du taux de collisions inélastiques β entre deux atomes d'hélium métastable en fonction du désaccord des faisceaux laser piège

Dans ce paragraphe, nous allons donner les valeurs du taux de collisions inélastiques entre deux atomes d'hélium métastable pour différents désaccords et intensités des lasers piège. L'existence de ces collisions à deux corps se voit bien sur les courbes de fluorescence (voir la figure 2.7). On remarque que l'on observe l'effet de β/V_{eff} et non pas de β seul. Après dépouillement complet des données, nous verrons que dans les exemples de la figure

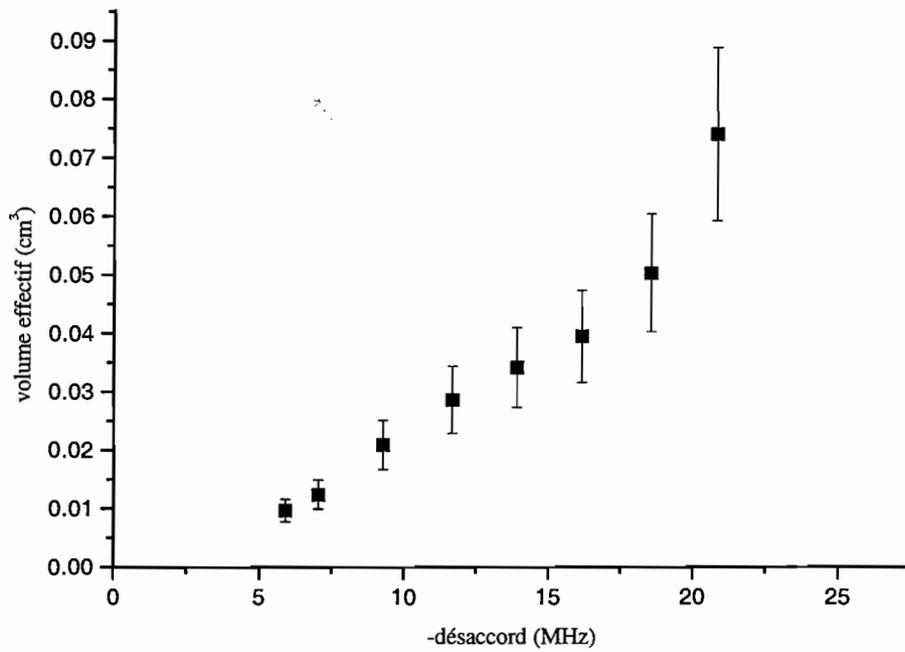


FIG. 2.5: Évolution du volume effectif du PMO en fonction du désaccord des faisceaux lasers piège

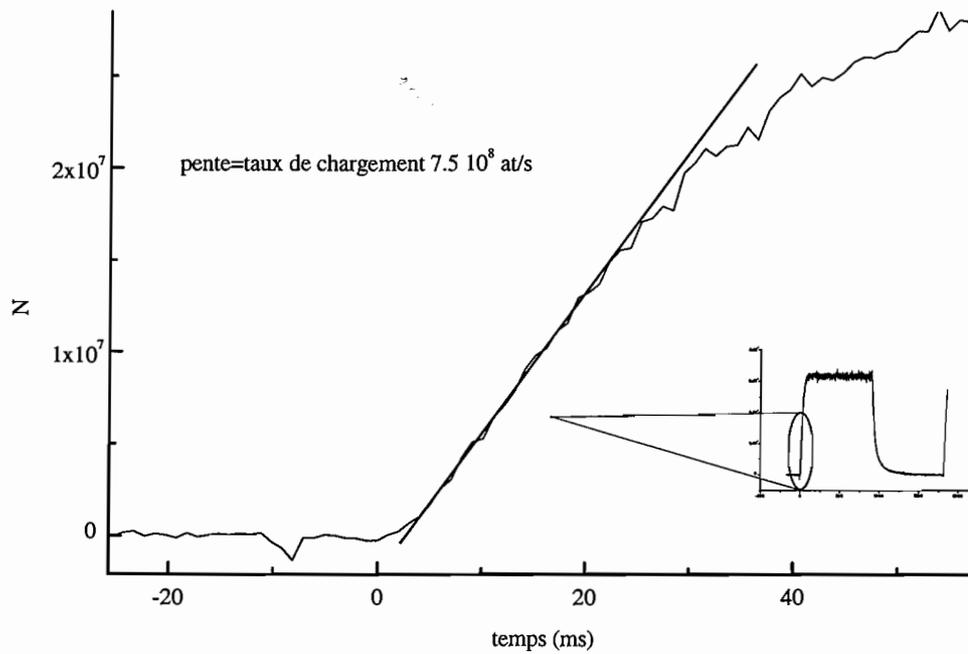


FIG. 2.6: Détermination du taux de chargement du PMO

2.7, β ne varie pas beaucoup. En revanche, le volume effectif est 5 fois plus petit pour des désaccords des faisceaux pièges de -6 MHz que pour des désaccords de -18 MHz. Cela explique la variation de β/V_{eff} visible sur les courbes.

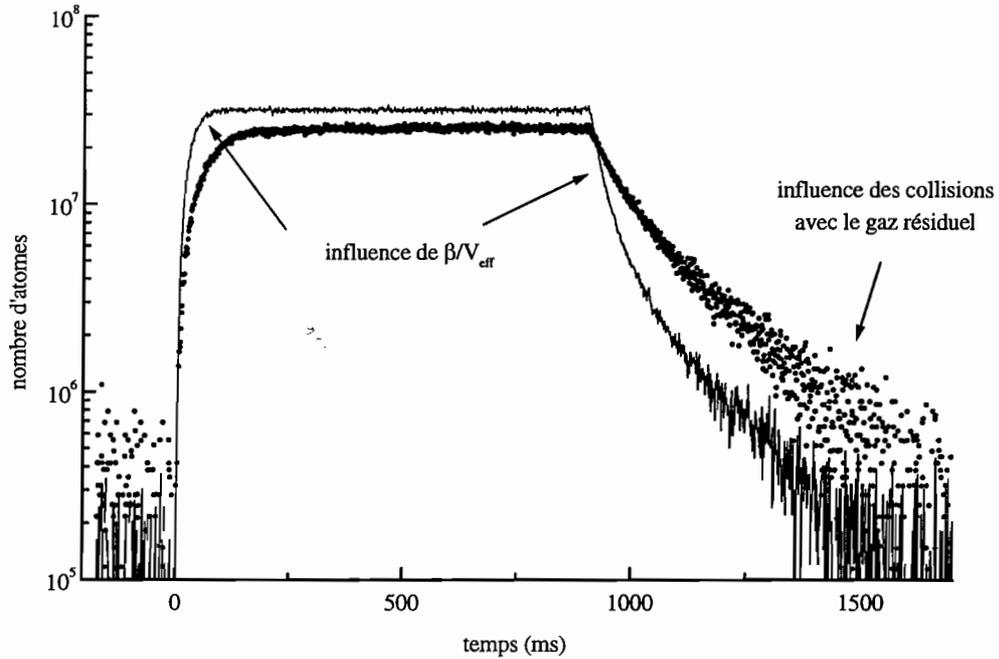


FIG. 2.7: Exemple de courbes de fluorescence pour deux désaccords différents des lasers piège ($\Delta = -6\text{MHz}$ pour la courbe en traits pleins et $\Delta = -18\text{MHz}$ pour la courbe en pointillés). L'incurvation au début de la décroissance et la diminution du temps de chargement sont des signatures de β/V_{eff} . Noter toutefois que l'on observe l'effet de β/V_{eff} et non pas de β seul. Son influence est non linéaire par rapport au nombre d'atomes dans le PMO. Le coefficient β varie peu entre les deux exemples, mais V_{eff} augmente d'un facteur 5 entre les désaccords -6 MHz et -18 MHz.

On procède, comme il est décrit dans la partie 2.1.1.2, à l'ajustement des courbes de fluorescence normalisée. Un exemple d'ajustement pour le chargement et le déchargement du PMO est illustré sur la figure 2.8.

De même, on étudie l'état stationnaire et on en extrait β .

Compte tenu de toutes les incertitudes mentionnées, il est possible à présent d'évaluer les incertitudes sur la détermination de β (voir tableau 2.1). On sépare les incertitudes appelées ici statistiques provenant des diverses fluctuations ou incertitudes sur les ajustements, donc différentes pour toutes les expériences, des incertitudes provenant d'une erreur de calibration décalant toutes les valeurs de β de la même manière. Néanmoins, pour connaître l'incertitude totale sur l'estimation de β , il faudra sommer quadratique-

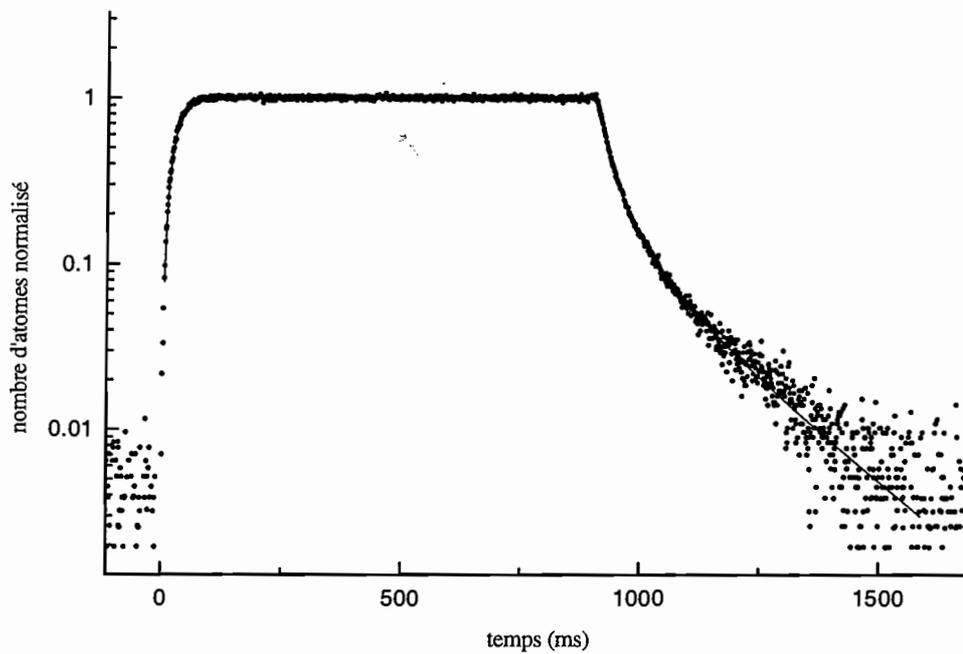


FIG. 2.8: Exemple d'ajustement du chargement et du déchargement d'une courbe normalisée de fluorescence d'un PMO ($I/I_{sat} = 160$ et $\Delta = -6\text{MHz}$). On obtient $P_1 = 8.15$, $P_2 = 0.188\text{ s}$, $P_3 = 0.910\text{ s}$ pour la décroissance et $P'_1 = 1.35$, $P'_2 = 57\text{ s}^{-1}$, $P'_3 = 3\text{ ms}$ pour le chargement.

ment ces deux incertitudes.

méthode	P_1	P'_1	P'_2	stationnaire
$\Delta\beta/\beta$ statistique	30 %	58 %	14 %	entre 35 et 60 %
$\Delta\beta/\beta$ calibration	54 %	54 %	54 %	54 %
$\Delta\beta/\beta$ total	62 %	80 %	56 %	85 %

TAB. 2.1: Incertitudes relatives sur la détermination de β suivant les différentes méthodes de dépouillement des courbes de fluorescence

L'incertitude de calibration est égale pour toutes les mesures à environ 50 % et décale toutes les valeurs de β de la même manière. On constate donc que les méthodes les plus précises sont l'évaluation de β par l'étude du déchargement du PMO et par l'étude du coefficient P'_2 du chargement qui était celui déterminé le plus précisément par l'ajustement. Les quatre méthodes d'ajustement sont cohérentes entre elles : les barres d'incertitudes associées à la mesure de β par les quatre méthodes différentes sont compatibles.

Détermination de β pour différents désaccords des lasers piège du PMO Sur la figure 2.9, on a représenté la valeur de β trouvée par chacune des méthodes décrites et pour des désaccords des lasers piège du PMO allant de -4 à -21 MHz environ, l'intensité laser totale I/I_{sat} étant de 160. L'expérience a été reproduite sur trois jours afin de tester la reproductibilité. Les barres d'incertitudes indiquent l'erreur statistique estimée. L'erreur due à la calibration est à rajouter. Les données numériques sont consignées dans le tableau 1 à la fin de la partie 1.

On peut aussi, pour plus de clarté, regarder ces mêmes résultats en regroupant les valeurs de β obtenues pour chacun des trois jours pour lesquels l'expérience a été effectuée (voir figure 2.10).

On rappelle que les valeurs de β les plus précises sont celles calculées à partir de P_1 et P'_2 . Les valeurs de β sont réparties autour de $10^{-8}\text{cm}^3/\text{s}$. On remarque que les valeurs de β déduites de la décroissance (P_1) sont toujours un peu plus élevées que les autres et que les valeurs issues de l'étude de l'état stationnaire sont souvent les plus basses. Ces écarts restent compatibles avec les incertitudes et les valeurs de β obtenues sont généralement cohérentes sur les différents jours.

Compte tenu des incertitudes, il n'est pas réellement possible de mettre en évidence une variation importante de β sur la plage de désaccord des faisceaux lasers piège explorée. Les valeurs de β données à partir de l'étude du déchargement du piège et de l'état stationnaire semblent cependant montrer que β présente un maximum vers des désaccords de -10 MHz.

Détermination de β pour différentes intensités des lasers piège Sur la figure 2.11 sont reportées les valeurs de β en fonction de l'intensité des lasers piège pour un désaccord fixé égal à -6 MHz. Les données numériques sont consignées dans le tableau 2 à la fin de la partie 1.

On distingue un maximum de β pour une intensité totale de 50 à 70 I_{sat} mais les incertitudes ne permettent pas d'être catégorique. Nous n'avons pas d'explication théorique

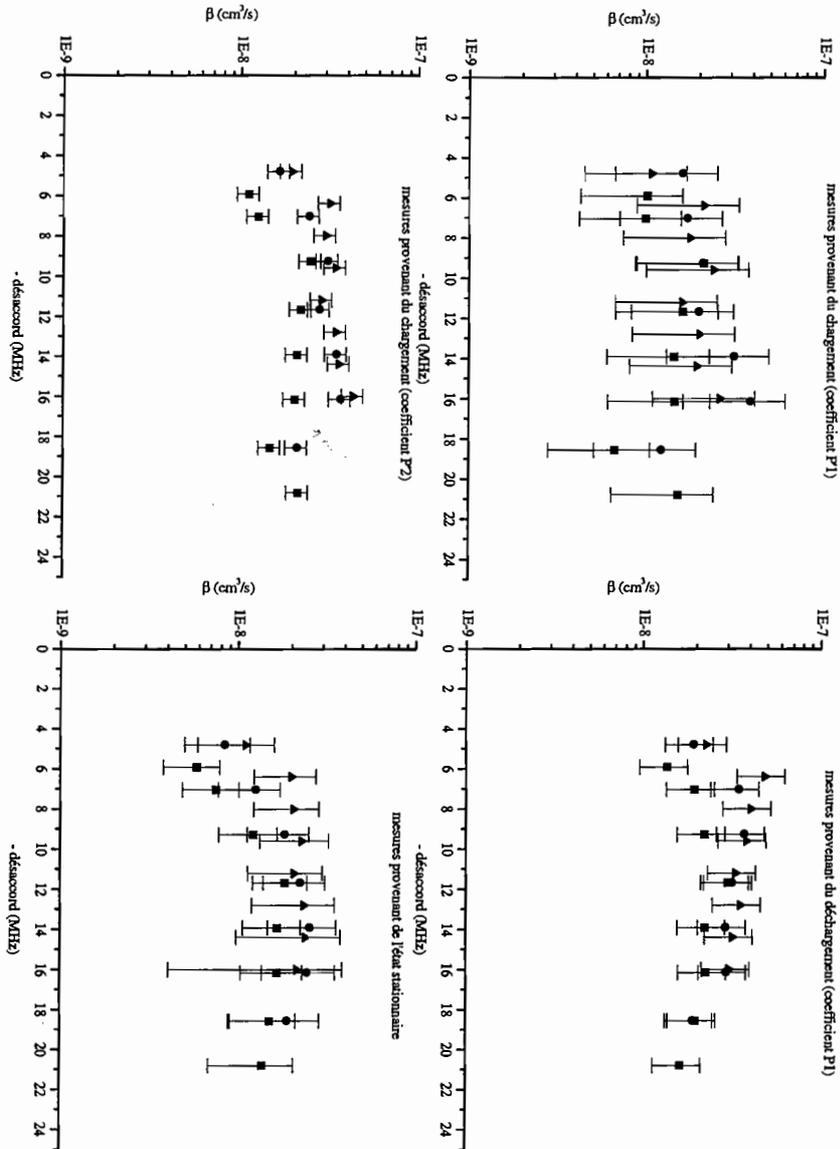


FIG. 2.9: Évaluation de β en fonction du désaccord des lasers pièges. Les symboles correspondent à des jours différents. La courbe en haut à droite est à rapprocher des résultats que nous avons publiés [8]. La légère différence entre ces résultats et ceux de [8] provient de l'amélioration de la procédure d'ajustement.

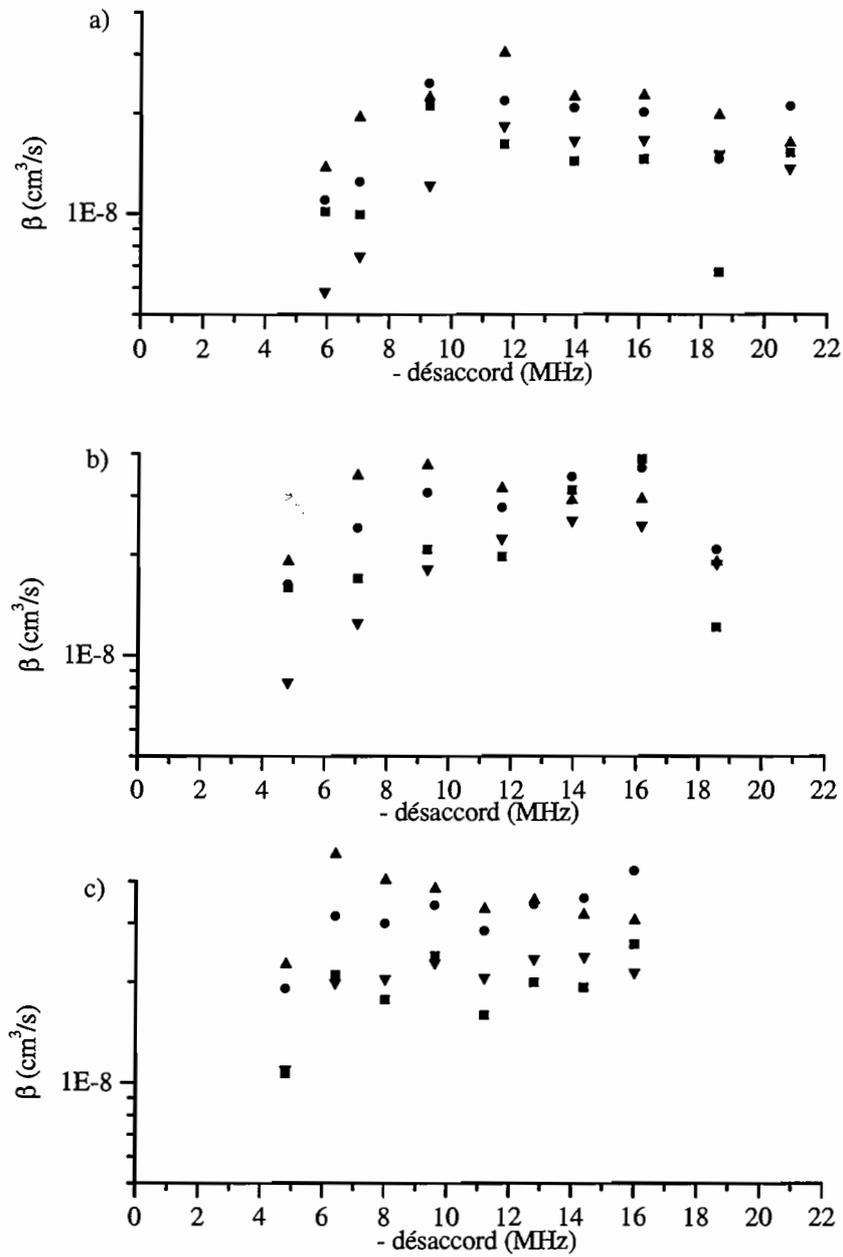


FIG. 2.10: Valeurs de β regroupées par jour d'acquisition. Les carrés représentent les valeurs de β issues du coefficient P_1' , les cercles de P_2' , les triangles hauts de P_1 et les triangles bas de l'étude de l'état stationnaire. Les barres d'incertitudes ont volontairement été retirées pour plus de lisibilité.

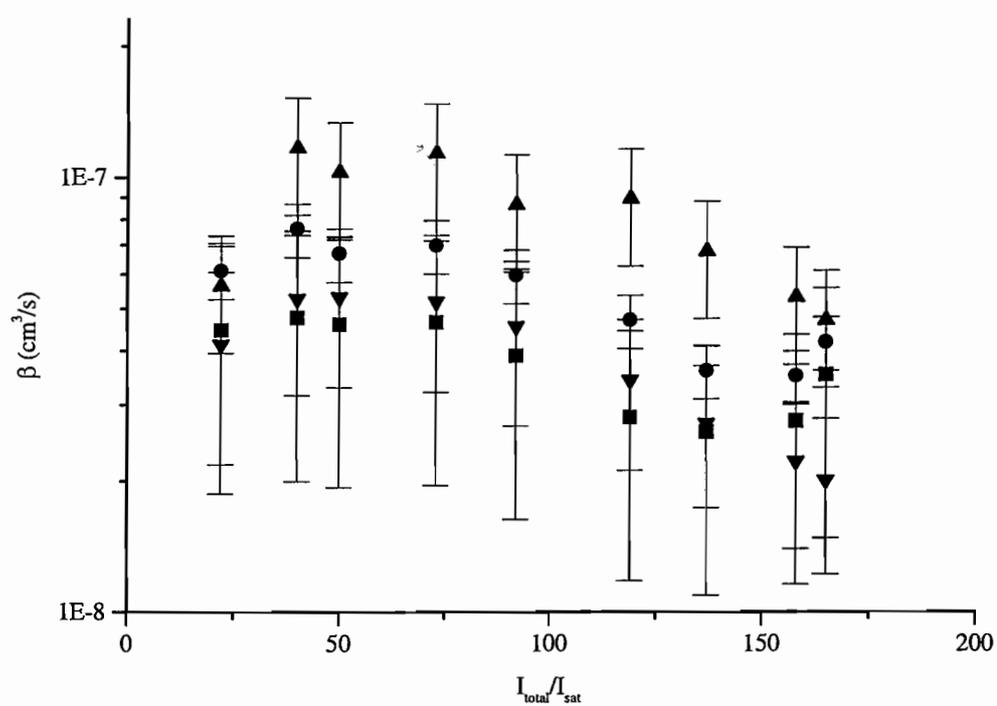


FIG. 2.11: Évaluation de β en fonction de l'intensité des lasers pièges pour un désaccord de -6 MHz. Les différents points représentent les résultats obtenus par les quatre méthodes différentes. Les barres d'incertitudes représentent l'erreur statistique sur les valeurs de β .

à apporter à cette éventuelle évolution.

2.1.4 Conclusion sur la mesure de β par la fluorescence du PMO

Les valeurs de β que nous venons de déterminer par l'étude de la fluorescence du PMO sont en bon accord avec les résultats publiés dans [2], [26] et [40] mais restent incompatibles avec les mesures du groupe d'Utrecht. La technique décrite dans ce chapitre donne les pertes totales et ne permet pas de distinguer l'ionisation associative des collisions Penning contrairement au groupe d'Utrecht. Elle inclut aussi les pertes par échappement radiatif ou « radiative escape ». D'après des observations expérimentales du groupe d'Amsterdam [40], le taux de « radiative escape » est de $1,3 \times 10^{-10}$ cm³/s, ce mécanisme peut donc être considéré comme négligeable. D'autre part l'ionisation associative, négligeable aux désaccords élevés [33], peut contribuer jusqu'à 16% du signal aux désaccords plus faibles.

2.2 Mesure du taux de pertes à deux corps en présence de lumière quasi-résonante par observation des ions

Récemment, suite à une modification importante de notre système à vide, nous avons pu mesurer le taux de pertes à deux corps en présence de lumière quasi-résonante par détection des ions produits par les collisions ionisantes. Nous avons comparé ces résultats aux résultats des mesures faites par observation de la fluorescence et aux mesures des autres groupes. Le procédé est analogue à celui décrit dans le chapitre précédent pour l'observation de la fluorescence, sauf que nous allons suivre à présent l'évolution temporelle du signal d'ions produits par les collisions. Ce procédé est décrit dans la première partie, suivi de la description rapide des paramètres du nouveau PMO. Une dernière partie est consacrée à l'étude des résultats expérimentaux.

2.2.1 Principe de la mesure

Le point commun avec la mesure de β par étude de la fluorescence est que nous allons suivre temporellement ou à l'état stationnaire un signal. Dans le cas présent, nous observons les ions produits au cours des collisions ionisantes entre les atomes d'hélium et le gaz résiduel ainsi que les ions produits par collisions entre deux atomes d'hélium métastable. En ce qui concerne le chargement et le déchargement du PMO, la différence principale dans l'évaluation du taux de pertes à deux corps provient du fait que l'on observe l'évolution du nombre d'atomes grâce aux ions et non plus par la fluorescence. En outre, la mesure du flux absolu d'ions produits par un PMO à l'état stationnaire permet d'évaluer le taux de collisions ionisantes.

Le flux d'ions produits par collisions Penning est relié au nombre d'atomes présents dans le PMO par

$$\Phi(t) = \frac{1}{\tau} N(t) + \frac{\beta_{\text{ion}}}{2V_{\text{eff}}} N^2(t)$$

Les notations sont celles de la partie 2.1.1.1. Nous distinguons le taux de collisions ionisantes noté β_{ion} du taux β de pertes à deux corps. Ces deux taux ne diffèrent que par les mécanismes de pertes ne produisant pas d'ions comme l'échappement radiatif, qui sont négligeables [40] dans notre cas. Nous conserverons cette distinction pour la compréhension physique des mécanismes bien que les deux taux soient presque identiques expérimentalement comme nous le verrons par la suite.

Le premier terme provient des ions produits par collisions ionisantes avec le gaz résiduel et le deuxième provient des collisions entre deux atomes d'hélium métastable. Le facteur 2 au dénominateur du second terme provient du fait qu'une collision entre deux atomes ne produit qu'un ion.

Une simplification peut être apportée quand la qualité du vide de l'enceinte est telle que la durée de vie est grande (supérieure à 10 secondes) c'est-à-dire quand $1/\tau \ll \beta N/2V_{\text{eff}}$ sur la plage de décroissance du nombre d'atomes observée. Dans ce cas l'évolution du nombre d'atomes dans un PMO vérifie

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{\beta}{V_{\text{eff}}} N^2 \quad (2.6)$$

et le flux d'ions est

$$\Phi(t) = \frac{\beta_{\text{ion}}}{2V_{\text{eff}}} N^2(t)$$

On peut ainsi donner les équations pilotes du flux d'ions émis pour le chargement

$$\Phi(t) = \frac{\beta_{\text{ion}}}{2V_{\text{eff}}} N_s^2 t h^2\left(\frac{\beta}{V_{\text{eff}}} N_s t\right) \quad (2.7)$$

l'état stationnaire

$$\Phi(t) = \frac{\beta_{\text{ion}}}{2V_{\text{eff}}} N_s^2 \quad (2.8)$$

et la décroissance

$$\Phi(t) \simeq \frac{\beta_{\text{ion}}}{2V_{\text{eff}}} \frac{N_s^2}{\left(1 + \frac{\beta}{V_{\text{eff}}} N_s t\right)^2} \quad (2.9)$$

Cette expression est valable dans la limite $N > 2V_{\text{eff}}/\beta\tau$. Si l'on prend $N_s=10^8$, $V_{\text{eff}}=0,3 \text{ cm}^3$, $\beta=10^{-8} \text{ cm}^3$ et $\tau=15 \text{ s}$ pour un nombre d'atomes $N > 4 \times 10^6$, cette approximation est valable pour des durées d'observation inférieures à 7 s après la coupure du piège par exemple pour le déchargement. Les traces de déchargement sont observées pendant 1 s donc la condition est remplie et l'approximation est légitime.

Le taux de chargement R n'apparaît pas littéralement car on l'a remplacé par $\frac{\beta}{V_{\text{eff}}} N_s^2$, valeur qui est déduite de l'équation (2.6) à l'état stationnaire.

Comme pour la mesure de β par observation de la fluorescence, il est possible de déterminer β en observant le flux normalisé d'ions émis par le PMO au chargement et au déchargement. Le flux absolu d'ions émis à l'état stationnaire permet de déterminer β_{ion} .

- On peut extraire β_{ion} à partir du signal d'ions émis par le PMO à l'état stationnaire (voir équation (2.8)) si l'on connaît le volume et le nombre d'atomes dans le PMO

par des mesures annexes, ainsi que l'efficacité de collection des ions et le gain de la galette de microcanaux suivie de l'amplificateur. Cette mesure n'est cependant pas précise car le gain utilisé dans les calculs, est issu de documentations techniques du constructeur et nous ne pensons pas que cette valeur soit connue à mieux qu'un facteur¹ 2. On considère de plus une collection totale des ions attirés par des grilles et une efficacité de détection de 100 % car les ions atteignent la galette avec une énergie de 2keV.

- D'autre part, il est possible de mesurer β en effectuant l'ajustement du signal d'ions normalisé issu de la galette de microcanaux au chargement et au déchargement par les équations théoriques issues des équations (2.7) et (2.9), $th^2(P_1(t - P_2))$ et $\frac{1}{(1+P_1(t-P_2))^2}$ respectivement. Les ajustements donnent P_1 à $\pm 5\%$ pour le chargement et $\pm 10\%$ pour le déchargement. Dans les deux cas $P_1 = \frac{\beta}{v_{\text{eff}}}N_s$ et P_2 est l'abscisse à l'origine.

Il est une fois de plus nécessaire d'évaluer de manière annexe N_s et V_{eff} pour obtenir β et β_{ion} .

2.2.2 Caractéristiques du PMO

Les caractéristiques du PMO utilisé sont très différentes de celui utilisé pour les expériences de fluorescence. L'enceinte à vide provisoire a été remplacée par l'enceinte définitive. L'amélioration principale provient de la qualité du vide permettant d'obtenir des pièges dont la durée de vie est supérieure à 15 s. Elle est également équipée d'une galette de microcanaux permettant d'observer les ions. Les détails figurent dans la partie 5.2.1.

2.2.3 Expériences et résultats

Nous avons observé le flux d'ions à l'état stationnaire mais plus particulièrement au chargement et au déchargement du PMO car l'exploitation ne fait pas appel dans ce cas à une calibration absolue du gain de la galette. La figure 2.12 représente un exemple de signal d'ions au chargement et au déchargement ainsi que les courbes d'ajustement superposées.

Les techniques de mesure de N_s et V_{eff} sont différentes de celles utilisées pour les expériences du chapitre 2.1.

Le nombre d'atomes dans le PMO est déterminé en coupant les lasers et champs magnétiques de piégeage. Les atomes sont donc libres et atteignent la galette de microcanaux qui génère un signal dont l'intégrale temporelle permet de remonter au nombre d'atomes dans le piège avec une incertitude de $\pm 50\%$ due majoritairement à des incertitudes de calibration. La sensibilité de la détection du nombre d'atomes par la galette étant bien supérieure à la sensibilité de détection des atomes par observation de la fluorescence, il est possible d'accéder à des valeurs de β pour de très grands désaccords (jusqu'à -48 MHz) pour lesquels la fluorescence, très faible, est difficilement détectable.

1. Nous avons observé expérimentalement un facteur 2 sur le gain entre deux galettes identiques fonctionnant à la même tension et détectant le même signal.

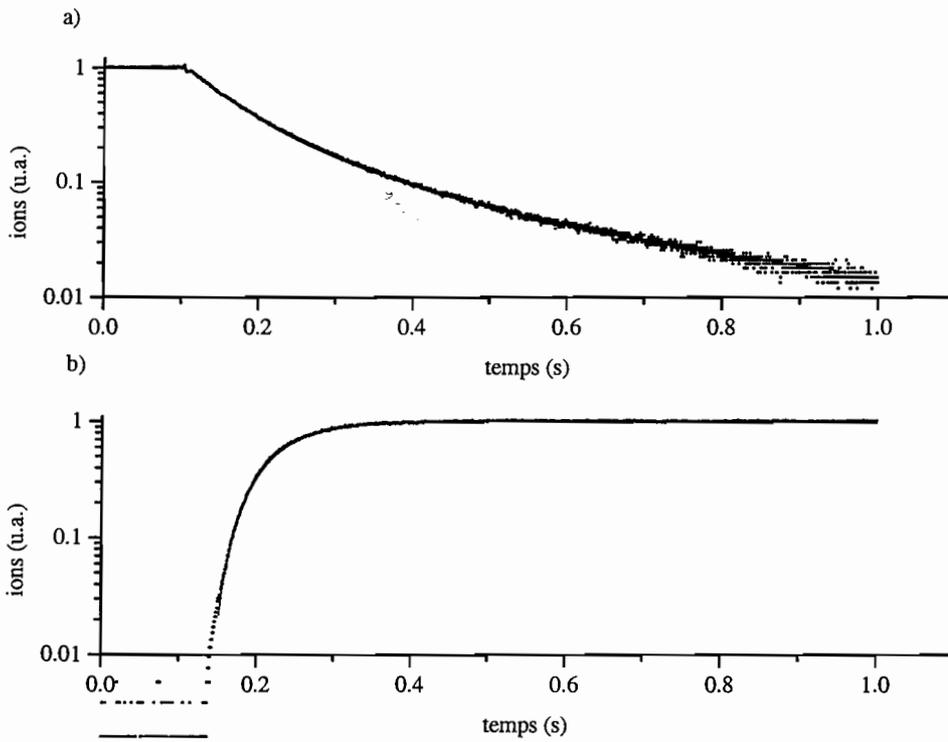


FIG. 2.12: Signal d'ions normalisé à la décroissance du PMO (a) et au chargement (b) pour un désaccord des faisceaux piège de -12 MHz. Les courbes d'ajustement sont superposées et l'on obtient $P_1 = 8s^{-1}$ pour (a) et $P_1 = 10,2s^{-1}$ pour (b).

Le volume est déterminé par absorption : on envoie un faisceau laser dans le PMO et l'ajustement du profil d'intensité transmise donne les dimensions du piège dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation de la sonde dans le cas où les atomes sont distribués suivant une gaussienne dans les trois dimensions. Nous n'avons donc les dimensions du piège que dans les deux dimensions du plan du front d'onde de la sonde. Ces deux dimensions sont presque identiques expérimentalement. Nous faisons l'hypothèse que le piège est isotrope, et nous prenons la dimension du piège dans la direction de propagation de la sonde identique à l'une des dimensions mesurées dans le plan du front d'onde ; cela nous conduit donc à une grande incertitude sur l'évaluation du volume effectif qui est considéré connu à $\pm 50\%$.

L'incertitude totale sur β déduit du chargement et du déchargement du PMO est de $\pm 75\%$, l'incertitude sur la détermination des paramètres d'ajustement étant négligeable par rapport aux autres incertitudes. L'incertitude est essentiellement une incertitude de calibration.

L'incertitude sur β_{ion} déterminé par l'étude de l'état stationnaire est encore plus élevée. Elle est estimée à un facteur 3 en raison de l'incertitude sur le gain de la galette.

La mesure de β a été effectuée à intensité totale constante des lasers de piégeage de $I/I_{\text{sat}} = 160$ et en faisant varier le désaccord de -3 à -48 MHz. Les résultats sont reportés sur la figure 2.13 et les données numériques associées sont consignées dans le tableau 3 à la fin de la partie 1.

Les valeurs de β déduites de l'ajustement du signal d'ions au chargement et au déchargement sont en très bon accord. Les valeurs de β_{ion} déduites de l'état stationnaire montrent que le taux de pertes à deux corps et le taux de collisions ionisantes sont très semblables pour des désaccords supérieurs à 10 MHz en valeur absolue. Il existe une différence aux faibles désaccords que nous ne pouvons expliquer par un mécanisme de pertes ne produisant pas d'ions. En effet, nous trouvons un taux de collisions ionisantes supérieur au taux de pertes à deux corps. Nous n'avons pas à ce jour d'explication à fournir autre qu'une variation de l'efficacité de détection des ions qui pourraient avoir des propriétés différentes suivant le désaccord des lasers pièges du PMO dans lequel ils sont produits. Nous ne garderons par la suite que les valeurs issues de l'ajustement du chargement et du déchargement.

La figure 2.13 montre très clairement une forte dépendance de β et β_{ion} avec le désaccord illustrant le fait que les collisions ionisantes entre deux atomes d'hélium sont assistées par la lumière.

2.2.4 Conclusion sur la mesure de β par observation des ions

Le taux de pertes à deux corps mesuré à partir de la détection des ions varie très fortement avec le désaccord entre $4 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ environ à -3 MHz et $5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ à -48 MHz. Les valeurs absolues données ici ne sont connues qu'à $\pm 75\%$ provenant essentiellement d'une grande incertitude de calibration. L'évolution de β en fonction du désaccord est significative et l'on observe bien sur cette gamme de désaccords une atténuation du taux de collisions ionisantes à grand désaccord. Nous avons montré que pour des désaccords supérieurs en valeur absolue à 10 MHz que le taux de pertes à deux corps est très proche du taux de collisions ionisantes, Penning et ionisation associative.

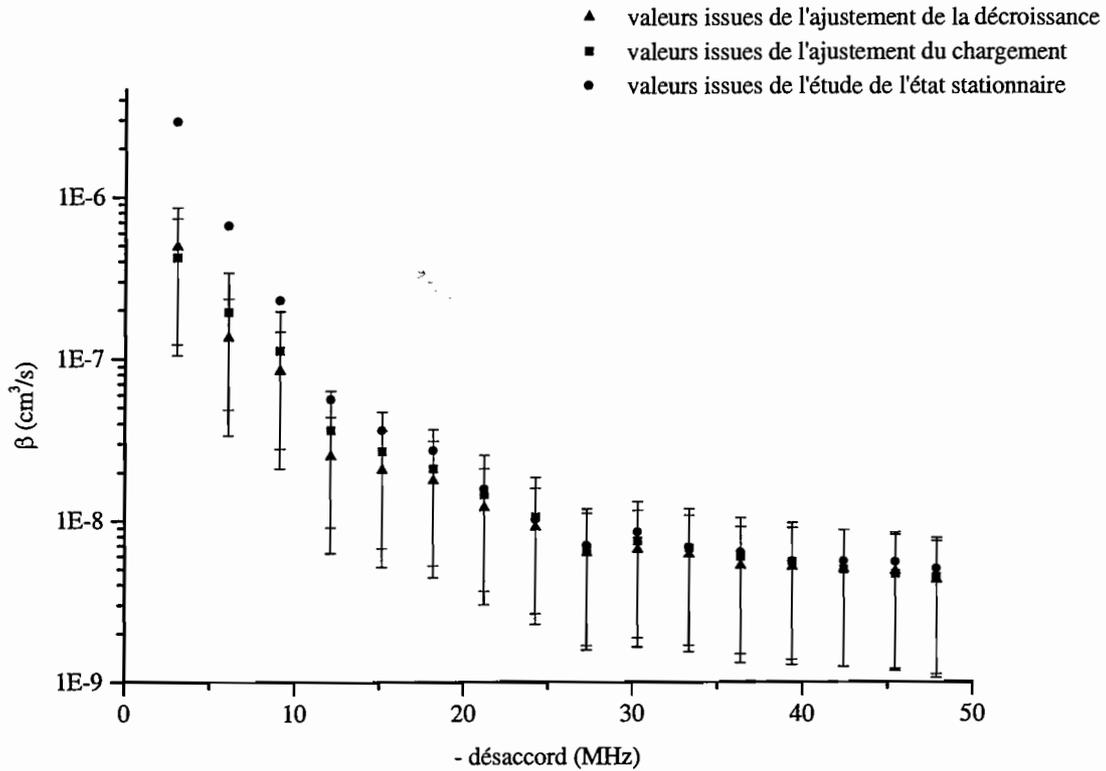


FIG. 2.13: Valeurs de β en fonction du désaccord des lasers piège obtenues par l'ajustement des courbes de signal d'ions lors du chargement et du déchargement du PMO. Les incertitudes représentées sont les incertitudes totales qui sont essentiellement des incertitudes de calibration. Les valeurs de β_{ion} issues de l'étude de l'état stationnaire sont aussi représentées à titre indicatif. L'incertitude d'un facteur 3 sur ces valeurs n'est pas représentée.

Chapitre 3

Synthèse : taux de collisions ionisantes sous irradiation quasi-résonante

Dans les parties précédentes, nous avons exposé nos résultats de mesure de taux de pertes à deux corps entre deux atomes d'hélium métastable par deux méthodes différentes : soit par détection de la fluorescence d'un PMO, soit par analyse du signal de détection des ions produits par les collisions. Dans une première partie, nous allons confronter les résultats de nos deux méthodes. Nous allons ensuite, dans une deuxième partie comparer nos résultats à ceux des autres groupes.

Sommaire

3.1 Synthèse de nos résultats	51
3.2 Comparaison de nos résultats avec ceux des autres groupes	53
3.3 Conclusion de la première partie et perspectives	53

3.1 Synthèse de nos résultats

Sur la figure 3.1, sont reportées les mesures du taux de pertes à deux corps calculées à partir de la détection des ions produits par les collisions ionisantes ainsi que celles calculées à partir de la détection du signal de fluorescence (dans ce dernier cas, seules les valeurs déduites de P_1 et P'_2 figurent).

La méthode par fluorescence ne permet pas de séparer les collisions ionisantes des pertes ne produisant pas d'ions. La détection des ions permet de donner le taux de pertes à deux corps mais aussi le taux de collisions ionisantes.

Les valeurs des taux de pertes à deux corps obtenues par observation de la fluorescence et des ions sont en très bon accord pour des désaccords supérieurs à 10 MHz en valeur absolue. Les points à -3 et -5 MHz ne semblent pas compatibles et les résultats issus des deux méthodes semblent s'écarter pour des désaccords inférieurs, en valeur absolue, à 10 MHz.

La seule explication que nous pouvons invoquer est une mauvaise évaluation, aux faibles désaccords, du volume du piège dans le cas des expériences détectant les ions. En

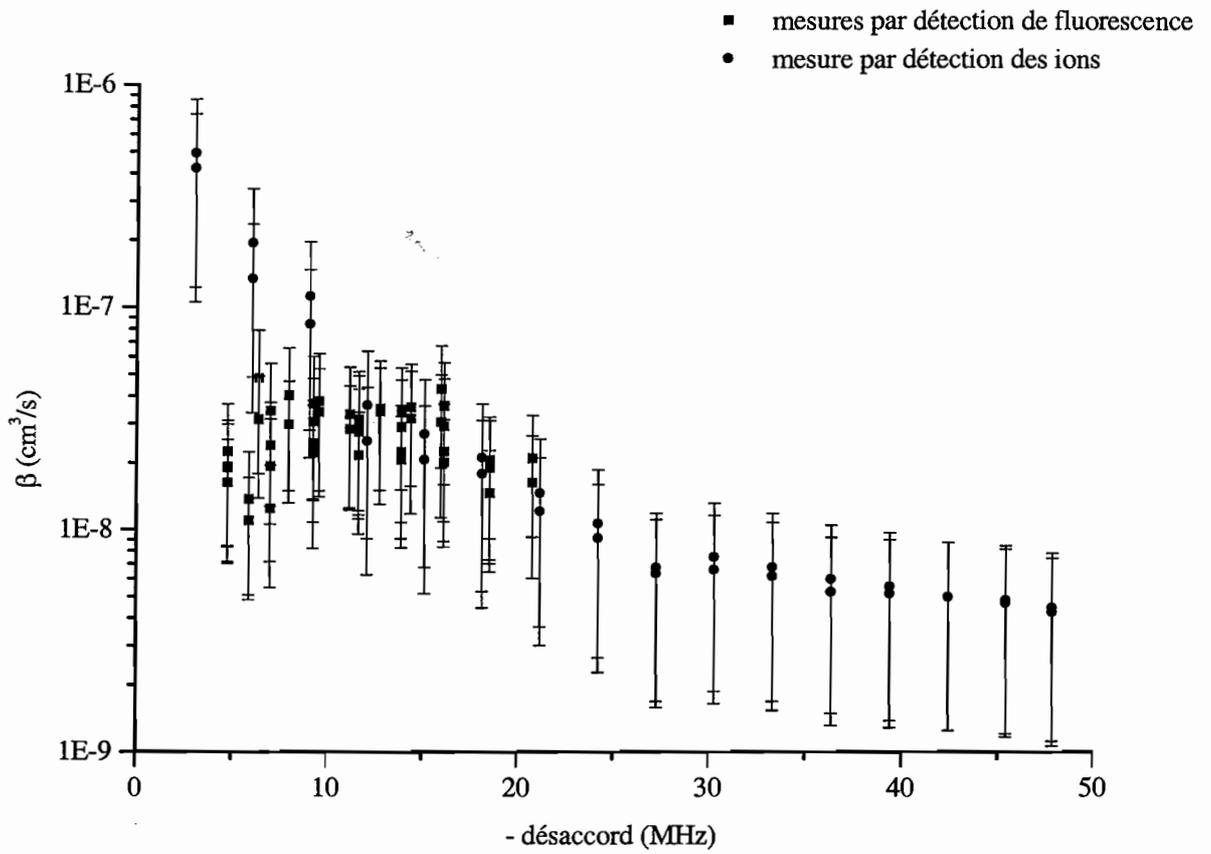


FIG. 3.1: Mesure de β calculées par observation des ions produits par les collisions Penning et par observation du signal de fluorescence en fonction du désaccord.

effet, nous n'avons pas tenu compte de l'expansion balistique du nuage entre le moment de la coupure du PMO et le moment où nous envoyons la sonde en absorption. À cause de cette expansion, le volume effectif mesuré est plus grand que le volume effectif réel. Le coefficient β est alors surestimé. Cet effet est d'autant plus important que le volume initial du nuage est petit, donc pour des désaccords faibles des faisceaux lasers pièges. Cela pourrait expliquer une différence entre les mesures de β effectuées par les deux méthodes apparaissant uniquement aux faibles désaccords.

Hormis pour les faibles désaccords, nos résultats sont cohérents entre eux. Nous allons à présent comparer nos résultats à ceux des autres groupes évoqués dans le chapitre 1.3.

3.2 Comparaison de nos résultats avec ceux des autres groupes

Sur la figure 3.2, on a reporté nos valeurs ainsi que les valeurs publiées par les autres groupes ayant évalué β . Nous constatons que nos mesures sont en très bon accord avec celles de tous les autres groupes à l'exception de la valeur publiée par le groupe d'Utrecht.

3.3 Conclusion de la première partie et perspectives

Nous avons dans cette partie étudié le taux de pertes totales à deux corps dans un PMO (par observation de la fluorescence) ainsi que le taux de collisions ionisantes par observation des ions produits. Ces deux taux sont identiques à notre échelle de précision pour des désaccords supérieurs en valeur absolue à 10 MHz montrant ainsi que les pertes non ionisantes, comme l'échappement radiatif, sont négligeables conformément aux observations de l'équipe d'Amsterdam [40]. Nous ne distinguons pas non plus les collisions Penning de l'ionisation associative. La contribution de ce dernier mécanisme par rapport aux collisions Penning variant entre 3% et 16% suivant le désaccord ([34, 35], notre taux est approximativement le taux de collisions Penning entre deux atomes d'hélium métastable. On observe une atténuation d'un facteur un peu inférieur à 10 du taux de collisions Penning lorsque l'on change le désaccord des lasers piège de -10 MHz à -50 MHz. Pour une intensité laser totale telle que $I/I_{\text{sat}}=160$, Le taux est d'environ $3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ à -10 MHz, cette valeur étant donnée à un facteur deux près. Nos mesures sont en accord avec les résultats des autres groupes excepté ceux du groupe d'Utrecht.

Ce taux de collisions, très élevé pour l'hélium, est une gêne pour atteindre des hautes densités dans le PMO d'hélium métastable. Ces expériences montrent qu'il sera difficile d'obtenir une densité initiale supérieure à quelques 10^8 atomes/cm³ lorsque l'on chargera les atomes du PMO dans un piège magnétique. Mais dans un tel piège, en l'absence de lumière et où les atomes sont polarisés, le taux de collisions Penning est beaucoup plus faible. En effet, Bardou *et al.* ont trouvé un taux de collisions Penning 100 fois plus faible en l'absence de lumière et la référence [37] prédit une réduction de 5 ordres de grandeur dans la cas où les atomes sont polarisés.

S'il est possible de refroidir suffisamment les atomes dans le piège magnétique, on peut donc espérer atteindre des régimes de dégénérescence quantique. Dans ce but, des

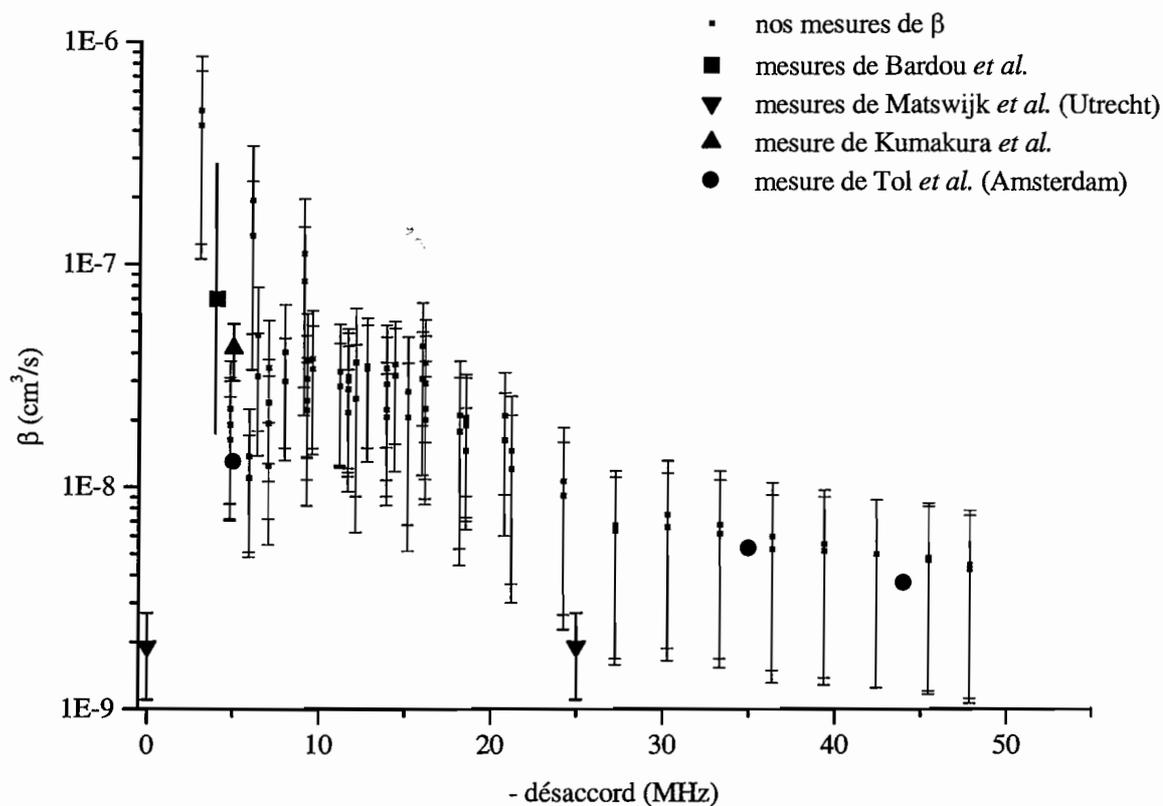


FIG. 3.2: Bilan de toutes les valeurs connues de β . Les incertitudes sont reportées lorsqu'elles sont connues. Le groupe d'Utrecht n'ayant pas précisé exactement la valeur du désaccord pour laquelle a été effectuée la mesure, on a reporté la valeur publiée aux désaccords extrêmes possibles.

expériences de piégeage magnétique, auxquelles j'ai participé, ont déjà eu lieu dans notre groupe. Elles sont développées dans la référence [7].

Données

Les données numériques concernant les expériences de détermination du taux de pertes à deux corps dans un PMO ou de détermination du taux de collisions ionisantes sont consignées ici. Le premier tableau (1) regroupe les informations sur la détermination du taux de pertes par collisions à deux corps dans un PMO par observation de la fluorescence en faisant varier le désaccord des faisceaux pièges. Les doubles lignes séparent les expériences effectuées à des jours différents. Les données concernant le même type d'expériences en faisant varier l'intensité des lasers de piégeage figurent dans le tableau (2). Le dernier tableau (3) contient toutes les données permettant de calculer le taux de pertes à deux corps par observation des ions et le taux de collisions ionisantes.

Pour ces trois tableaux, N_s représente le nombre d'atomes à l'état stationnaire, R le taux de chargement, V_{eff} le volume effectif, $\Phi(\text{stat})$ le flux d'ions à l'état stationnaire, n_0 la densité atomique. La signification des coefficients P_j^i est expliquée dans les chapitres décrivant les procédures d'ajustement. Le taux de pertes à deux corps est noté β et le terme entre parenthèses associé fait référence au coefficient d'ajustement utilisé pour le calcul. La valeur de β déterminée par exploitation de l'état stationnaire est notée $\beta(\text{stat})$.

Dans le troisième tableau (3), β_{ion} désigne le taux de collisions ionisantes. Les coefficients $\beta(\text{charg})$ et $\beta(\text{decharg})$ font référence respectivement aux valeurs des taux de pertes à deux corps obtenues par observation des ions au chargement et au déchargement du PMO.

- désaccord MHz	N_s	R at/s	V_{eff_3} mm ³	P_1	$P_2 = \tau$ ms	P_3 ms	P_1'	P_2' s ⁻¹	P_3' ms	$\beta(\text{stat})$ cm ³ /s	$\beta(P_1')$ cm ³ /s	$\beta(P_2')$ cm ³ /s	$\beta(P_1)$ cm ³ /s
5.9	3.2×10^7	7.5×10^8	10	8.2	188	910	1.4	57	3	0.6×10^{-8}	1.0×10^{-8}	1.1×10^{-8}	1.4×10^{-8}
7	3.1×10^7	7.9×10^8	12	9.1	180	911	1.0	57	3	0.7×10^{-8}	1.0×10^{-8}	1.2×10^{-8}	1.9×10^{-8}
9.3	2.9×10^7	6.4×10^8	21	5.2	172	908	1.3	55	3	1.2×10^{-8}	2.1×10^{-8}	2.5×10^{-8}	2.2×10^{-8}
11.7	2.6×10^7	5.4×10^8	29	6.6	241	911	0.7	40	4	1.8×10^{-8}	1.6×10^{-8}	2.2×10^{-8}	3.0×10^{-8}
13.9	2.6×10^7	4.5×10^8	34	3.8	223	907	0.6	33	4	1.7×10^{-8}	1.4×10^{-8}	2.1×10^{-8}	2.2×10^{-8}
16.2	2.4×10^7	3.6×10^8	39	3.1	220	909	0.6	27	5	1.7×10^{-8}	1.5×10^{-8}	2.0×10^{-8}	2.3×10^{-8}
18.6	2.5×10^7	3.0×10^8	50	2.5	247	909	0.3	19	5	1.5×10^{-8}	0.7×10^{-8}	1.5×10^{-8}	2.0×10^{-8}
20.8	2.6×10^7	2.4×10^8	74	1.3	223	907	0.6	17	5	1.4×10^{-8}	1.5×10^{-8}	2.1×10^{-8}	1.6×10^{-8}
4.8	3.0×10^7	6.1×10^8	19	4.5	147	-4	1.3	46	-911	0.8×10^{-8}	1.6×10^{-8}	1.6×10^{-8}	1.9×10^{-8}
7	3.1×10^7	6.8×10^8	25	6.4	151	-2	1.0	51	-910	1.2×10^{-8}	1.7×10^{-8}	2.4×10^{-8}	3.4×10^{-8}
9.3	2.6×10^7	5.2×10^8	35	4.5	163	-4	0.8	43	-910	1.8×10^{-8}	2.1×10^{-8}	3.1×10^{-8}	3.7×10^{-8}
11.7	2.4×10^7	4.4×10^8	43	3.2	178	-6	0.6	34	-909	2.2×10^{-8}	2.0×10^{-8}	2.8×10^{-8}	3.1×10^{-8}
13.9	2.1×10^7	3.4×10^8	52	1.9	159	-6	0.8	30	-910	2.5×10^{-8}	3.1×10^{-8}	3.4×10^{-8}	2.9×10^{-8}
16.2	2.1×10^7	3.0×10^8	63	1.8	179	-6	0.9	26	-910	2.4×10^{-8}	3.9×10^{-8}	3.6×10^{-8}	2.9×10^{-8}
18.6	2.2×10^7	2.5×10^8	75	1.0	172	-7	0.3	17	-909	1.9×10^{-8}	1.2×10^{-8}	2.1×10^{-8}	1.9×10^{-8}
4.8	2.8×10^7	5.2×10^8	30	2.7	126	17	0.6	36	912	1.1×10^{-8}	1.1×10^{-8}	1.9×10^{-8}	2.3×10^{-8}
6.4	3.1×10^7	7.0×10^8	40	5.5	145	21	0.7	47	912	2.0×10^{-8}	2.1×10^{-8}	3.1×10^{-8}	4.8×10^{-8}
8	2.8×10^7	6.1×10^8	40	3.6	128	19	0.6	43	913	2.0×10^{-8}	1.8×10^{-8}	3.0×10^{-8}	4.0×10^{-8}
9.6	2.7×10^7	5.3×10^8	50	2.8	136	18	0.7	38	913	2.3×10^{-8}	2.4×10^{-8}	3.4×10^{-8}	3.8×10^{-8}
11.2	2.7×10^7	4.4×10^8	60	2.2	144	18	0.4	29	913	2.1×10^{-8}	1.6×10^{-8}	2.8×10^{-8}	3.3×10^{-8}
12.8	2.7×10^7	3.7×10^8	90	1.7	159	19	0.5	24	913	2.3×10^{-8}	2.0×10^{-8}	3.4×10^{-8}	3.5×10^{-8}
14.4	2.7×10^7	3.1×10^8	130	1.0	158	17	0.4	18	913	2.4×10^{-8}	1.9×10^{-8}	3.6×10^{-8}	3.2×10^{-8}
16	2.6×10^7	2.4×10^8	180	0.7	156	16	0.4	15	912	2.1×10^{-8}	2.6×10^{-8}	4.3×10^{-8}	3.1×10^{-8}

I/I_{sat}	N_S	R at/s	V_{eff} mm^3	P_1	$P_2 = \tau$ ms	P_3 ms	P_1'	P_2' s^{-1}	P_3' ms	$\beta(\text{stat})$ cm^3/s	$\beta(P_1')$ cm^3/s	$\beta(P_2')$ cm^3/s	$\beta(P_1)$ cm^3/s
165	2.8×10^7	6.8×10^8	35	4.6	123	21	1.2	57	911	2.0×10^{-8}	3.5×10^{-8}	4.2×10^{-8}	4.7×10^{-8}
158	2.7×10^7	6.8×10^8	34	6.4	149	22	0.9	53	911	2.2×10^{-8}	2.8×10^{-8}	3.5×10^{-8}	5.3×10^{-8}
137	2.5×10^7	6.5×10^8	37	6.7	145	23	0.7	50	912	2.7×10^{-8}	2.6×10^{-8}	3.6×10^{-8}	6.8×10^{-8}
119	2.2×10^7	5.6×10^8	44	5.9	130	23	0.6	49	912	3.4×10^{-8}	2.8×10^{-8}	4.7×10^{-8}	8.9×10^{-8}
92	1.9×10^7	5.0×10^8	51	3.3	105	19	0.6	48	912	4.5×10^{-8}	3.9×10^{-8}	6.0×10^{-8}	8.6×10^{-8}
73	1.7×10^7	4.2×10^8	50	5.2	136	21	0.6	48	911	5.2×10^{-8}	4.7×10^{-8}	7.0×10^{-8}	1.13×10^{-7}
50	1.3×10^7	3.3×10^8	42	4.3	131	20	0.6	46	911	5.3×10^{-8}	4.6×10^{-8}	6.7×10^{-8}	1.03×10^{-7}
40	1.1×10^7	2.6×10^8	38	4.4	127	22	0.6	46	911	5.3×10^{-8}	4.6×10^{-8}	7.6×10^{-8}	1.17×10^{-7}
22	0.8×10^7	1.6×10^8	30	1.7	112	14	0.6	36	911	4.1×10^{-8}	4.5×10^{-8}	6.1×10^{-8}	5.6×10^{-8}

TAB. 2:

- désaccord MHz	N_s	V_{eff} mm ³	Φ (stat) ions/s	$2\sqrt{2}P_1(\text{decharg})$ $= \beta n_0(\text{décharg})$	$2\sqrt{2}P_1(\text{charg})$ $= \beta n_0(\text{charg})$	$2\sqrt{2}P_1(\text{stat})$ $= \beta_{\text{ion}} n_0(\text{stat})$	$\beta(\text{decharg})$ cm ³ /s	$\beta(\text{charg})$ cm ³ /s	β_{ion} cm ³ /s
3.0	9.0×10^5	16	7.5×10^7	80	68.5	471	4.91×10^{-7}	4.2×10^{-7}	2.9×10^{-6}
6.1	3.0×10^6	27	1.24×10^8	45	65	222	1.34×10^{-7}	1.9×10^{-7}	6.6×10^{-7}
9.1	6.0×10^6	34	1.39×10^8	45	60	123	8.4×10^{-8}	1.1×10^{-7}	2.3×10^{-7}
12.1	1.9×10^7	68	1.54×10^8	20	29	45	2.5×10^{-8}	3.6×10^{-8}	5.6×10^{-8}
15.2	2.3×10^7	74	1.35×10^8	18.5	24.2	32.6	2.1×10^{-8}	2.7×10^{-8}	3.6×10^{-8}
18.2	3.1×10^7	114	1.13×10^8	13.5	16	20.7	1.8×10^{-8}	2.1×10^{-8}	2.7×10^{-8}
21.2	4.2×10^7	158	8.7×10^7	9	10.9	11.8	1.2×10^{-8}	1.5×10^{-8}	1.6×10^{-8}
24.2	5.3×10^7	173	8.3×10^7	7.9	9.2	8.8	9.1×10^{-9}	1.1×10^{-8}	1.0×10^{-8}
27.3	6.5×10^7	185	8.1×10^7	6.3	6.7	7.0	6.3×10^{-9}	6.7×10^{-9}	7.0×10^{-9}
30.3	7.3×10^7	253	9.0×10^7	5.4	6.1	6.9	6.6×10^{-9}	7.5×10^{-9}	8.5×10^{-9}
33.3	8.1×10^7	271	8.3×10^7	5.2	5.7	5.8	6.1×10^{-9}	6.7×10^{-9}	6.8×10^{-9}
36.4	8.5×10^7	287	8.0×10^7	4.4	5	5.3	5.2×10^{-9}	6.0×10^{-9}	6.3×10^{-9}
39.4	8.5×10^7	308	6.5×10^7	4	4.3	4.3	5.1×10^{-9}	5.5×10^{-9}	5.6×10^{-9}
42.4	9.0×10^7	341	6.6×10^7	3.7	3.7	4.1	5.0×10^{-9}	5.0×10^{-9}	5.6×10^{-9}
45.5	9.6×10^7	408	6.2×10^7	3.2	3.1	3.7	4.8×10^{-9}	4.7×10^{-9}	5.5×10^{-9}
47.9	9.6×10^7	384	6.0×10^7	3	3.2	3.5	4.2×10^{-9}	4.5×10^{-9}	5.0×10^{-9}

TAB. 3:

Deuxième partie

Mesure du taux de transition de deux transitions interdites de l'hélium

Nous avons vu dans l'introduction générale qu'il existe d'autres mécanismes de pertes que les collisions Penning intervenant dans les expériences de refroidissement radiatif d'hélium métastable. En effet, des transitions interdites permettent aux atomes d'hélium métastable dans l'état 2^3P_1 ou 2^3P_2 de se désexciter vers le niveau électronique fondamental. Ils sont alors perdus pour la suite du refroidissement. Ces transitions sont particulièrement gênantes car elles concernent des niveaux atomiques couramment utilisés pour le refroidissement radiatif et limitent les performances des dispositifs. En effet, les pièges magnéto-optiques sont réalisés sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$, tandis que les expériences de refroidissement sub-recul utilisent des lasers asservis en fréquence sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$. Dans cette partie, nous caractérisons les transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ en mesurant leur taux de transition Γ' et Γ'' respectivement. La signification physique d'un taux caractérisant une transition est la probabilité que l'atome se désexcite par unité de temps par cette transition. Ces taux permettent d'estimer les limitations que ces transitions engendrent dans les expériences de refroidissement radiatif.

En outre, la connaissance de ces taux de transition présente un intérêt spectroscopique. Elle est susceptible d'intéresser les astronomes pour étudier par exemple la structure de la couronne solaire et pourrait aussi présenter un intérêt dans la physique des plasmas.

Dans un premier chapitre, après une introduction de la notion de transition interdite, nous présentons les deux transitions étudiées ainsi que les valeurs des taux établies par les théoriciens.

Le chapitre suivant décrit l'expérience nous ayant permis de déterminer expérimentalement le taux de transition de $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Elle est basée sur la détection de fuites supplémentaires apparaissant dans un PMO dans lequel une fraction des atomes ont volontairement été excités dans l'état 2^3P_1 .

Nous verrons que cette méthode n'est pas applicable à la détermination du taux de transition de $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ qui est une transition beaucoup moins probable que la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. La méthode suivie a donc consisté à mesurer le rapport des taux de ces deux transitions à partir de la détection des photons UV émis par les atomes se désexcitant par les transitions interdites. Cette expérience est décrite dans le deuxième chapitre de cette partie. Elle permet, à partir de la mesure de Γ' d'en déduire le taux de transition Γ'' de $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

Le dernier chapitre présente des expériences complémentaires où nous déterminons les valeurs absolues de Γ' et Γ'' en estimant le flux absolu de photons UV obtenus dans l'expérience décrite ci-dessus. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle repose sur la connaissance du rendement quantique du détecteur. Elle est donnée par le constructeur et nous n'avons aucun moyen de la mesurer. Le but est de savoir si les résultats obtenus de cette manière sont compatibles avec ceux obtenus aux chapitres précédents. Enfin, nous concluons sur les différentes mesures effectuées.

Chapitre 4

Les transitions interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$: approche théorique et état de l'art

Ce chapitre présente les notions sur les transitions interdites permettant de situer les transitions interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ de l'hélium. Les résultats des théoriciens et expérimentateurs que nous avons pu trouver concernant chacune de ces transitions sont mentionnés.

Sommaire

4.1	Introduction	65
4.2	La transition d'intercombinaison $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	69
4.2.1	Résultats théoriques	69
4.2.2	Résultats expérimentaux	70
4.3	La transition quadrupolaire magnétique $2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$	71
4.3.1	Notions sur la transition quadrupolaire magnétique	71
4.3.2	Résultats expérimentaux	71

4.1 Introduction

Le concept de transition interdite a été défini en 1927 par H.N. Russell [6] qui cherchait à expliquer l'existence de raies spectrales observées en astronomie, non reproductibles en laboratoire, et que l'on attribuait à cette époque à l'émission d'atomes non terrestres, comme le « nebulium ». Russell déclara qu'il était pratiquement certain que ces raies ne provenaient pas d'atomes d'une espèce inconnue mais d'atomes connus rayonnant dans des conditions inhabituelles, à savoir dans un environnement à faible densité. Il invoqua le fait, qu'en laboratoire, des collisions seraient susceptibles de masquer des processus qui prendraient un temps relativement long devant le temps moyen entre deux collisions.

La nécessité d'avoir un environnement avec un faible taux de collisions explique que l'on ait observé ces transitions d'abord dans l'espace avant de les mettre en évidence en laboratoire dans des systèmes à vide poussé : jusque dans les années soixante, les observations en laboratoire étaient rares. Le résultat théorique annonçant que les transitions interdites devenaient de plus en plus probables pour des atomes à numéro atomique Z élevé ainsi que le développement de dispositifs capable de produire des ions lourds très ionisés ont permis la publication des premiers résultats quantitatifs. Plus récemment, l'utilisation de lasers puis d'atomes froids a grandement facilité la mesure de taux de transition pour des transitions beaucoup moins probables grâce à la réalisation d'échantillons atomiques plus denses. Cela a aussi été rendu possible par l'amélioration des techniques ultra-vide assurant un environnement avec un faible taux de collisions allongeant ainsi la durée de vie des échantillons atomiques manipulés.

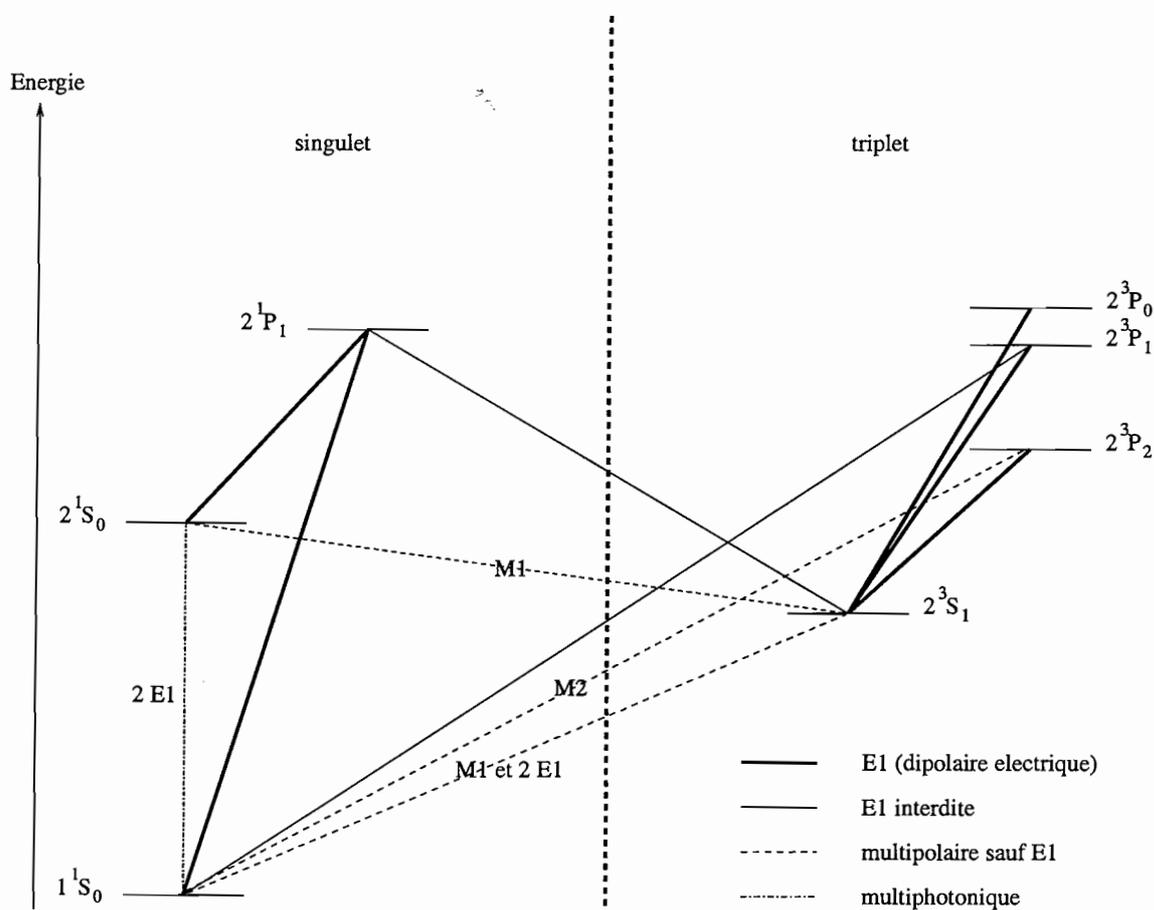


FIG. 4.1: Premiers niveaux d'énergie de l'hélium et transitions dominantes associées. Les notations concernant la nature des transitions sont expliquées dans le tableau 4.1. Noter que l'échelle des énergies n'est pas respectée pour des raisons de lisibilité.

La figure 4.1 représente les principaux niveaux d'énergie de l'hélium mentionnés dans ce manuscrit ainsi que la nature des transitions dominantes entre les différents niveaux.

niveaux connectés		λ (en nm)	type	1/taux de transition théorique	
2^3S_1	1^1S_0	62,5	M1	5780	s [29]
				7861	s [12]
2^3S_1	1^1S_0	62,5	2 E1	$2,5 \cdot 10^8$ s [29]	
2^3P_0	2^3S_1	1083	E1	87	ns [29]
				98	ns [29]
2^3P_1	2^3S_1	1083	E1	87	ns [29]
2^3P_1	1^1S_0	59,1	E1 int	98	ns [29]
				6,25	ms [15]
				5,55	ms [14]
				4,36	ms [28]
				5,67	ms [13]
2^3P_1	2^1S_0	355	E1 int	4,29	ms [29]
2^3P_2	2^3S_1	1083	E1	37	s [14]
				87	ns [29]
2^3P_2	1^1S_0	59,1	M2	98	ns [29]
				2,24	s [11]
				4,54	s [18]
				3,06	s [18]
				2,54	s [29]
2^1S_0	1^1S_0	60	2 E1	19,5	ms [29]
2^1S_0	2^3S_1	157	M1	$6,6 \cdot 10^6$ s [29]	
2^1P_1	1^1S_0	58,4	E1	0,58	ns [29]
2^1P_1	2^1S_0	2060	E1	0,55	ns [13]
				518	ns [29]
				775	ms [29]
2^1P_1	2^3S_1	889	E1 int	645	ms [14]

TAB. 4.1: Caractéristiques théoriques des transitions de l'hélium entre les premiers niveaux d'énergie. Le taux de transition entre deux niveaux, exprimé en s^{-1} , est la probabilité par unité de temps pour que la transition ait lieu. Pour une transition donnée, il existe parfois plusieurs valeurs numériques provenant d'un même article. Il s'agit de résultats issus de différentes méthodes de calcul. Les abréviations sont les suivantes: "E1" pour une transition dipolaire électrique, "E1 int" pour une transition dipolaire électrique a priori interdite mais rendue autorisée par contamination due à une perturbation extérieure, "2 E1" pour une transition à deux photons, "M1" pour une transition dipolaire magnétique, "M2" pour une transition quadrupolaire magnétique

La notation adoptée est celle employée dans le cas d'un couplage LS pur, c'est-à-dire lorsque le hamiltonien de couplage spin-orbite peut s'écrire sous la forme $\mathbf{L}\cdot\mathbf{S}$ ce qui n'est pas tout à fait exact comme nous le verrons dans la partie 4.2.1. Pour mémoire, nous rappelons que l'on note

$$n^{2S+1}L_J$$

les états où un des deux électrons de l'atome d'hélium est dans le niveau fondamental $1s$ et n est le nombre quantique principal de l'électron excité. Le nombre quantique S désigne le spin total, L le moment cinétique orbital total et J le moment cinétique total. On notera que les seules valeurs possibles de S sont 0 et 1 (composition des spins de deux électrons). On parle respectivement de parahélium (états singulets) et d'orthohélium (états triplets). Le couplage spin-orbite fait apparaître la structure fine et sépare les niveaux de J différents quand L et S sont différents de 0. Dans le cas des états singulets, le couplage spin-orbite ne fait pas apparaître de structure fine puisque $S=0$. Il est d'usage, comme dans la figure 4.1, de séparer sur les graphiques de niveaux d'énergie les états triplets et singulets.

Dans la figure 4.1 les transitions les plus intenses entre les premiers niveaux de l'hélium sont représentées ainsi que leur nature. Il faut associer à cette figure le tableau 4.1 contenant les données numériques théoriques concernant ces transitions. Les transitions les plus intenses sont les transitions dipolaires électriques notées $E1$. Elles portent ce nom car le terme $\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}$ du hamiltonien d'interaction atome-rayonnement, avec \mathbf{d} opérateur dipôle de l'atome et \mathbf{E} opérateur champ électrique du rayonnement, a des éléments de matrice non nuls pour cette transition. Le terme $\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}$ est analogue à l'énergie d'un dipôle électrique placé dans un champ électrique.

Ce type de transition n'est pas autorisé entre tous les niveaux. Les termes du hamiltonien sont non nuls seulement pour des transitions vérifiant les conditions suivantes :

- les niveaux connectés sont de parité opposée²,
- $\Delta S=0$,
- $\Delta L=0,\pm 1$ (mais interdit pour $0\rightarrow 0$),
- $\Delta J=0,\pm 1$ (mais interdit pour $0\rightarrow 0$).

Il n'est donc pas autorisé de passer d'un état triplet à un état singulet par transition dipolaire électrique. Une transition est dite *interdite*, ce qui ne veut pas dire impossible, lorsque la transition dipolaire électrique entre ces niveaux n'est pas autorisée. La transition peut néanmoins être observée si d'autres termes du développement du hamiltonien d'interaction atome-rayonnement ont des éléments de matrice non nuls pour cette transition. On trouvera ainsi :

- les transitions multipolaires électriques ou magnétiques qui reposent sur les termes d'ordre supérieur au terme dipolaire électrique du développement de l'hamiltonien d'interaction atome-rayonnement
- les transitions multiphotoniques

2. La parité d'un niveau est donné par $\prod_i (-1)^{l_i}$ avec i les indices des électrons et l_i les moments cinétiques orbitaux des électrons. Dans le cas de l'hélium, la parité vaut $(-1)^L$.

- les transitions dipolaires électriques rendues permises par des perturbations extérieures (par exemple un champ électrique).

De nombreux articles théoriques ont été publiés dans les années 60 et 70 pour l'hélium et les ions héliumoides. On pourra trouver une synthèse des différentes transitions interdites et de leurs caractéristiques dans [31].

Nous allons maintenant étudier plus précisément les transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ de l'hélium, la première étant du type dipolaire électrique rendue autorisée et la seconde du type quadrupolaire magnétique.

4.2 La transition d'intercombinaison $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$

4.2.1 Résultats théoriques

La transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ est interdite par transition dipolaire électrique car le spin total doit être conservé. Les notations utilisées depuis le début de cette partie supposent un couplage spin-orbite pur, dans lequel n , L , S , J et m_J (projection de J sur l'axe de quantification) sont de bons nombres quantiques. En étudiant le hamiltonien du système [5] tenant compte des effets relativistes, on remarque qu'il existe des termes non diagonaux couplant les niveaux de même J et m_J mais de n , L et S différents. Le couplage spin-orbite ne peut plus être mis sous la forme $L.S$. L et S ne sont plus des bons nombres quantiques alors que J et m_J le sont toujours. Il existe donc un mélange entre les niveaux 2^3P_1 et 2^1P_1 , permettant ainsi une désexcitation vers le niveau fondamental 1^1S_0 par une transition dipolaire électrique à partir des niveaux 1^1P_1 (le couplage se fait aussi avec les niveaux de nombre quantique principal différent). Ce mélange est très variable d'un atome à l'autre. Pour l'hélium, la contamination par les niveaux singulets des niveaux triplets est faible, et si l'on excite des atomes vers l'état 2^3P_1 , la grande majorité se désexcitera vers le niveau 2^3S_1 et la probabilité de se désexciter directement vers le niveau fondamental est 10^5 fois plus faible. En revanche, pour des atomes de Z plus élevé, la transition interdite devient de plus en plus probable quand Z augmente. Ainsi, lorsque $Z > 20$, la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ est plus probable que la transition $2^3P_1 \leftrightarrow 2^3S_1$ [29].

Elton [15] a calculé une valeur de l'inverse du taux de transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ pour l'hélium de 6 ms environ. Ces calculs ont été effectués grâce aux valeurs approchées des termes non-diagonaux du hamiltonien donnés par Araki et l'observation expérimentale de la structure fine des niveaux 2^3P . Deux ans après, Drake et Dalgarno [14] annoncent une valeur purement théorique de 5,5 ms. La contamination par les niveaux singulets de nombre quantique principal n différents sont aussi pris en compte contrairement à [15]. Ils contribuent à hauteur de 25 % pour l'hélium. Ces résultats sont cohérents avec [15] lorsque l'on restreint le mélange à $n=2$. Suite à des améliorations dans la manière de calculer ces taux de transition, Drake [13] donna une durée de vie de 5,7 ms. On notera que Lin Johnson et Dalgarno [29] donnent un taux de transition de $(4,3 \text{ ms})^{-1}$ calculé à partir de la méthode RRPA mais cette méthode de calcul est surtout adaptée pour les Z élevés.

En résumé, toutes les valeurs théoriques recensées dans [15, 13, 29, 14, 28] sont compatibles à ± 20 % près. On choisira comme référence la moyenne des taux de transition

théoriques, soit 200 s^{-1} .

4.2.2 Résultats expérimentaux

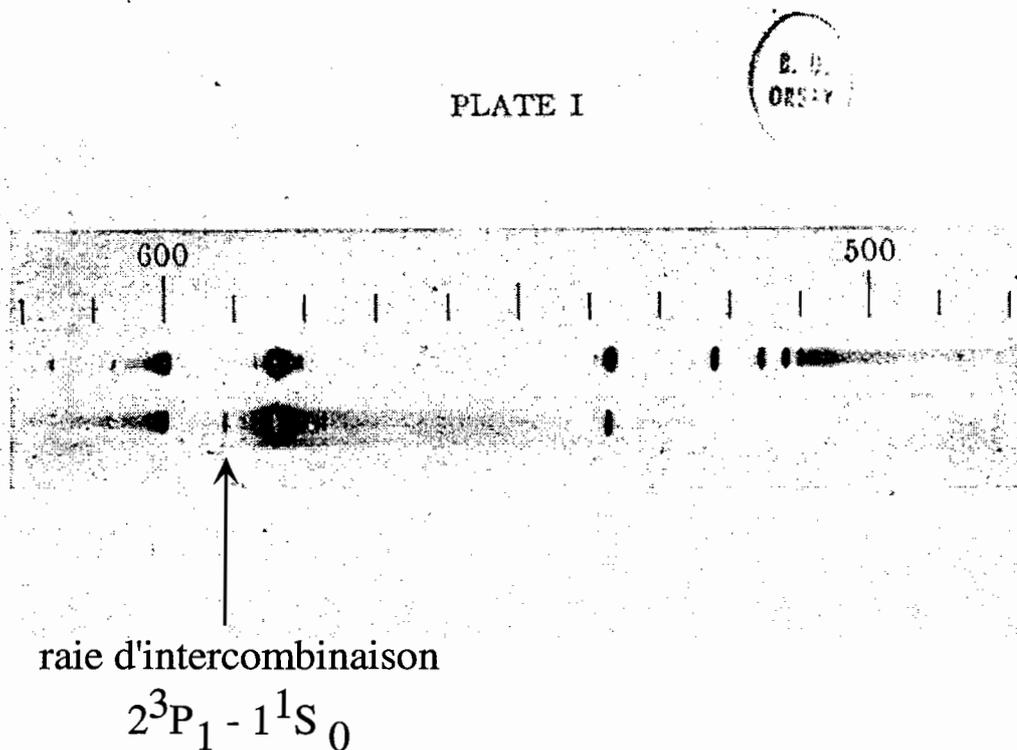


FIG. 4.2: Spectre de l'hélium observé par Lyman [30] en 1924. Nous voyons ici la première observation expérimentale de la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$.

La raie $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ de l'hélium a pour la première fois été observée et correctement interprétée par Lyman en 1924 [30] en laboratoire (voir figure 4.2). À notre connaissance, la seule mesure expérimentale du taux de transition de $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ a été réalisée en 1972 par Tang et Happer [39] et n'a pas donné lieu à un article publié dans une revue avec comité de lecture. Le processus expérimental est le suivant : dans une décharge d'hélium, les atomes sont excités vers le niveau 2^3P_1 à partir du niveau 2^3S_1 par une lumière résonante à $1,08 \mu\text{m}$ issue d'une lampe à décharge. La majorité des atomes se désexcite vers le niveau 2^3S_1 en émettant un photon IR et une petite fraction se désexcite par la transition interdite vers 1^1S_0 en émettant un photon UV à 59 nm . Le rapport de branchement $B = \frac{\Gamma(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)}{\Gamma(2^3P_1 \leftrightarrow 2^3S_1)}$ entre la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$, rapport des taux de transition Γ exprimés en s^{-1} , est mesuré en effectuant le rapport du flux de photons UV par le flux de photons IR. Leur résultat préliminaire donnait $0,3 \cdot 10^{-5} \leq B \leq 1,8 \cdot 10^{-5}$. En utilisant le taux de transition pour $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ égal à $(98 \text{ ns})^{-1}$, on obtient une durée de vie de la

transition interdite comprise entre 5 et 33 ms. Des problèmes expérimentaux de bruit et de fond les empêchaient alors de donner une meilleure précision : dans une décharge, de nombreux niveaux sont peuplés et se désexcitent en émettant des photons parasites qui peuvent être très proches en longueur d'onde des photons détectés. Nous verrons dans le chapitre 5 que nous nous affranchissons en grande partie de ces inconvénients par l'usage d'atomes froids excités par laser : nous pourrions sélectivement peupler le niveau désiré.

Si en 1972, les technologies existantes n'ont pas pu permettre de conclure sur la valeur du taux de transition entre les niveaux $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ de l'hélium, il n'en est pas de même pour cette raie dans d'autres atomes plus lourds. Dès 1968, Sellin *et al.* [38] ont observé la raie $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ dans les ions héliumoïdes O^{6+} et N^{5+} par la méthode « beam-foil » [3] avec une précision de l'ordre de $\pm 10\%$ et en très bon accord avec les calculs théoriques d'Elton [15] et de Dalgarno, Drake, Victor [10]. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 4.2.1, ces transitions sont beaucoup plus probables à Z élevé. Ainsi, les durées de vie mesurées sont de l'ordre de 2 et 6 ns pour l'oxygène et l'azote respectivement. Cette méthode expérimentale est très bien adaptée pour la mesure de durées de vie n'excédant pas quelques dizaines de microsecondes.

4.3 La transition quadrupolaire magnétique $2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$

4.3.1 Notions sur la transition quadrupolaire magnétique

La transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ est interdite par voie dipolaire électrique puisque $\Delta S=1$ et $\Delta J = -2$. On peut cependant pousser le développement de l'hamiltonien d'interaction atome-rayonnement à des ordres plus élevés. Dans l'annexe B, on constate que la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ peut avoir lieu par une interaction quadrupolaire magnétique. Les termes quadrupolaire électrique, dipolaire magnétique et octupolaire électrique sont nuls par conservation du spin, du moment cinétique total, de la parité. Cette transition est faible dans le cas de l'hélium mais devient de plus en plus probable quand Z augmente.

Différentes méthodes de calcul du taux de transition de $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ ont été publiées. Garstang [18] donna une valeur de $(4,5 \text{ s})^{-1}$. Drake [11] par un calcul plus précis donna pour l'inverse du taux de transition 2,24 s ou 3,06 s suivant la méthode de calcul. Dans [29] un calcul relativiste par la méthode RRPA donne un taux de $(2,4 \text{ s})^{-1}$. Il semble donc qu'il y ait une assez mauvaise connaissance théorique de ce taux pour l'hélium.

4.3.2 Résultats expérimentaux

À notre connaissance, la transition quadrupolaire magnétique $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ n'a jamais été observée dans l'hélium. En revanche, des taux pour des transitions quadrupolaires magnétiques ont été mesurés, grâce aux atomes froids, pour l'argon et le krypton [25] en mesurant les pertes dans un piège magnéto-optique et dans le xénon [42] en observant les photons UV émis par cette transition. Les durées de vie mesurées sont de l'ordre de 40 s. Ces deux expériences donnent des résultats assez différents de la théorie : 32 % et 56 % d'écart respectivement pour l'argon et le krypton [25] et un facteur 2 pour le xénon [42]. Les incertitudes données par les expérimentateurs ne peuvent expliquer ce désaccord (les

durées de vie valant précisément 38_{-5}^{+8} s pour l'argon, 38_{-4}^{+5} s pour le krypton, $42,9 \pm 0,9$ s pour ^{132}Xe et $42,4 \pm 1,3$ s pour ^{136}Xe).

Les deux prochains chapitres sont consacrés à la description de nos mesures des deux taux pour les transitions interdites $2^3\text{P}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$ et $2^3\text{P}_2 \rightarrow 1^1\text{S}_0$ de l'hélium. Nous verrons que les méthodes expérimentales sont semblables respectivement à celles utilisées pour l'étude du krypton [25] et pour l'étude du xénon [42].

Chapitre 5

Mesure du taux de transition Γ' de $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$

La connaissance du taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 est importante à plus d'un titre. Sa valeur est utile aux astronomes pour analyser la structure d'objets stellaires. Pour les opticiens atomistes, les caractéristiques du niveau 2^3P_1 sont intéressantes, par exemple dans l'étude des résonances noires [1] comme nous l'avons mentionné dans l'introduction générale.

Nous présentons dans ce chapitre nos résultats expérimentaux concernant l'étude de cette transition. Nous exposons d'abord le principe de la mesure du taux de transition de $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Nous décrivons ensuite le dispositif expérimental puis les méthodes de mesures utilisées. Nous présentons enfin les résultats expérimentaux ainsi que les incertitudes sur les mesures du taux de transition.

Sommaire

5.1	Principe et analyse de faisabilité	74
5.2	Dispositif expérimental	76
5.2.1	Le piège magnéto-optique (PMO)	76
5.2.2	La sonde excitatrice	77
5.3	Les méthodes expérimentales	78
5.3.1	Mesure de la durée de vie τ du PMO	79
5.3.2	Mesure de la fraction d'atomes excités par la sonde excitatrice	83
5.4	Mesure expérimentale de Γ' et incertitudes	92
5.4.1	Détermination de Γ'	92
5.4.2	Effets mécaniques	94
5.5	Conclusion sur la mesure de Γ'	96

5.1 Principe et analyse de faisabilité

Afin de mesurer le taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 , on excite des atomes d'hélium vers l'état 2^3P_1 . La majorité des atomes se désexcitent vers l'état 2^3S_1 et une petite fraction se désexcite vers le niveau fondamental (voir fig 5.1), par la transition interdite que l'on souhaite caractériser.

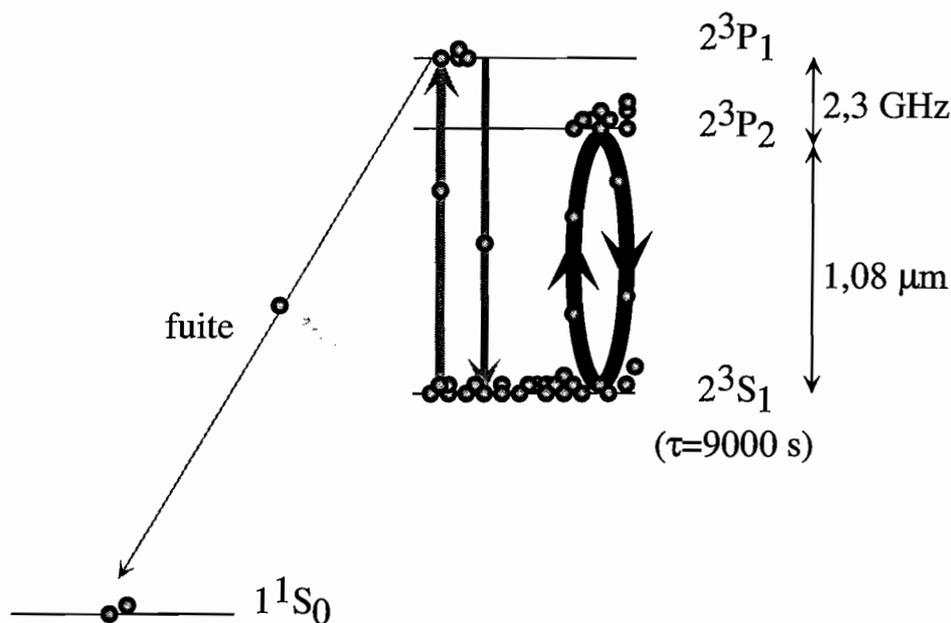


FIG. 5.1: Principe de la mesure du taux de transition Γ' de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . La transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ est utilisée pour piéger les atomes.

Le nombre d'atomes se désexcitant par seconde de cette manière est proportionnel au nombre d'atomes dans l'état 2^3P_1 ; le coefficient de proportionnalité n'est autre que le taux de transition Γ' recherché. Afin de voir cet effet, nous allons observer les atomes pendant un temps long devant le temps caractéristique $1/\Gamma'$, estimé théoriquement à environ 5 ms (voir 4.2), de désexcitation des atomes de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Les conditions expérimentales doivent être telles que les perturbations dues à l'environnement, comme les collisions, ont peu d'influence. D'autre part, la fraction d'atomes se désexcitant par cette transition étant faible, nous devons disposer d'un échantillon atomique contenant beaucoup d'atomes. Ces deux conditions étaient difficiles à réaliser jusqu'à l'apparition d'expériences sur les atomes froids et de pièges magnéto-optiques. Ceci explique que cette transition n'ait pas été quantitativement caractérisée jusqu'à présent.

Depuis le niveau fondamental de l'hélium, il n'existe pas de niveau que l'on puisse peupler facilement avec des lasers commerciaux, les longueurs d'ondes étant très ultraviolettes (entre 50 nm et 60 nm). On manipule donc les atomes d'hélium à partir du niveau métastable 2^3S_1 dont la durée de vie est d'environ 9000 s. Ce temps est extrêmement long devant les temps caractéristiques de nos expériences, ce qui nous permet de le considérer

comme un niveau fondamental. Nous disposons d'un PMO d'hélium sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ (voir figure 5.1) contenant environ 10^8 atomes. Le temps caractéristique de survie des atomes dans ce piège, la durée de vie du PMO, est de plus de 10 s. On envoie un laser accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ afin de peupler le niveau 2^3P_1 . Les atomes, se désexcitant par la transition interdite, s'échappent du piège puisque le niveau 1^1S_0 n'est pas piégeant. Une fuite est ainsi créée dans le PMO et on s'attend à une décroissance temporelle plus rapide du nombre d'atomes piégés que lorsque l'on a seulement des collisions à un corps avec le gaz résiduel, responsables de l'existence d'une durée de vie pour un PMO.

Les collisions des atomes piégés avec le gaz résiduel se traduisent par des pertes à un corps. Le nombre d'atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 par seconde est égal, par définition, à $\Gamma' \times$ le nombre d'atomes dans l'état 2^3P_1 . Le nombre d'atomes piégés N vérifie

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_{\text{res}}} - \Gamma' \Pi_1 N$$

où τ_{res} désigne la durée de vie du piège, Γ' le taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 et Π_1 la fraction d'atomes dans l'état 2^3P_1 . L'effet de la transition interdite apparaît donc comme une modification de la durée de vie du PMO qui présente alors une durée de vie effective τ vérifiant

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{res}}} + \Gamma' \Pi_1$$

Afin d'extraire Γ' , on peut procéder de deux façons assez voisines :

- on mesure la durée de vie du PMO avec et sans laser accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ afin de déterminer respectivement $\frac{1}{\tau_{\text{res}}}$ et $\frac{1}{\tau}$, puis on évalue Π_1 et on en déduit Γ' ;
- on fait varier Π_1 , on mesure la durée de vie du PMO puis on trace $\frac{1}{\tau}$ en fonction de Π_1 , les points se répartissant sur une droite dont la pente est Γ' .

Dans les deux cas il est nécessaire d'évaluer la durée de vie du PMO. Nous verrons qu'elle est déterminée en mesurant le nombre d'atomes piégés à différents temps suivant la fin du chargement et en analysant l'allure de la décroissance du nombre d'atomes piégés en fonction du temps. Il faut également déterminer la fraction d'atomes dans l'état 2^3P_1 . La présence des lasers et des champs magnétiques de piégeage ne rend pas aisée la détermination de Π_1 par des modèles théoriques. Nous allons en fait la mesurer expérimentalement sans avoir à faire appel à un modèle théorique.

Avant d'entreprendre la mesure du taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 , il est nécessaire de s'assurer que la méthode présentée est suffisamment sensible. La durée de vie du PMO due au gaz résiduel est de plus de 10 s. Si le laser accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ excite 1% des atomes dans l'état 2^3P_1 et que l'on estime Γ' à 200 s^{-1} d'après les résultats théoriques, la durée de vie du PMO en présence de la sonde perturbatrice doit être de 500 ms. L'effet doit donc être spectaculaire si on part d'un PMO de durée de vie beaucoup plus longue.

Des problèmes se posent cependant. On tire avec un laser accordé sur une transition de l'hélium dans un PMO et la force de pression de radiation en résultant tend à pousser

les atomes hors du piège. On sait qu'il suffit d'exciter 1% des atomes dans l'état 2^3P_1 pour mesurer Γ' , on peut donc limiter les effets mécaniques en diminuant la puissance du laser excitateur et en rétro-réfléchissant le laser. Cependant, il est nécessaire d'avoir une preuve que les effets mécaniques sont négligeables : au lieu d'accorder le laser excitateur sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$, on asservit la fréquence du laser sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ afin d'exciter des atomes dans l'état 2^3P_2 . Si les effets mécaniques sont négligeables, la durée de vie du PMO reste identique à celle en l'absence de laser excitateur. Notons que même si ce test est concluant, cette méthode ne permet pas de séparer les effets de fuite dus à la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ d'autres mécanismes comme par exemple une différence entre les sections efficaces de collision avec le gaz résiduel dans l'état 2^3P_1 et dans l'état 2^3P_2 , ou comme des modifications du potentiel de piégeage du PMO suivant que le laser excitateur est asservi en fréquence sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ ou $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$.

Il conviendra donc d'examiner nos résultats avec ces réserves en tête.

5.2 Dispositif expérimental

Dans cette partie, nous allons décrire le dispositif expérimental nous ayant permis de réaliser la mesure du taux de transition Γ' de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Dans un premier temps, nous détaillerons le piège magnéto-optique utilisé, puis, dans une seconde partie, la sonde excitatrice permettant de peupler sélectivement les niveaux 2^3P_1 ou 2^3P_2 .

5.2.1 Le piège magnéto-optique (PMO)

Le PMO d'hélium métastable, chargé par le jet décrit dans l'annexe A. Une pompe turbomoléculaire Pfeiffer TMU 520 de 500 L/s connectée à l'enceinte dotée uniquement de joints en cuivre permet d'atteindre, après un étuvage de plusieurs jours, des pressions de l'ordre de quelques 10^{-10} mbar (voir [7] pour plus de précisions sur le système à vide). La détection électronique des atomes d'hélium métastable et des ions est assurée par une galette de microcanaux (MCP) de diamètre utile 14,5 mm placée 5 cm sous le centre de l'enceinte.

Les faisceaux laser de piégeage sont issus d'une même diode laser DBR SDL ref. 6702 H1 émettant environ 50 mW à 1083 nm et de largeur spectrale totale à mi-hauteur 2 MHz. La largeur de la diode a été déterminée en mesurant expérimentalement la largeur à mi-hauteur du signal de battement entre deux diodes identiques. La diode est asservie en fréquence autour de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ grâce à un signal d'erreur généré à partir de la détection de l'absorption saturée d'une fraction du laser passant dans une cellule en verre remplie d'hélium. Des bobines de cuivre parcourues par un courant et placées autour de la cellule en verre permettent par effet Zeeman d'ajuster le désaccord du laser par rapport à la transition (voir [27]) de 0 à -50 MHz. Le faisceau est ensuite partagé en trois bras de puissance égale par deux lames séparatrices et mis en forme par des télescopes afin d'obtenir des faisceaux de largeur totale à $1/e^2$ de 2 cm. Chaque bras étant rétro-réfléchi, nous disposons au total de 10 mW/cm² pour le piégeage. Des lames $\lambda/4$ donnent aux faisceaux la bonne polarisation circulaire. Deux modulateurs acousto-optiques, l'un placé sur le faisceau direct et l'autre dans la boucle d'asservissement pour compenser le décalage

en fréquence induit par le premier, et montés en double passage afin de s'affranchir de la déviation angulaire du faisceau sortant, permettent de piloter la coupure du faisceau laser et dans certains cas le désaccord. Un obturateur mécanique synchronisé sur la coupure de l'onde radio-fréquence du modulateur acousto-optique, mais plus lent, assure la coupure totale du faisceau.

Le gradient de champ magnétique utilisé pour le piégeage est produit par une paire de bobines de cuivre de 12×6 spires soit 5,3 cm d'épaisseur, 7,3 cm de diamètre interne et 12,5 cm de diamètre externe. Elles sont parcourues par le même courant de 23 A mais de sens contraire. Elles sont placées à l'extérieur de l'enceinte et leur plans centraux sont espacés de 10 cm seulement grâce à des brides rentrantes. Dans la direction forte, le gradient typique est de 47 G/cm. Un système électronique décrit dans [7] permet de piloter la coupure du champ magnétique qui se fait en 1 ms.

Il est possible de piloter le chargement du PMO en coupant le laser ralentisseur, le champ magnétique produit par le deuxième ralentisseur Zeeman et le jet d'hélium.

Les pièges utilisés sont peu saturants : d'après le modèle de Townsend *et al.* [41] adapté à nos conditions (voir 2.1.3.1), 3% des atomes sont dans l'état 2^3P_2 . Ce choix est justifié par les résultats de la première partie. En effet, les collisions Penning entre deux atomes d'hélium introduisent des pertes dans les pièges magnéto-optiques d'autant plus importantes que les lasers de piégeage ont une fréquence proche de résonance et que la densité atomique est élevée.

Par conséquent, compte tenu de nos paramètres expérimentaux, les conditions choisies permettent d'obtenir des PMO avec un nombre d'atomes maximal. Les pièges ainsi obtenus contiennent 2×10^8 atomes dans un volume d'environ $0,15 \text{ cm}^3$ et ont une durée de vie d'environ 20 s.

5.2.2 La sonde excitatrice

Le laser excitateur permettant de peupler le niveau 2^3P_1 ou 2^3P_2 est issu d'une diode laser du même type que celle utilisée pour piéger les atomes. Sa fréquence est asservie par la même méthode que celle employée pour stabiliser la fréquence du laser piège et on peut choisir de l'asservir sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ ou $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ suivant que l'on veut peupler le niveau 2^3P_1 ou 2^3P_2 . La sonde est en général utilisée à résonance mais on peut affiner le désaccord grâce à modulateur acousto-optique placé dans la boucle d'asservissement. Un deuxième modulateur est placé dans le faisceau direct.

Le faisceau est mis en forme par un télescope et épuré par un trou de filtrage de diamètre $50 \mu\text{m}$. Il a une taille de 8 mm au niveau du PMO. Sa puissance est d'au maximum 1,2 mW au niveau du PMO et sa polarisation peut être choisie linéaire.

La sonde est rétro-réfléchie afin de minimiser l'effet de la pression de radiation. Le faisceau est envoyé dans l'enceinte via une lame semi-réfléchissante $R=70\%$ $T=30\%$ de manière à récupérer une fraction importante de la puissance laser rétro-réfléchie qui est renvoyée sur une photodiode de détection. On règle la puissance du faisceau en faisant varier la puissance de l'onde radio-fréquence dans le modulateur acousto-optique placé sur le faisceau direct.

Le détecteur est une photodiode au silicium PIN polarisée à 75 V de référence EGG FND100.

En conclusion de cette présentation du dispositif expérimental utilisé pour la détermination du taux Γ' , on a représenté sur la fig. 5.2 le montage du PMO et de la sonde excitatrice.

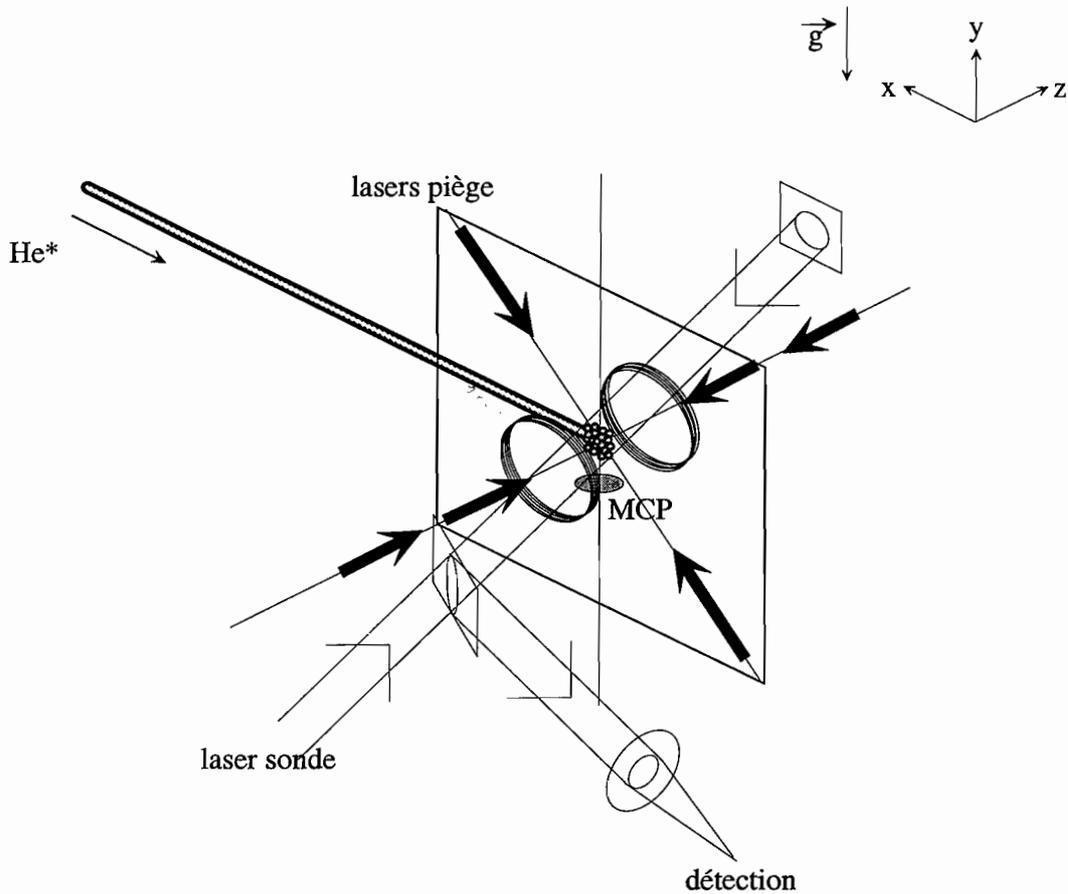


FIG. 5.2: Montage expérimental du PMO et de la sonde excitatrice

5.3 Les méthodes expérimentales

Nous avons vu dans la partie 5.1 que la durée de vie du PMO et la mesure de la fraction d'atomes portés dans l'état 2^3P_1 par le laser excitateur sont les deux grandeurs qui nous permettent de déterminer le taux de transition Γ' de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Cette section est consacrée à la description des méthodes expérimentales nous permettant de déterminer chacune de ces grandeurs.

5.3.1 Mesure de la durée de vie τ du PMO

5.3.1.1 Choix des paramètres du PMO

La signature de l'existence de la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ étudiée se trouve dans une modification de la durée de vie du PMO en présence d'un laser excitateur peuplant le niveau 2^3P_1 par rapport à la durée de vie de ce piège sans sonde. La durée de vie d'un piège se détermine en regardant l'évolution temporelle du nombre d'atomes piégés. Nous avons vu dans le chapitre 2 que les collisions Penning entre deux atomes d'hélium modifient la décroissance du nombre d'atomes qui n'est plus exponentielle, comme ce serait le cas si les collisions à un corps étaient seules responsables de la diminution du nombre d'atomes piégés. Cela peut en pratique gêner une détermination précise de la durée de vie du PMO. D'après les résultats de la première partie, nous choisissons de piéger les atomes avec des lasers de piégeage désaccordés à -48 MHz. Les lasers sont donc moins résonants et la densité atomique est plus faible. Cette configuration assure le piégeage d'un nombre maximal d'atomes et minimise l'effet des pertes à deux corps dans le PMO.

5.3.1.2 Détection électronique du nombre d'atomes

Nous avons vu que la fraction d'atomes dans l'état 2^3P_2 est très faible avec ce type de piège ce qui rend sa fluorescence difficilement détectable. Nous utilisons donc la détection électronique des atomes, beaucoup plus sensible et permettant ainsi d'observer l'évolution du nombre d'atomes piégés sur des temps plus longs pour lesquels la décroissance est exponentielle. On coupe les lasers et champs magnétiques de piégeage (voir figure 5.3).

Le nuage atomique libre s'étend principalement à cause de la vitesse résiduelle des atomes d'environ 2 m/s. Les atomes d'hélium métastable, d'énergie interne de 20 eV, arrachent des électrons à la surface de la galette de microcanaux (MCP) qui sont ensuite multipliés et convertis en tension par un amplificateur de fort gain (il contient une résistance élevée de 6,8 M Ω). L'intégrale temporelle de ce signal est donc proportionnelle au nombre d'atomes initialement contenus dans le piège ou au nombre d'atomes dans le piège à un temps t si l'on attend un temps t entre la coupure du chargement, instant $t=0$ s, et la coupure du piégeage.

5.3.1.3 Détermination de τ

Le principe de la détermination de τ reste, comme pour le chapitre 2, l'ajustement d'un signal proportionnel au nombre d'atomes en fonction du temps par la loi théorique de déchargement d'un PMO (voir 2.1.1.2), un des paramètres de l'ajustement étant τ . Le signal proportionnel au nombre d'atomes est dans ce cas l'intégrale du signal issu du MCP (voir figure 5.4).

La méthode de mesure de la durée de vie du piège magnéto-optique est la même avec ou sans laser excitateur, la seule nuance étant que la sonde peuplant le niveau 2^3P_1 ou 2^3P_2 doit être appliquée entre la coupure du chargement et la coupure des lasers et champs magnétiques de piégeage afin de ne perturber ni le chargement du piège ni le vol libre des atomes.

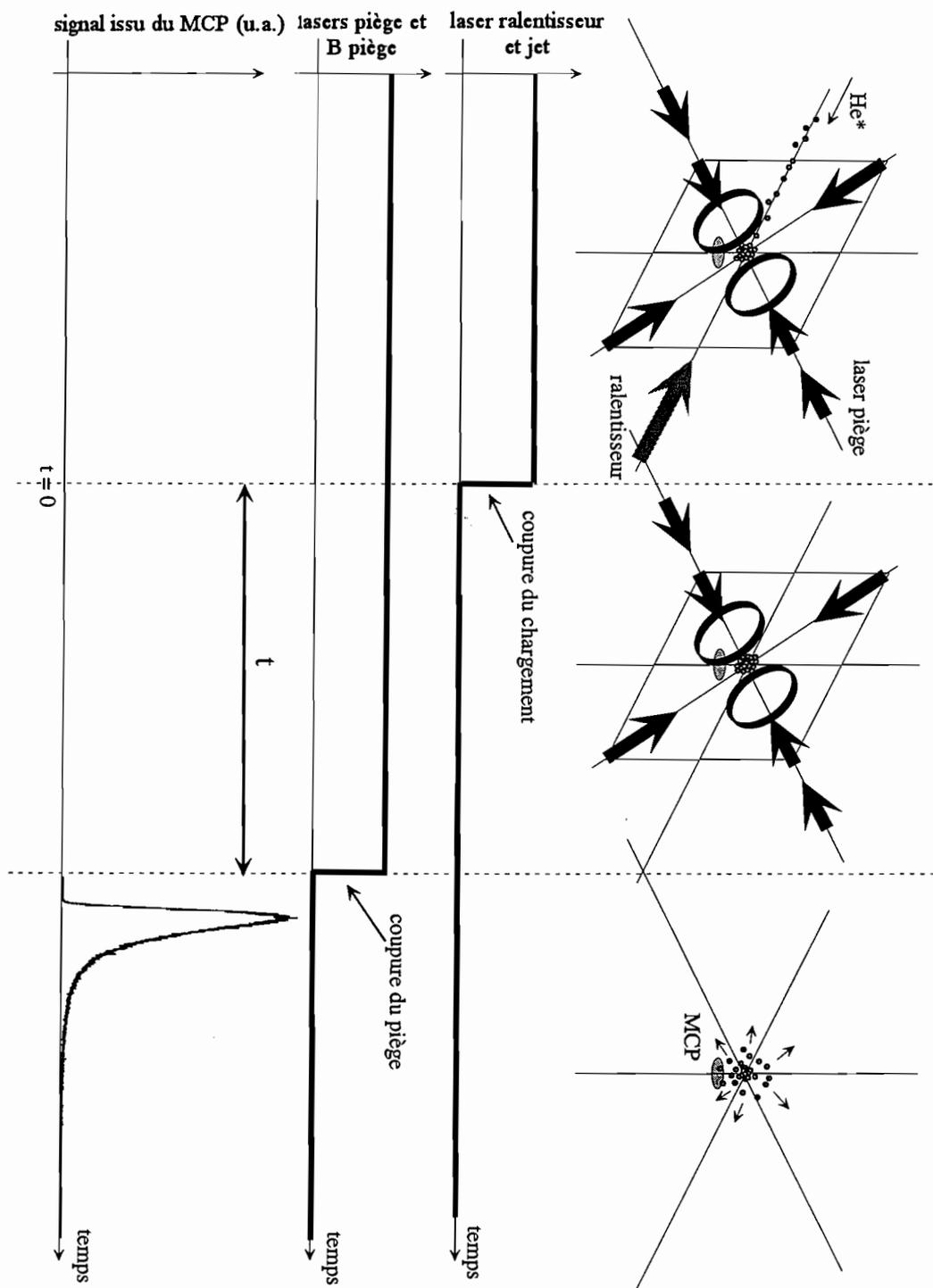


FIG. 5.3: Séquence temporelle pour la détermination électronique du nombre d'atomes piégés

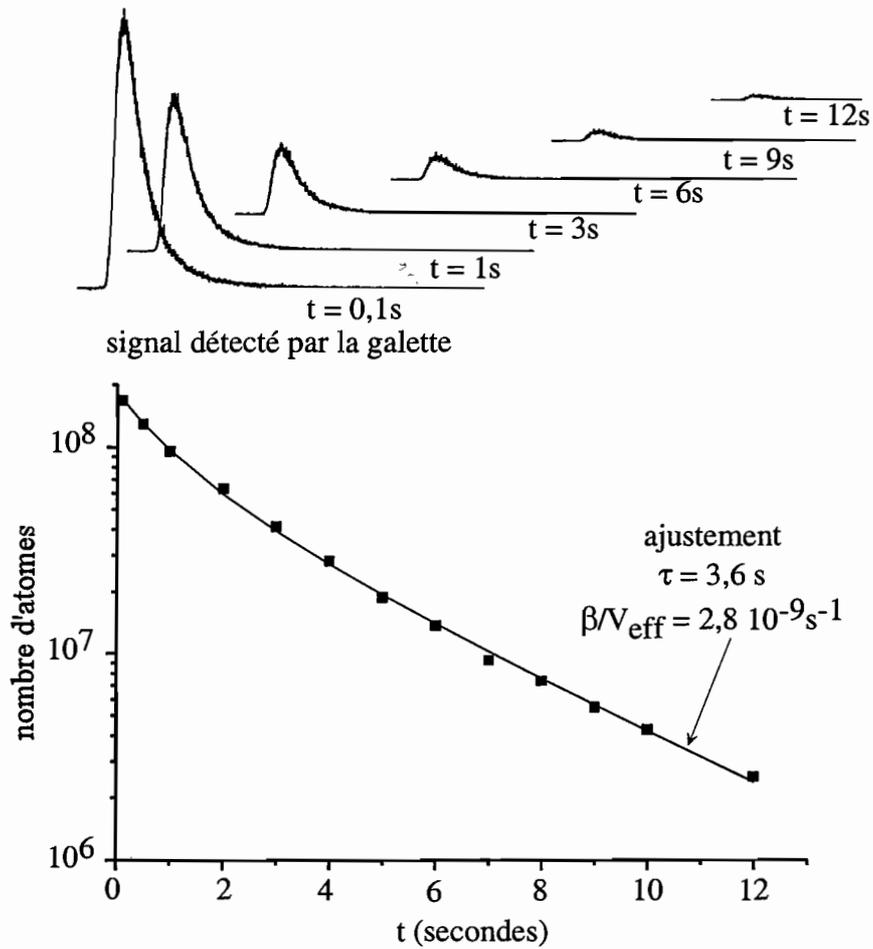


FIG. 5.4: Principe de mesure de la durée de vie dans un PMO

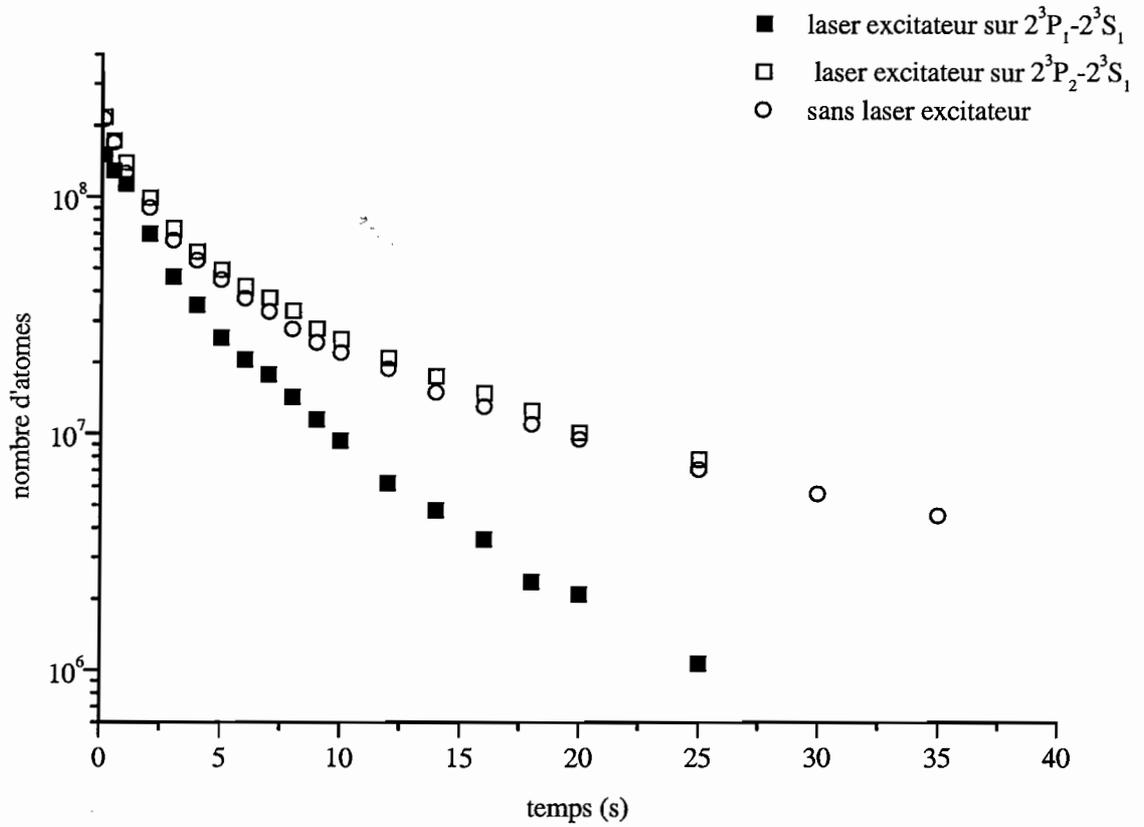


FIG. 5.5: Trois exemples de décroissance du piège: sans laser exciteur, avec un laser excitant des atomes vers le niveau 2^3P_1 et avec un laser excitant une fraction presque équivalente d'atomes vers le niveau 2^3P_2 .

La figure 5.5 illustre clairement l'effet de la fuite provoquée par l'excitation du niveau 2^3P_1 . La durée de vie du PMO en présence d'un laser excitateur peuplant le niveau 2^3P_1 est plus faible que celle du PMO sans laser excitateur. La décroissance d'un PMO en présence d'un laser excitant une fraction presque équivalente d'atomes dans l'état 2^3P_2 que dans l'état 2^3P_1 , similaire à celle du PMO sans laser excitateur, montre que le phénomène observé est bien la signature de la transition interdite et non pas la conséquence d'autres effets comme celui de la pression de radiation.

5.3.1.4 Incertitudes

Il est indispensable de connaître l'incertitude sur la valeur de τ qui est déterminée à partir de l'ajustement d'un jeu $A_{1,n} = (A_1, \dots, A_n)$ d'aires du signal de temps de vol. Nous savons que chacune des aires de temps de vol est connue avec une erreur statistique relative de $\sigma_{\text{relatif}} = \pm 5\%$ tenant compte des fluctuations du flux du jet. Cette incertitude résulte de l'observation d'une dizaine d'aires de signal de temps de vol issues de pièges reproduits dans les mêmes conditions. Cette expérience a été renouvelée pour deux autres délais ($t=4$ s et $t=10$ s) d'attente après la coupure du chargement du piège.

La loi théorique d'évolution du nombre d'atomes dans un PMO n'étant pas une fonction simple, nous n'avons pas de formule analytique nous donnant l'incertitude sur l'évaluation de la durée de vie du PMO. Nous la déterminons grâce à une simulation informatique (voir [36]). Nous allons générer, pour chaque mesure de durée de vie, 5000 jeux de données synthétiques $(S_{1,n})_{i=1,5000}$ chaque aire S_j provenant d'un tirage au hasard dans une distribution gaussienne d'écart type relatif 5% autour de la valeur centrale expérimentale A_j .

Pour chacun des 5000 jeux de données, on réalise l'ajustement par la fonction théorique de décroissance temporelle du nombre d'atomes normalisé dans un PMO. L'histogramme des différentes valeurs de durée de vie obtenues nous donne donc la durée de vie moyenne τ et l'écart type σ_τ . Un exemple, correspondant aux données consignées dans la figure 5.3, est illustré sur la figure 5.6.

Les écarts types ainsi déterminés sont de l'ordre de 2 à 5% de la valeur moyenne. L'incertitude relative monte jusqu'à 10% pour les mesures de durée de vie sans laser excitateur qui sont donc plus longues. Pour notre exemple, on observe une durée de vie de $(3,6 \pm 0,1)$ s.

5.3.2 Mesure de la fraction d'atomes excités par la sonde excitatrice

La connaissance de la fraction Π_1 d'atomes excités par la sonde est essentielle pour la détermination de Γ' , le taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . La présence des lasers et champs magnétique de piégeage empêche de développer, à partir des paramètres de la sonde, un modèle théorique donnant Π_1 avec une précision satisfaisante. Nous préférons donc mesurer Π_1 à partir de la puissance optique de la sonde absorbée par les atomes ; la sonde joue alors un double rôle :

- elle excite les atomes dans l'état 2^3P_1 , ce qui provoque la fuite à mesurer,

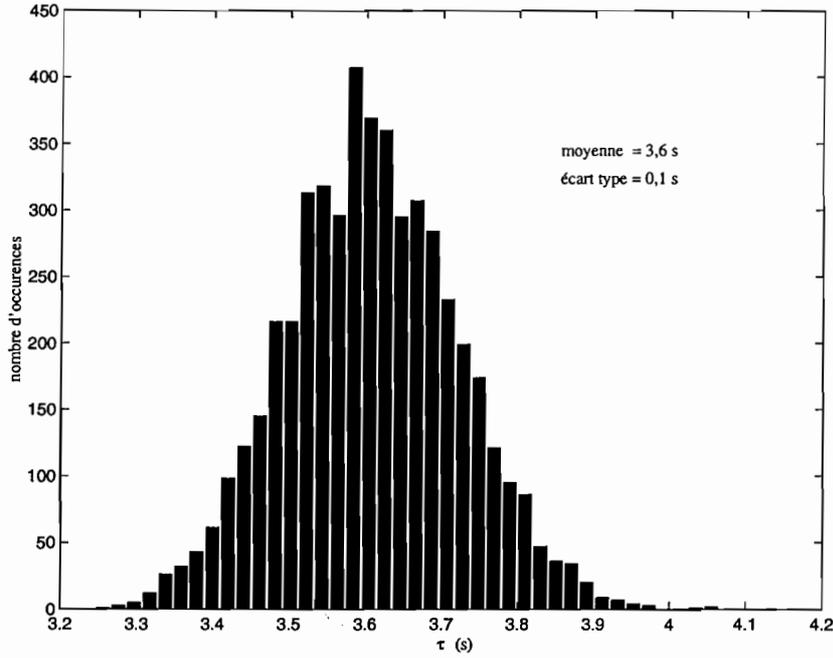


FIG. 5.6: Exemple d'histogramme des durées de vie obtenues par ajustement des 5000 jeux de données synthétiques générées à partir d'un unique jeu expérimental

- elle sert d'instrument de mesure pour évaluer Π_1 .

La méthode de mesure, pour des atomes à deux niveaux, sera présentée dans un premier paragraphe. Nous verrons ensuite comment l'appliquer au cas de l'hélium. Le principe expérimental de mesure de Π_1 sera détaillé dans un troisième paragraphe suivi de l'évaluation de l'incertitude sur cette mesure.

5.3.2.1 Méthode de mesure de la fraction d'atomes dans l'état excité pour un atome à deux niveaux

On considère N atomes à deux niveaux, dont le taux de désexcitation spontanée du niveau excité e vers le niveau fondamental f est Γ (voir fig. 5.7), en interaction avec un laser de longueur d'onde c/ν de pulsation de Rabi Ω_L désaccordé de la transition de δ . Le paramètre de saturation s désigne la quantité

$$\frac{\Omega_L^2/2}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)}$$

Les fractions d'atomes dans l'état excité Π_e et fondamental Π_f qui vérifient $\Pi_e + \Pi_f = 1$ obéissent aux équations de taux :

$$\frac{d\Pi_e}{dt} = -\frac{\Gamma}{2}s(\Pi_e - \Pi_f) - \Gamma\Pi_e \quad (5.1)$$

$$\frac{d\Pi_f}{dt} = +\frac{\Gamma}{2}s(\Pi_e - \Pi_f) + \Gamma\Pi_e \quad (5.2)$$

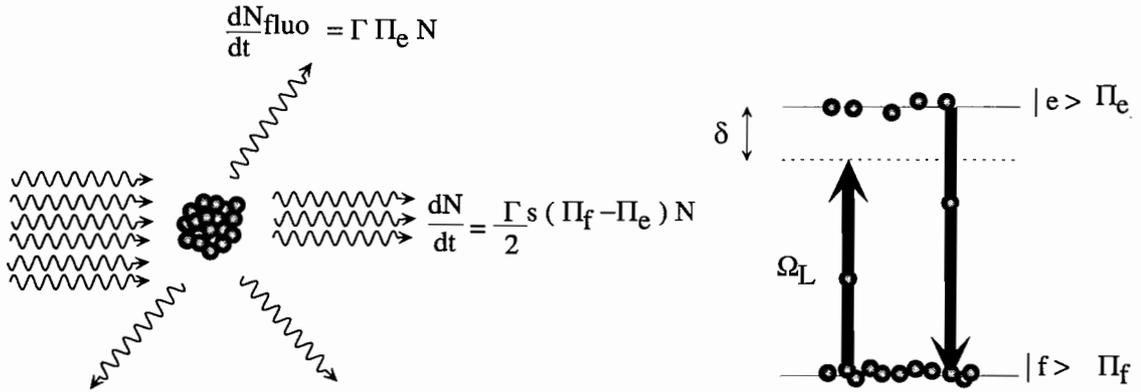


FIG. 5.7: Interaction d'un atome à deux niveaux avec un laser quasi-résonant.

Le terme $\frac{\Gamma}{2}s(\Pi_f - \Pi_e)$ représente le taux de photons laser absorbés et réémis par atome dans la direction du laser par le mécanisme d'absorption-émission stimulée. D'autres photons absorbés sont réémis par fluorescence dans une direction quelconque ; le terme $\Gamma\Pi_e$ donne le taux de photons émis par atome par ce processus. La puissance laser ΔP absorbée par les atomes vaut donc

$$\Delta P = h\nu \frac{\Gamma}{2} s (\Pi_f - \Pi_e) N \quad (5.3)$$

Le régime stationnaire des équations de taux est atteint dans des temps de l'ordre de $1/\Gamma$, et nous nous plaçons dans cette hypothèse compte tenu des durées typiques de nos expériences. Dans ce cas $d\Pi_e/dt = 0$ et $d\Pi_f/dt = 0$.

On peut aussi, en régime stationnaire, observer les équations de taux et remarquer que

$$\frac{\Gamma}{2} s (\Pi_f - \Pi_e) = \Gamma \Pi_e \quad (5.4)$$

C'est l'expression mathématique de la conservation d'énergie : les photons absorbés n'étant pas réémis de manière stimulée se retrouvent parmi les photons émis par fluorescence. En combinant les équations (5.3) et (5.4), on obtient l'équation

$$\Delta P = h\nu \Gamma \Pi_e N \quad (5.5)$$

montrant que, connaissant Γ et ν , la mesure de la puissance absorbée par les atomes ainsi que la détermination du nombre d'atomes permettent d'en déduire expérimentalement la fraction d'atomes dans l'état excité. Cette méthode présente l'avantage d'être indépendante de toute connaissance des paramètres du laser.

On néglige le flux de photons, issus de l'émission spontanée, détectés par la photodiode mesurant ΔP (l'erreur commise est inférieure à 1% de ΔP compte tenu de la géométrie de la détection).

Afin de complètement déterminer la fraction d'atomes dans l'état excité Π_e , il est nécessaire de connaître le nombre N d'atomes de l'échantillon. Il est cependant difficile de

donner une valeur absolue du nombre d'atomes à mieux qu'un facteur 2 notamment à cause de problèmes de géométrie. Cette incertitude se répercute directement sur l'estimation de Π_e . Nous contourrons ce problème en utilisant les résultats que nous venons d'exposer dans la limite où l'on augmente l'intensité du laser suffisamment pour que les populations dans l'état excité et fondamental saturent à la valeur 1/2 dans la limite où $s \gg 1$). Dans cette limite, l'équation (5.3) donne

$$\Delta P_{\text{sat}} = h\nu \frac{\Gamma}{2} N \quad (5.6)$$

Remarque

En effet, lorsque le laser est saturant Π_e et Π_f tendent vers 1/2 et $\Pi_f - \Pi_e$ vers 0, mais $s(\Pi_f - \Pi_e)$ tend vers 1 : d'après la résolution des équations de taux à l'état stationnaire, $\Pi_e = s/(1+s)$ et $\Pi_f - \Pi_e = 1 - 2\Pi_e = 1/(1+s)$. Il n'y a donc pas annulation de ΔP et c'est $\Delta P/P$ qui tend vers zéro.

On mesure donc la puissance laser absorbée ΔP_{sat} par les atomes lorsque le laser est saturant et la puissance laser absorbée ΔP dans le régime d'intensité pour lequel on veut déterminer Π_e . En combinant les équations 5.5 et 5.6, on obtient

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_{\text{sat}}} = 2\Pi_e \quad (5.7)$$

L'incertitude systématique de détermination de N et les paramètres atomiques s'éliminent. L'incertitude sur la mesure de Π_e ne dépend que de l'incertitude sur la mesure des puissances absorbées, du fait que l'on sature bien la transition et que le nombre d'atomes piégés n'a pas changé.

Nous avons donc un moyen expérimental de déterminer la fraction d'atomes excités par un laser avec une bonne précision indépendamment de toute connaissance du laser exciteur (désaccord, puissance, polarisation, largeur spectrale...).

5.3.2.2 Application au cas de l'hélium

Nous allons appliquer la méthode développée ci-dessus au cas de l'hélium. La durée de vie de 9000 s de l'état 2^3S_1 étant très longue par rapport à la durée de nos expériences, nous considérons ce niveau comme stable. Le laser exciteur est accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$. Le taux de désexcitation de 2^3P_1 vers 1^1S_0 étant estimé théoriquement 10^5 fois plus faible que celui vers 2^3S_1 , nous négligeons tout effet de Γ' sur le calcul qui mène à l'équation (5.7). Nous pouvons donc appliquer la méthode de mesure de la fraction d'atomes Π_1 dans l'état 2^3P_1 à notre système. La présence d'autres lasers accordés sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ ne change en rien la détermination de Π_1 .

En raison de l'existence d'états noirs pour les transitions $J = 1 \leftrightarrow J = 1$, nous choisissons de saturer les atomes en accordant le laser sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$. L'équation (5.7) reste valable car on néglige la différence entre les taux de transition de $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ et $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ dont la valeur moyenne est de $2\pi \times 1,6$ MHz.

Nous avons mentionné que pour pouvoir prouver l'absence d'effets mécaniques, il faudra asservir le laser excitateur sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ et connaître la fraction Π_2 d'atomes dans l'état 2^3P_2 excités par ce laser. La méthode de détermination de Π_2 sera identique à celle nous ayant permis de déterminer Π_1 , la présence des lasers de piégeage ne perturbant pas la mesure.

5.3.2.3 Mesure expérimentale de la fraction d'atomes excitée par un laser

Cette partie est consacrée aux détails expérimentaux nous permettant de mesurer la fraction d'atomes excités par un laser, les atomes étant piégés dans un PMO. Le laser est accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$; la méthode est identique dans le cas où le laser est asservi sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$.

La séquence temporelle suivie pour déterminer ΔP est représentée sur la figure 5.8. Le montage expérimental est décrit dans la partie 5.2.2. Le PMO est chargé pendant environ 2 s; 100 ms après la coupure du jet, du laser ralentisseur et du deuxième ralentisseur Zeeman, on envoie le laser excitateur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$. La puissance du laser après la traversée du nuage atomique est observée par la photodiode. Afin d'avoir un signal proportionnel à ΔP , il est nécessaire d'avoir le zéro d'absorption; c'est pourquoi 100 ms après avoir appliqué la sonde, on coupe les faisceaux lasers et champs magnétiques de piégeage. En moins de quelques millisecondes les atomes n'interagissent plus avec la sonde soit à cause du chauffage dû à la sonde, soit parce qu'ils sont hors de la sonde à cause de leur vitesse résiduelle. Le signal issu de la photodiode est observé pendant 200 ms autour de la coupure du PMO. L'écart des niveaux de signal issu de la photodiode ΔV avec et sans atomes est proportionnel à ΔP .

Afin de déterminer Π_1 , nous devons mesurer ΔP_{sat} en augmentant la puissance laser de la sonde afin de saturer la transition. Cette mesure a en fait été réalisée une seule fois pour calibrer la détection électronique des atomes :

- l'absorption ΔP_{cal} d'une sonde très saturante asservie sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$, envoyée moins de 100 μs après la coupure du PMO, est observée par une photodiode de rendement η_{cal} (en V/W);
- on répète l'expérience, sonde coupée, en gardant les mêmes conditions expérimentales afin de réaliser un PMO aussi semblable que possible à celui ayant servi pour la mesure d'absorption; les atomes sont détectés en intégrant temporellement le signal électronique de détection des atomes après la coupure du PMO; le signal obtenu A_{cal} proportionnel au nombre d'atomes contenus dans le PMO.

Pour déterminer ΔP_{sat} , nous allons utiliser la détection électronique et la calibration ci-dessus. La séquence temporelle est identique à celle décrite sur la figure 5.8 sauf que l'on coupe la sonde en même temps que le PMO afin de ne pas perturber le vol libre des atomes. L'intégrale temporelle du signal électronique, appelée A_{sat} , est proportionnelle au nombre d'atomes dans le PMO et permet de déterminer ΔP_{sat} car

$$\Delta P_{\text{sat}} = \Delta P_{\text{cal}} \times \frac{G_{\text{cal}}}{G} \times \frac{A_{\text{sat}}}{A_{\text{cal}}}$$

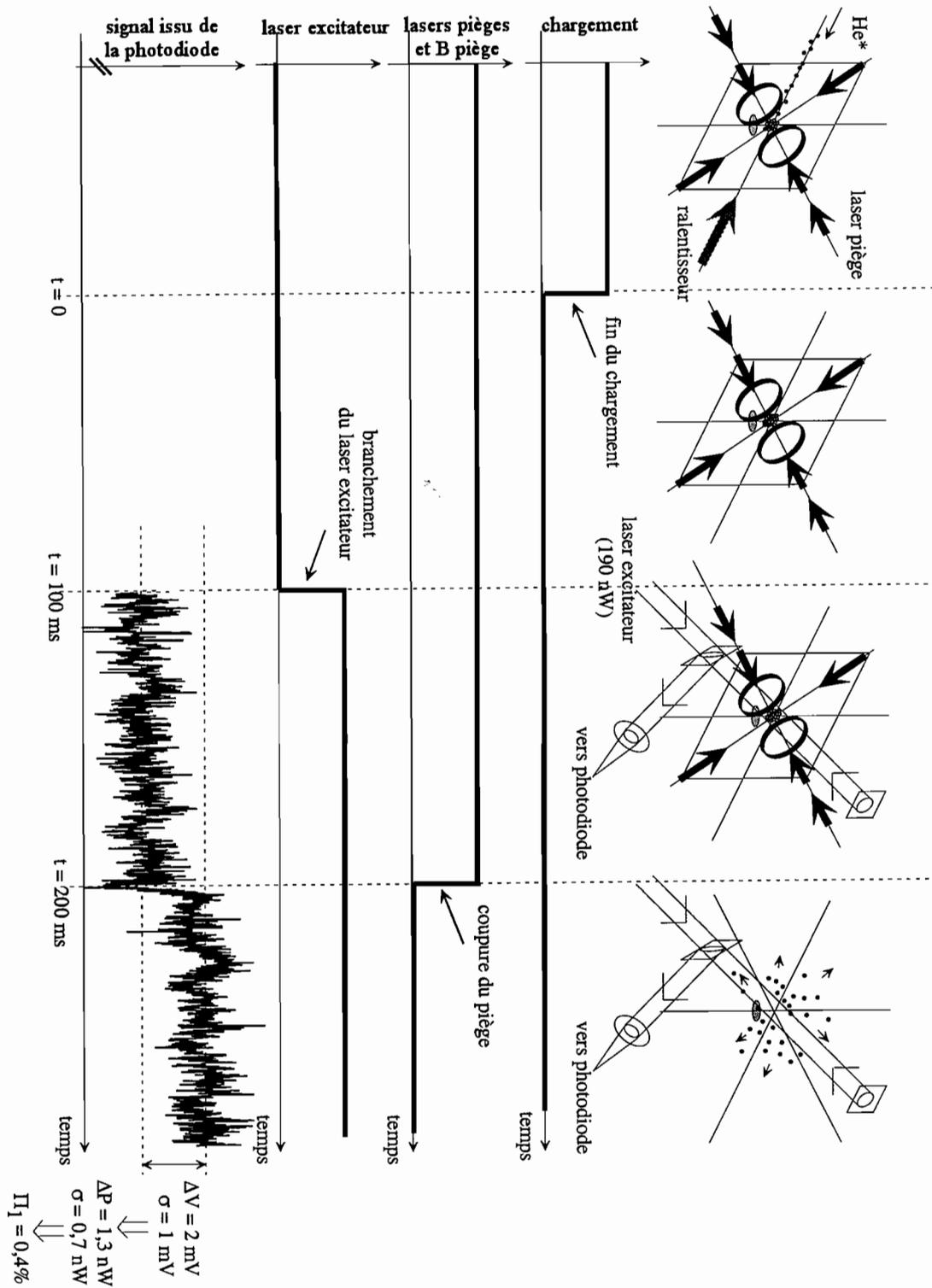


FIG. 5.8: Séquence temporelle effectuée pour la mesure de la puissance absorbée par les atomes

avec G et G_{cal} les gains de la galette lors de la mesure de ΔP et lors de la calibration respectivement. En reportant l'équation précédente dans l'équation (5.7), on obtient

$$\Pi_1 = (\Pi_e = \frac{1}{2}) \times \frac{\Delta P}{\Delta P_{\text{cal}}} \times \frac{G}{G_{\text{cal}}} \times \frac{A_{\text{cal}}}{A_{\text{sat}}} \quad (5.8)$$

Si les photodiodes de détection de l'absorption pour la mesure et la calibration sont différentes, on a

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_{\text{cal}}} = \frac{\eta_{\text{cal}}}{\eta} \times \frac{\Delta V}{\Delta V_{\text{cal}}}$$

avec η la calibration de la photodiode de mesure en V/W et ΔV_{cal} la tension en volts délivrée par la photodiode et correspondant à la puissance optique absorbée.

En résumé, la procédure expérimentale se déroule en trois étapes :

- on calibre une unique fois la détection des atomes d'hélium métastable par la galette de microcanaux en détectant la puissance optique ΔP_{cal} d'un laser saturant absorbée par les atomes d'un PMO d'une part, et en mesurant l'intégrale du signal de temps de vol A_{cal} d'un PMO identique lâché au dessus de la galette d'autre part ;
- pour une puissance de laser exciteur non saturant, on mesure la puissance optique ΔP absorbée par les atomes d'un PMO ; le zéro d'absorption est repéré en coupant les lasers et champs magnétiques de piègeage afin de chasser les atomes ;
- on mesure l'intégrale du signal d'aire de temps de vol A_{sat} correspondant au PMO précédent en présence du même laser non saturant.

Connaissant les étalonnages des photodiodes, on dispose donc de tous les éléments pour déterminer la population portée dans l'état excité par le laser grâce à l'équation (5.8).

5.3.2.4 Incertitudes sur la mesure de Π_1

Reprenons l'équation (5.8) dans le cas qui est le nôtre où les photodiodes utilisées pour la calibration et la détection de l'absorption sont différentes :

$$\Pi_1 = (\Pi_e = \frac{1}{2}) \times \frac{\eta_{\text{cal}}}{\eta} \times \frac{\Delta V}{\Delta V_{\text{cal}}} \times \frac{G}{G_{\text{cal}}} \times \frac{A_{\text{cal}}}{A_{\text{sat}}}$$

Le tableau 5.1 résume les différentes sources d'incertitudes, leur nature (statistique de mesure ou systématique) et leur valeurs.

Remarque

Dans ce manuscrit, les incertitudes absolues σ attachées à une valeur mesurée M représentent l'écart type de la distribution des résultats expérimentaux autour de la valeur M . L'intervalle $[M - \sigma; M + \sigma]$ contient donc 68% des valeurs expérimentales en supposant que cette distribution est gaussienne. On définit également l'incertitude relative exprimée en % et qui vaut σ/M .

terme	systématique	de mesure	incertitude relative
$\Pi_e = \frac{1}{2}$	×		5%
η_{cal}/η	×		10%
G/G_{cal}	×		5%
A_{cal}	×		5%
ΔV_{cal}	×		10%
fluctuations du nombre d'atomes entre la mesure de ΔV_{cal} et A_{cal}	×		10%
A_{sat}		×	5%
ΔV		×	3 à 5% pour les atomes 2^3P_1 1,5 à 3% pour les atomes 2^3P_2
fluctuations du nombre d'atomes entre la mesure de ΔV et A_{sat}		×	10%

TAB. 5.1: Incertitudes relatives des mesures expérimentales intervenant dans le calcul de la population dans l'état excité.

Remarques sur les incertitudes Les erreurs systématiques désignent les erreurs intervenant pendant les phases de calibration ou d'estimation de gains. Elles se répercutent de la même manière sur toutes les mesures.

- L'incertitude sur $\Pi_e = \frac{1}{2}$, la valeur de la population dans l'état excité lorsque le laser est saturant, est de 5% environ. Afin de déterminer cette incertitude, nous avons étudié la puissance laser absorbée en fonction de l'intensité du laser excitateur (voir figure 5.9).

La puissance laser absorbée sature pour la puissance laser utilisée (repérée par l'abscisse 0,9 *u.a.* sur la figure). On estime que l'asymptote vraie pour laquelle l'absorption par les atomes correspondrait à $\Pi_e = \frac{1}{2}$ exactement a une probabilité d'au moins 0,68 d'avoir une valeur qui ne s'écarte pas de plus de 5% de la puissance laser absorbée maximale.

- L'incertitude sur η_{cal}/η provient des incertitudes obtenues lors de la calibration des photodiodes.
- En éteignant puis en rallumant à la même valeur la tension appliquée à la galette de microcanaux, on constate que G/G_{cal} ne varie pas de plus de 5% autour de 1.
- Les incertitudes sur A_{cal} et ΔV_{cal} sont obtenues à partir de l'observation des signaux. On prend en compte une éventuelle différence du nombre d'atomes dans les deux pièges ayant servi l'un à mesurer A_{cal} , l'autre à mesurer ΔV_{cal} . Cette possible différence s'explique principalement par des fluctuations du flux du jet. Ces trois dernières incertitudes sont en fait des incertitudes de mesure mais se comportent comme des erreurs systématiques.

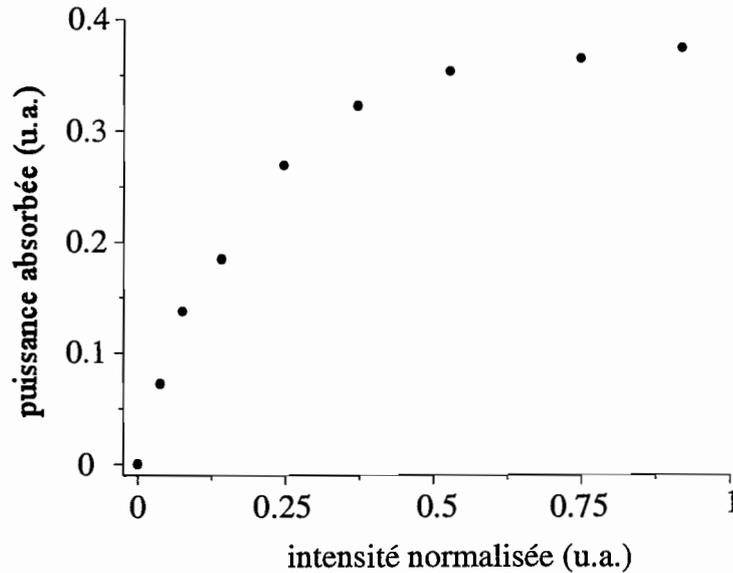


FIG. 5.9: Puissance laser absorbée par les atomes en fonction de la puissance du laser. Les unités utilisées sont arbitraires. On observe bien une saturation du signal, avec une incertitude de $\pm 5\%$, pour la valeur de la puissance laser égale à 0,9 u.a. utilisée pour mesurer ΔV_{cal} .

Évaluation de l'incertitude sur ΔV Les incertitudes de mesures sont différentes pour toutes les mesures et proviennent des fluctuations des différents paramètres de l'expérience ou de l'erreur que l'on peut faire sur la lecture des signaux.

On retrouve dans ce type d'incertitudes les fluctuations du nombre d'atomes dans les PMO utilisés pour mesurer ΔV et A_{sat} .

Afin d'évaluer ΔV , on observe la puissance laser détectée par la photodiode avec et sans atomes. Chaque niveau est échantillonné sur 1000 points pendant environ 100 ms. La photodiode délivrant le signal a un temps de réponse inférieur à 1 μs .

On calcule l'écart type pour chacune des traces échantillonnées. La somme quadratique des écarts types calculés avec et sans atomes pour une puissance laser fixée donne l'écart type sur ΔV noté $\sigma_{\Delta V}$. Convertie en watts, cette incertitude est notée $\sigma_{\Delta P}$. Les données brutes sont regroupées à la fin du chapitre. On y trouvera notamment les signaux délivrés par la photodiode. On constate qu'il est assez pessimiste de choisir comme incertitude l'écart type brut $\sigma_{\Delta P}$ sur la détermination de la puissance laser absorbée. En effet, cette incertitude ne prend pas en compte des effets de moyennage qui nous permettent de mieux estimer le signal moyen que l'on cherche à évaluer.

Ici, notre échantillon comporte 1000 points et si on a une distribution aléatoire, on peut estimer l'incertitude sur la moyenne à $\sigma_{\Delta P}/\sqrt{1000}$. Ceci est légitime car la bande passante de notre photodiode est très supérieure à la fréquence d'échantillonnage. En fait, sur les signaux délivrés par la photodiode (voir les données en fin de chapitre) on observe des oscillations lentes de même ordre de grandeur que $\sigma_{\Delta P}$, qui ne sont qu'imparfaitement moyennées. Ceci nous conduit à une valeur moins optimiste pour l'incertitude de la moyenne de l'ordre de $\frac{1}{k\pi}\sigma_{\Delta P}$ où k est le nombre de périodes de la fluctuation. On

estimera donc plutôt l'incertitude à $\sigma_{\Delta P}/10$ (k est de l'ordre de 4).

Dans le tableau 5.1, on a reporté les incertitudes sur ΔV , en prenant un facteur de réduction des incertitudes de 10. Elles sont d'au plus quelques pourcents.

Remarque

Le problème du choix du facteur 10 ou 30 de réduction des incertitudes par le moyennage est mineur car les autres incertitudes statistiques deviennent prépondérantes. Elles masquent l'incertitude sur ΔV et ce déjà pour une réduction d'un facteur 10.

En sommant quadratiquement les diverses incertitudes, on obtient une incertitude systématique de $\pm 20\%$ sur l'estimation de Π_1 . À cette incertitude, il faudra ajouter quadratiquement une erreur « statistique » d'environ $\pm 12\%$.

5.4 Mesure expérimentale de Γ' et incertitudes

D'après la partie 5.1, la durée de vie du PMO, τ , en présence d'un laser excitant une fraction Π_1 d'atomes dans l'état 2^3P_1 vérifie

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{res}}} + \Gamma' \Pi_1 \quad (5.9)$$

avec τ_{res} la durée de vie du PMO sans sonde excitatrice.

Sur la figure 5.10 sont représentées les inverses des durées de vie de PMO pour 5 valeurs de Π_1 entre 0,1 et 1%. Trois mesures de durée de vie du PMO sans laser excitateur figurent à l'abscisse $\Pi_1 = 0$. Les incertitudes sur Π_1 représentées sont uniquement les incertitudes de mesure.

5.4.1 Détermination de Γ'

On rappelle que l'on peut déterminer Γ' de deux manières assez semblables :

1. pour chaque point, on connaît τ , τ_{res} , Π_1 ; on peut donc déduire Γ' de l'équation (5.9) ;
2. l'estimation de la pente de la fonction $1/\tau$ en fonction de Π_1 donne Γ' .

1. La moyenne des durées de vie du PMO sans sonde étant de 27 s, on peut calculer pour chaque point expérimental la valeur de Γ' . L'incertitude sur Γ' pour chaque point est d'environ 23%. La moyenne sur les 5 valeurs obtenues est de 62 s^{-1} , les points se répartissant avec un écart type de 10 s^{-1} . Ces fluctuations sont inférieures à l'estimation de l'incertitude de Γ' . La première méthode nous donne donc

$$\boxed{\Gamma' = (62 \pm 14) \text{ s}^{-1}}$$

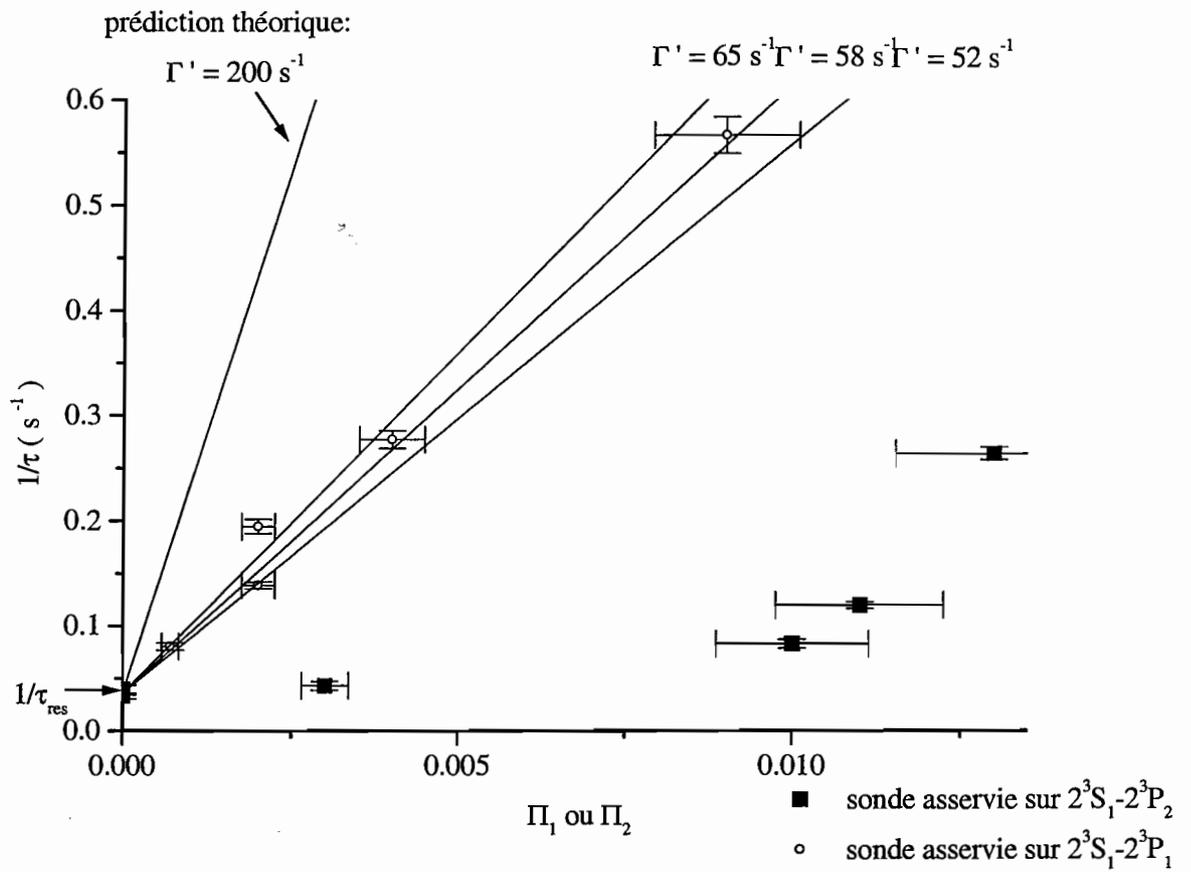


FIG. 5.10: Inverse des durées de vie du PMO en fonction de la fraction d'atomes excités dans l'état 2^3P_1 (cercles). Les carrés représentent les cas où le laser est asservi sur 2^3P_2 .

2. La deuxième méthode consiste à ajuster les cercles sur la figure 5.10 par une droite. On utilise la méthode de la régression linéaire et les résultats de [36]. Cette méthode s'utilise normalement pour ajuster des points $(x_i, y_i)_i$ connaissant $(\sigma_{y_i})_i$. Les x_i sont supposés parfaitement connus, $\sigma_{x_i} = 0$. Ce n'est pas notre cas et pour tenir compte de cette incertitude, nous allons effectuer trois régressions linéaires de nos données. Ainsi, nous ajustons les trois séries de points $(\Pi_{1i} - \sigma_{\Pi_{1i}}, 1/\tau_i)_i$, $(\Pi_{1i}, 1/\tau_i)_i$, $(\Pi_{1i} + \sigma_{\Pi_{1i}}, 1/\tau_i)_i$ en prenant $(\sigma_{1/\tau_i})_i$ comme incertitudes. Les résultats sont consignés dans le tableau 5.2. On effectue même type d'ajustement en ajoutant aux données les mesures de durée de vie du PMO sans laser excitateur c'est-à-dire pour $\Pi_1 = 0$.

type de données	points $\Pi_1 = 0$ exclus	points $\Pi_1 = 0$ inclus
$(\Pi_{1i}, 1/\tau_i)_i$	b=58,5±3,0 a=0,034	b=57,9±1,4 a=0,036
$(\Pi_{1i} - \sigma_{\Pi_{1i}}, 1/\tau_i)_i$	b=65,3±3,7 a=0,035	b=64,8±1,8 a=0,036
$(\Pi_{1i} + \sigma_{\Pi_{1i}}, 1/\tau_i)_i$	b=53,0±2,4 a=0,034	b=52,3±1,1 a=0,036

TAB. 5.2: Résultats de l'ajustement des données par une droite $a+bx$ par la méthode de régression linéaire. Les coefficients sont donnés en s^{-1} . L'incertitude relative sur a est dans tous les cas très inférieure à 1%.

À partir des valeurs de b , Γ' vaut en moyenne $59 s^{-1}$, les valeurs extrémales étant $52 s^{-1}$ et $65 s^{-1}$. Le fait de prendre en compte les durées de vie du PMO sans laser excitateur change peu le résultat de la régression. Afin de déterminer l'incertitude totale sur Γ' , il faut considérer l'incertitude systématique de $\pm 20\%$ sur Π_1 volontairement enlevée pour les ajustements. Cette incertitude est dominante. La deuxième méthode de traitement des données donne donc :

$$\Gamma' = (59 \pm 13) s^{-1}$$

Les deux méthodes d'exploitation des données sont compatibles. En revanche, nous rencontrons un désaccord avec la valeur prédite par la théorie de plus d'un facteur 2 ($\Gamma'_{\text{theo}} \simeq 200 s^{-1}$). La droite $\frac{1}{\tau_{\text{res}}} + \Gamma'_{\text{theo}} \Pi_1$ est reportée sur la figure 5.10. Elle est visiblement incompatible avec nos points expérimentaux. Les incertitudes sur l'estimation de Γ' ne peuvent expliquer une telle différence. Remarquons que nos résultats expérimentaux mettent en évidence une fuite moins probable que ce que prévoit la théorie ($\Gamma' \ll \Gamma'_{\text{theo}}$), ce qui élimine un certain nombre d'erreurs envisageables.

5.4.2 Effets mécaniques

Avant de conclure, nous devons nous assurer que les effets mécaniques dus au laser excitateur sont négligeables. Afin d'accentuer les conséquences des effets mécaniques, nous avons complété nos mesures de durée de vie de PMO en excitant avec le laser excitateur

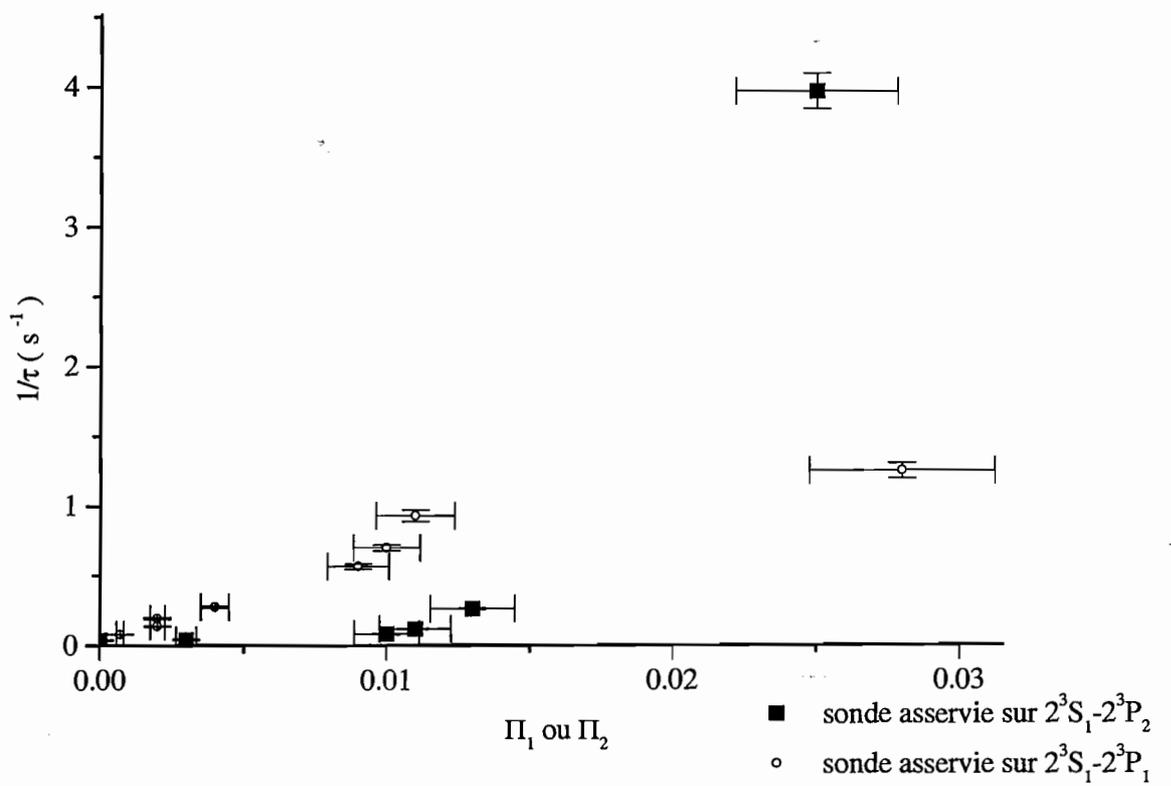


FIG. 5.11: Inverse des durées de vie du PMO en fonction de la fraction d'atomes excités dans l'état 2^3P_1 ou 2^3P_2 .

des fractions allant de 1 jusqu'à 3% d'atomes vers les états 2^3P_1 ou 2^3P_2 (voir figure 5.11). Ces mesures servent de test et ne sont pas utilisées pour la mesure de Γ' .

Les points obtenus pour une excitation des atomes dans l'état 2^3P_2 servent de témoins d'effets mécaniques. Ils deviennent importants pour $\Pi_2 \geq 1\%$. Lorsque Π_2 varie de 0 à 1%, on observe une légère augmentation de l'inverse de la durée de vie du PMO à hauteur de $0,04 \text{ s}^{-1}$. Dans la gamme de populations exploitée pour quantifier notre mesure de Γ' , les effets mécaniques peuvent fausser la mesure de Γ' de 4 s^{-1} . Une éventuelle désexcitation des atomes dans l'état 2^3P_2 vers 1^1S_0 par une transition interdite de nature quadrupolaire magnétique ne peut expliquer cette légère variation car le taux de transition théorique, de l'ordre de $0,2$ à $0,4 \text{ s}^{-1}$, est bien plus faible que les autres taux mentionnés.

Tant que les fractions d'atomes excités sont inférieures à 1%, et ce sont nos conditions de mesure, les effets mécaniques sont faibles.

Remarque

Dans tous les cas, si les effets mécaniques étaient plus importants que prévu, la valeur de Γ' serait en réalité encore plus faible, nous éloignant plus encore des valeurs théoriques.

5.5 Conclusion sur la mesure de Γ'

L'expérience que nous avons décrite dans ce chapitre met en évidence un taux de fuite Γ' des atomes dans l'état 2^3P_1 vers le niveau fondamental. Ce taux a été mesuré en observant une modification de la durée de vie d'un piège magnéto-optique dans lequel on a volontairement excité quelques atomes dans l'état 2^3P_1 sans introduire d'effets mécaniques. Les deux méthodes de traitement des données conduisent à

$$\Gamma' = (62 \pm 14) \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma' = (16 \pm 4) \text{ ms}$$

et

$$\Gamma' = (59 \pm 13) \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma' = (17 \pm 4) \text{ ms}$$

On attribue cette fuite à l'existence d'une transition d'intercombinaison permettant aux atomes de se désexciter de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Il s'agit pour l'instant encore d'une hypothèse. En effet, nous ne pouvons distinguer l'effet de cette transition d'une modification de la durée de vie due à un autre mécanisme affectant les atomes dans l'état 2^3P_1 et pas les atomes dans l'état 2^3P_2 . On peut penser par exemple à une modification de section efficace de collision des atomes dans l'état 2^3P_1 sur le gaz résiduel par rapport à la section efficace de collision des atomes dans l'état 2^3P_2 .

La valeur théorique du taux de transition de la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ que nous pensons être responsable de la fuite observée est de $\Gamma'_{\text{theo}} = 200 \text{ s}^{-1}$ donc nettement plus élevé que le taux que nous mesurons. Nos observations sont en outre tout à fait compatibles avec celles de Tang et Happer [39] datant de 1972 et donnant

$$30 \text{ s}^{-1} \leq \Gamma' \leq 200 \text{ s}^{-1}$$

Afin de conclure sur la nature de la fuite observée, des expériences complémentaires montrant que les atomes se désexcitent en émettant un photon UV à exactement 59,1 nm seraient nécessaires.

Données

Les données expérimentales ayant permis la mesure du taux de transition Γ' de $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ sont regroupées ici. Pour toutes les figures, les graphiques reportés sur une même ligne concernent des PMO réalisés dans les mêmes conditions expérimentales.

On a reporté sur la fig.1 le nombre d'atomes contenus dans un PMO, déterminé par intégration temporelle du signal de temps de vol issu du MCP, après un temps variable suivant la coupure du chargement. En regard, à droite, figure l'histogramme des durées de vie du PMO obtenu à partir de l'ajustement des 5000 jeux de données synthétiques, permettant de déterminer ainsi la durée de vie moyenne τ et l'écart type σ_τ sur cette mesure. Cette mesure a été effectuée trois fois, au début, au milieu et à la fin de l'expérience afin de s'assurer de la stabilité de la mesure. L'ensemble des données a été acquis en une journée.

Les autres données concernent l'étude de pièges en présence d'un laser exciteur accordé sur $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ (fig. 2, 3 et 4) ou sur $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ (fig. 5 et 6). À chaque ligne correspond une intensité de la sonde excitatrice donc une fraction d'atomes dans l'état excité Π_i avec ($i = 1, 2$). L'indice fait référence au niveau excité. Pour chaque valeur de la fraction d'atomes dans l'état excité, on trouvera de gauche à droite :

- le nombre d'atomes contenus dans le PMO après un temps variable après la coupure du chargement,
- l'histogramme des durées de vie du PMO obtenu par traitement des données synthétiques, la durée de vie moyenne τ et l'écart type σ_τ ,
- le signal issu de la photodiode détectant la puissance du laser exciteur après la traversée du PMO ; la partie de gauche est le niveau détecté en présence d'atomes et celle de droite, le niveau sans atomes (après coupure du piège) ; l'axe gradué en nanowatts ne donne que l'échelle de puissance optique, l'origine absolue n'a pas de signification ; on a reporté la mesure de la puissance laser moyenne absorbée ΔP ainsi que l'écart type brut $\sigma_{\Delta P}$ sur cette valeur. Il suffit de diviser la valeur de $\sigma_{\Delta P}$ d'un facteur 30 pour obtenir l'incertitude donnée par le théorème de la limite centrale. Nous avons vu (voir le paragraphe 5.3.2.4) que nous choisissons $\sigma_{\Delta P}/10$ comme incertitude réelle sur la détermination de ΔP .

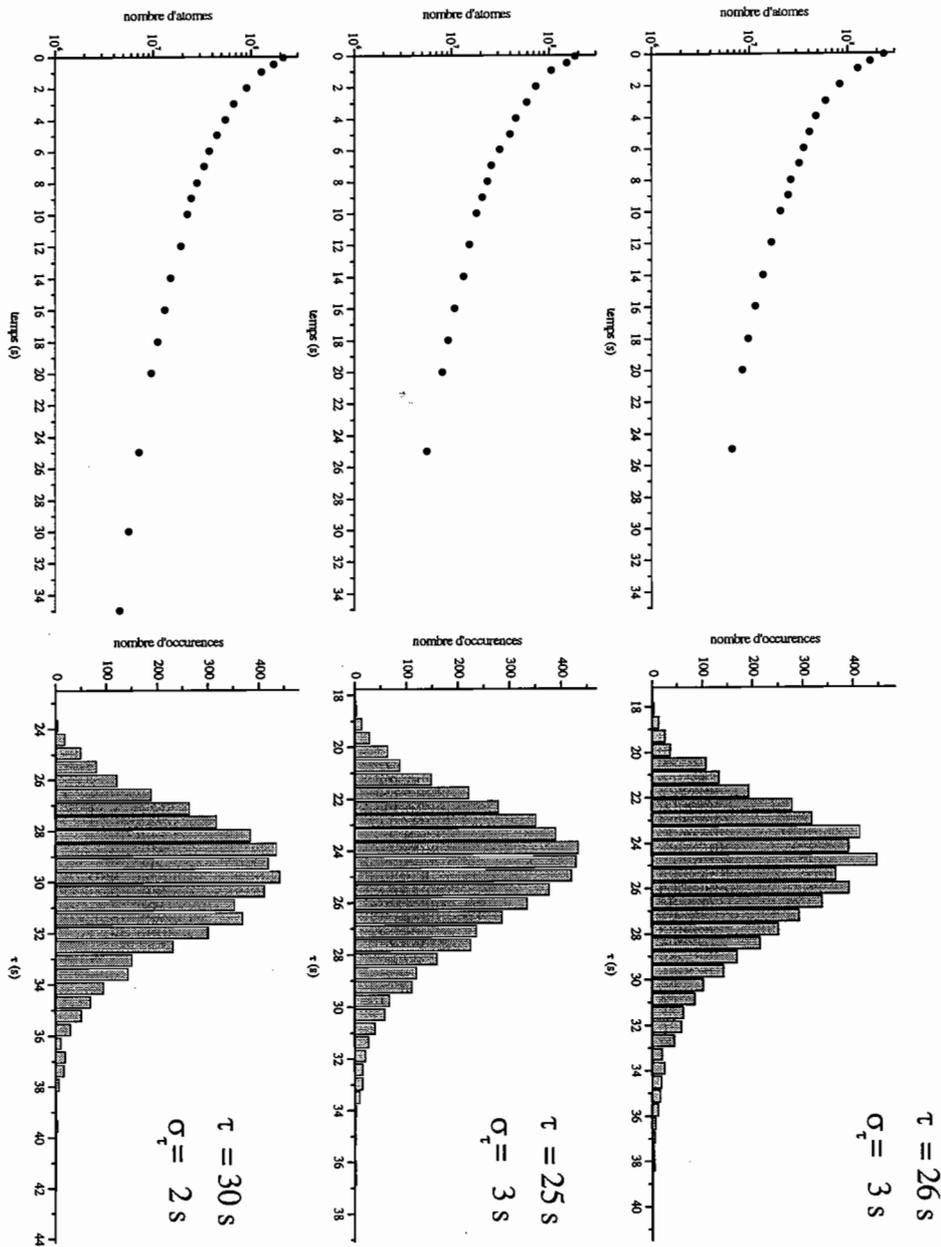


FIG. 1: Trois mesures de la durée de vie d'un PMO sans laser exciteur.

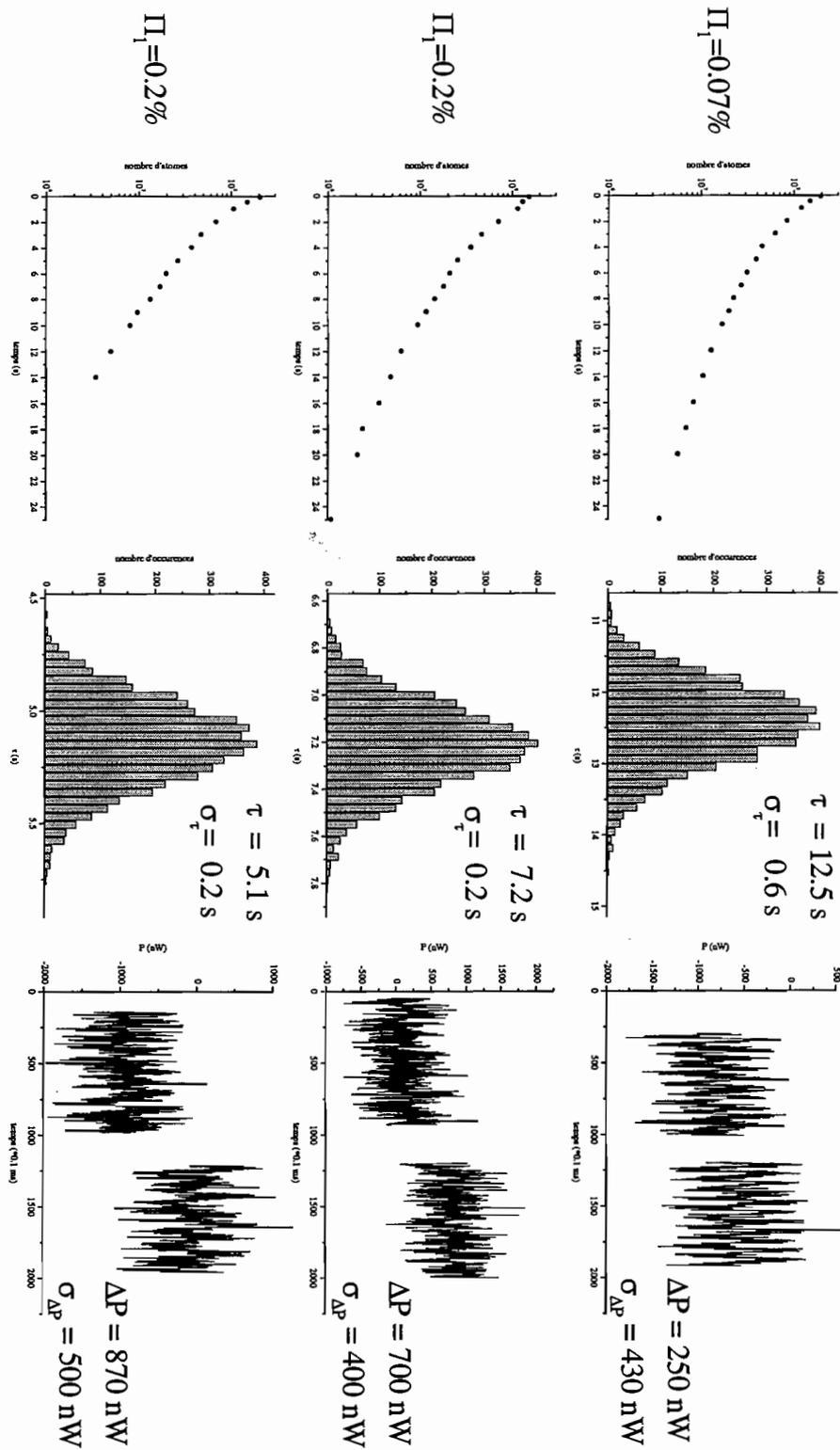


FIG. 2: Durée de vie du PMO et puissance laser absorbée en présence d'un laser excitateur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1(1)$

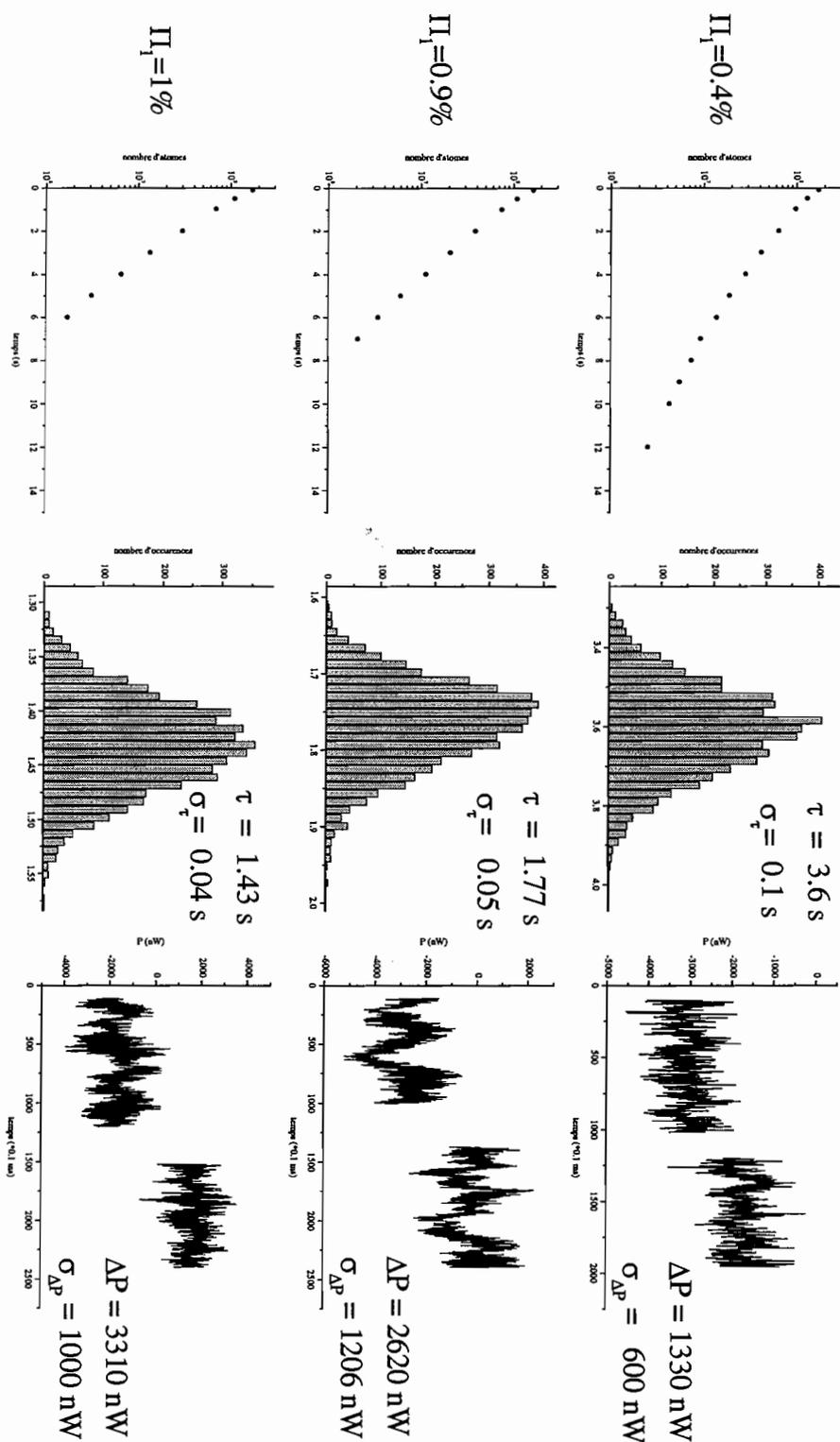


FIG. 3: Durée de vie du PMO et puissance laser absorbée en présence d'un laser exciteur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1(2)$

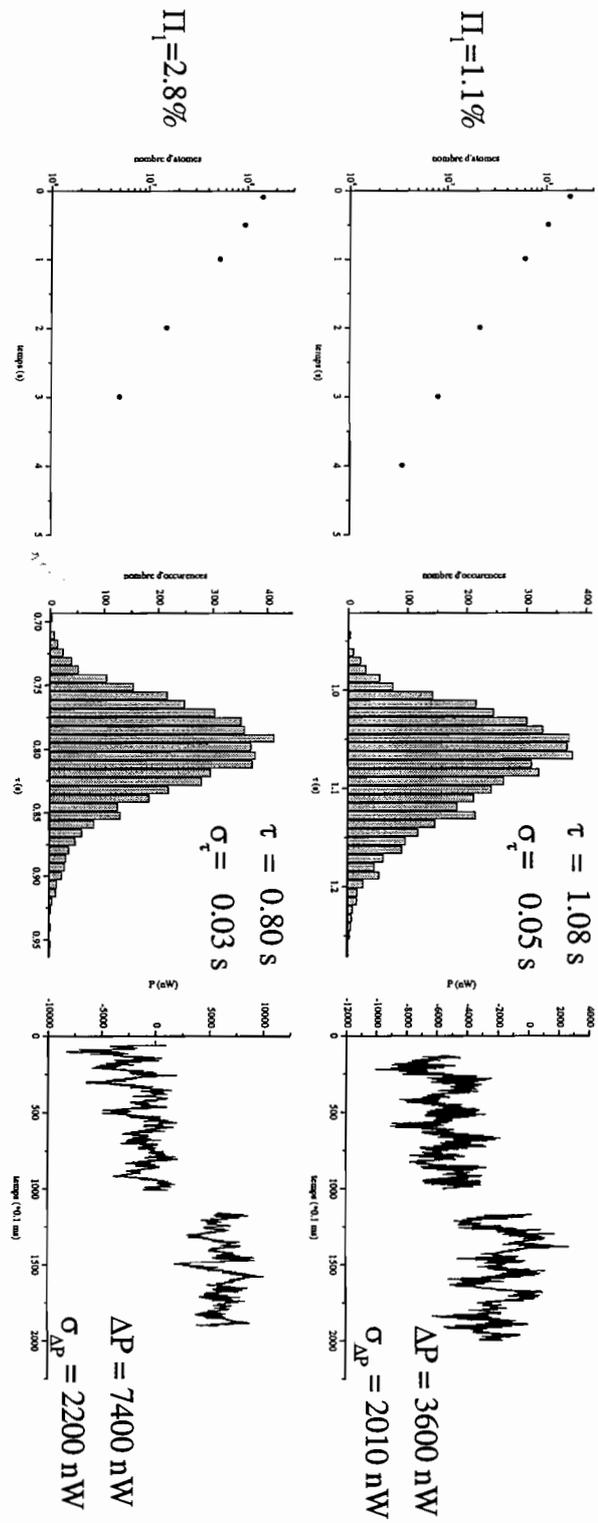


FIG. 4: *Durée de vie du PMO et puissance laser absorbée en présence d'un laser exciteur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1(3)$*

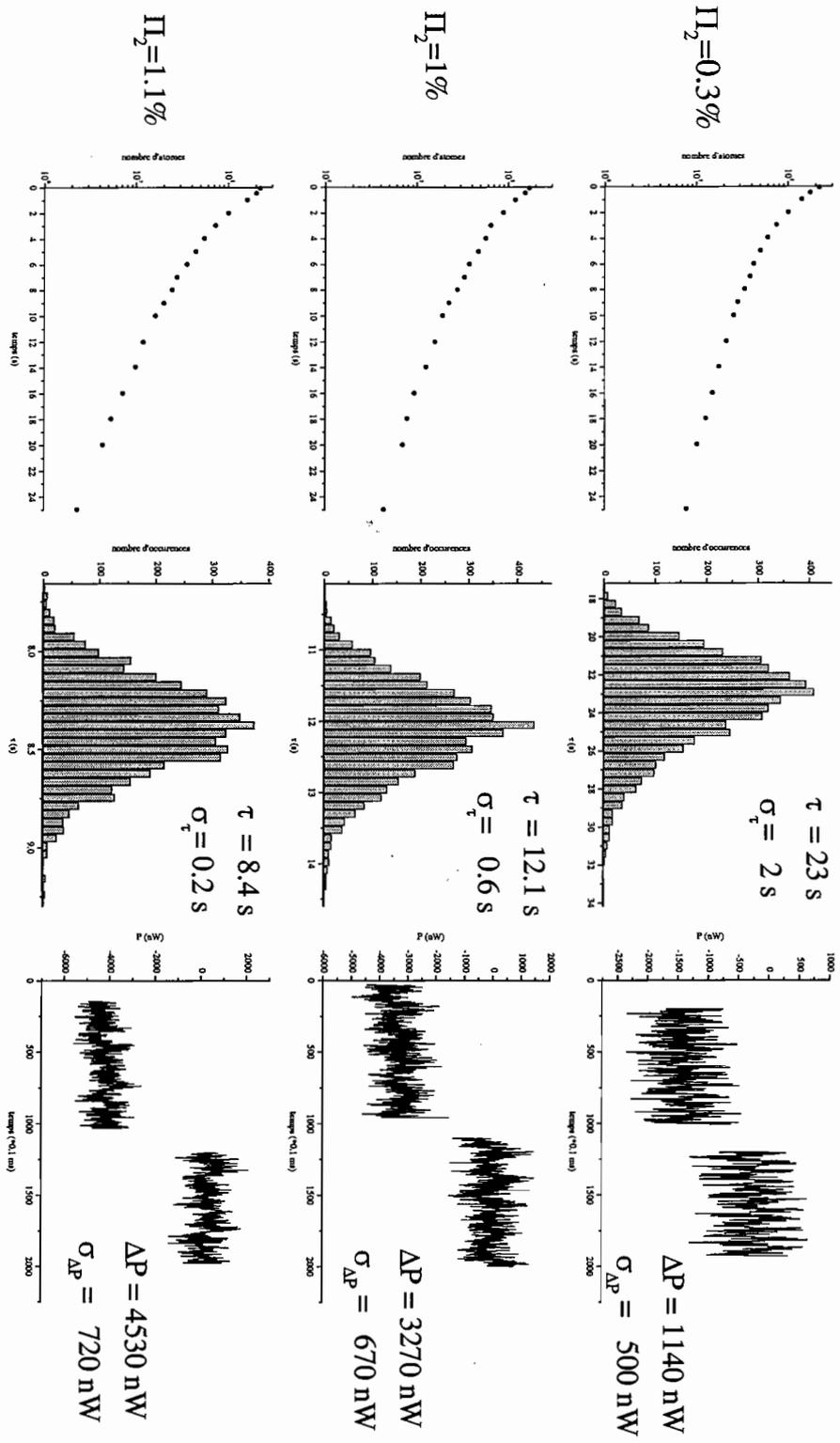


FIG. 5: Durée de vie du PMO et puissance laser absorbée en présence d'un laser exciteur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2(1)$

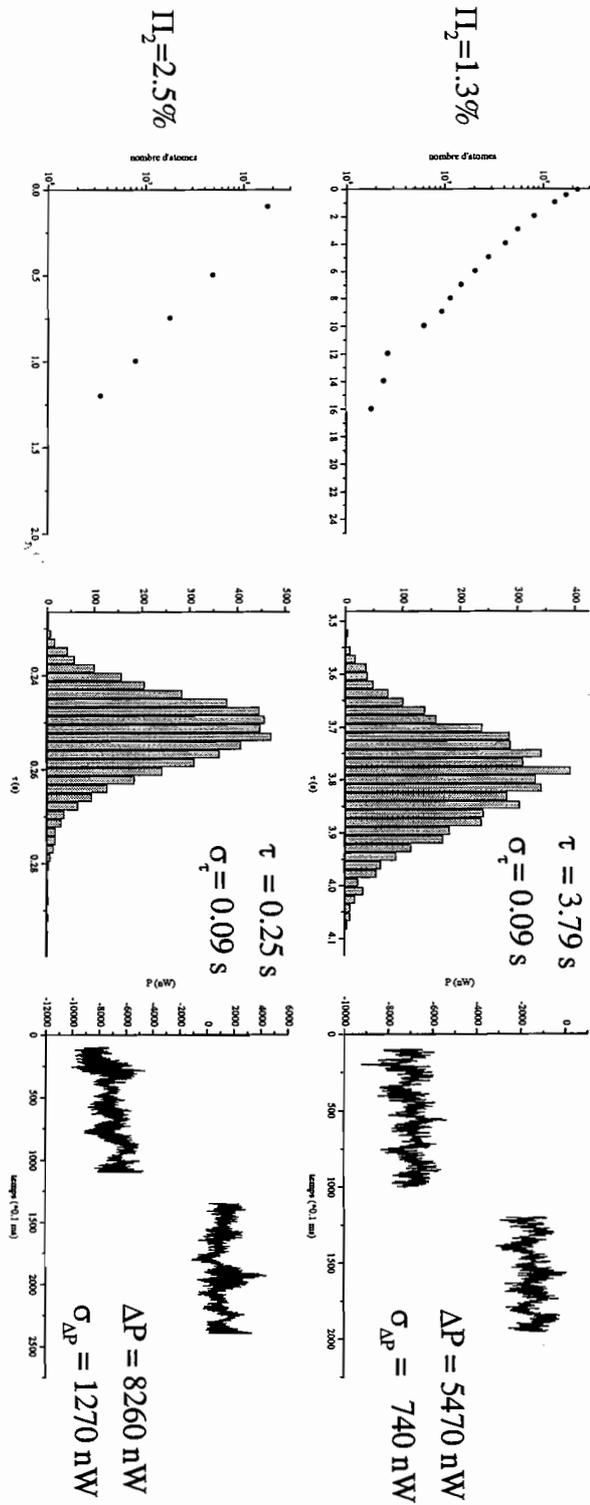


FIG. 6: Durée de vie du PMO et puissance laser absorbée en présence d'un laser exciteur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2(2)$

Chapitre 6

Mesure du taux de transition Γ'' de 2^3P_2 vers 1^1S_0

Sachant qu'il existe une autre transition interdite, de nature quadrupolaire magnétique, permettant aux atomes dans l'état 2^3P_2 de se désexciter vers le niveau fondamental, nous avons envisagé de déterminer expérimentalement son taux de transition Γ'' par la même méthode que celle utilisée dans le chapitre précédent pour mesurer Γ' , le taux de transition de 2^3P_1 vers 1^1S_0 .

Nous disposons d'un PMO sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$. Sa durée de vie τ'' est reliée à Γ'' (voir 5.1) par

$$\frac{1}{\tau''} = \frac{1}{\tau_{\text{res}}} + \Gamma''\Pi_2$$

avec τ_{res} la durée de vie due aux collisions avec le gaz résiduel et Π_2 la fraction d'atomes dans le niveau 2^3P_2 . La fuite des atomes de 2^3P_2 vers 1^1S_0 limite ainsi la durée de vie des pièges magnéto-optiques que nous utilisons. Si l'on choisit pour Γ'' la valeur théorique $0,5 \text{ s}^{-1}$, le type de PMO utilisé dans le chapitre précédent, pour lequel $\Pi_2 = 3\%$, a une durée de vie limitée à 60 s. Mais dans notre cas, les collisions avec le gaz résiduel imposent une durée de vie plus courte d'environ 20 s masquant ainsi l'effet de la fuite des atomes de 2^3P_2 vers 1^1S_0 . On peut alors penser à augmenter Π_2 en réduisant le désaccord des faisceaux lasers piège. L'augmentation du taux de collisions Penning (voir chapitre 2) rend alors difficile la détermination de la durée de vie du PMO pour un nombre d'atomes supérieur à quelques dizaines de milliers pour un désaccord de -10 MHz.

Cette méthode paraît donc difficilement praticable et nous avons choisi de détecter directement les photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 . La détermination absolue du taux de transition est liée à la valeur du rendement du détecteur à ces longueurs d'onde que nous ne connaissons que d'après les spécifications du fabricant. On peut en revanche déterminer beaucoup plus précisément le rapport des taux de transition des deux transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ en comparant les flux de photons UV émis par un même nombre d'atomes excités dans l'état 2^3P_1 ou 2^3P_2 . C'est cette mesure que nous présentons dans ce chapitre.

Nous exposons dans un premier chapitre le principe expérimental puis le problème de la connaissance des diagrammes de rayonnement des atomes se désexcitant par les transitions interdites. Nous décrivons ensuite le dispositif avant de finalement annoncer

les résultats expérimentaux.

Sommaire

6.1	Principe de la mesure du rapport Γ''/Γ'	106
6.1.1	Présentation de la méthode	106
6.1.2	Avantages et inconvénients de la méthode	108
6.2	Le problème du diagramme de rayonnement des atomes	108
6.2.1	Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	109
6.2.2	Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	110
6.3	Montage expérimental	115
6.3.1	Le jet et la sonde excitatrice	117
6.3.2	La détection des photons UV	117
6.3.3	L'absorption du laser excitateur par le jet	121
6.3.4	Les bobines de contrôle du champ magnétique	122
6.4	Expériences	123
6.4.1	Annulation du champ magnétique résiduel	123
6.4.2	Vérification de l'allure des diagrammes de rayonnement	127
6.4.3	Évaluation du rapport Γ''/Γ'	131
6.5	Conclusion	140

6.1 Principe de la mesure du rapport Γ''/Γ'

6.1.1 Présentation de la méthode

Le principe de l'expérience est illustré sur la figure 6.1. Un laser excite les atomes de l'état 2^3S_1 vers l'état 2^3P_1 ou 2^3P_2 . La grande majorité des atomes se désexcite vers le niveau métastable 2^3S_1 par une transition dipolaire électrique. À cause de l'existence de transitions interdites décrites dans le chapitre 4, les atomes peuvent aussi se désexciter avec une très faible probabilité vers le niveau fondamental 1^1S_0 en émettant un photon UV à 59 nm. Le nombre d'atomes se désexcitant par seconde d'un niveau excité vers un niveau fondamental est égal au nombre d'atomes dans l'état excité multiplié par le taux de transition. Le flux énergétique, noté Φ_2 , de photons UV émis au cours de la désexcitation des atomes de 2^3P_2 vers 1^1S_0 est donc égal à $h\nu\Gamma''N_2$ avec $h\nu$ l'énergie du photon. Le terme Γ'' désigne le taux de transition de 2^3P_2 vers 1^1S_0 et N_2 , le nombre d'atomes dans l'état 2^3P_2 . De même, on note $\Phi_1 = h\nu\Gamma'N_1$, le flux de photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 avec N_1 le nombre d'atomes dans l'état 2^3P_1 . Le rapport des taux de transition de 2^3P_2 vers 1^1S_0 et de 2^3P_1 vers 1^1S_0 est donc le rapport des flux de photons UV émis par atome dans l'état 2^3P_2 ou 2^3P_1 :

$$\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = \frac{\Phi_2 N_1}{\Phi_1 N_2}$$

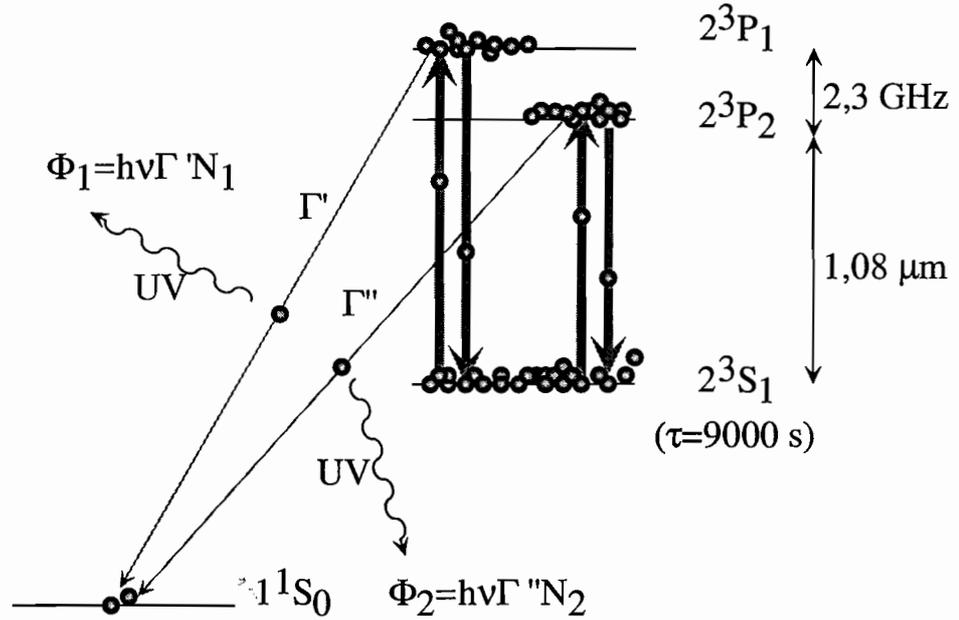


FIG. 6.1: Principe de la mesure du rapport Γ''/Γ' (l'échelle des énergies n'est pas respectée)

En résumé, afin de déterminer le rapport Γ''/Γ' , il faut exciter un nombre connu d'atomes dans l'état 2^3P_2 puis 2^3P_1 et mesurer dans chacun des cas le flux de photons UV émis par ces atomes se désexcitant vers le niveau fondamental par les transitions interdites. Le rapport des taux de transition est donné par le rapport des flux UV moyen émis par un atome effectuant l'une ou l'autre des transitions interdites.

Expérimentalement, nous allons porter les atomes dans l'état 2^3P_2 ou 2^3P_1 par un laser excitateur dont l'absorption par les atomes nous donnera une quantité proportionnelle à N_2 ou N_1 (comme dans la partie 5.3.2.1).

Les photons UV seront détectés par la galette de microcanaux (MCP) placée dans l'enceinte à vide. Les photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_1 ou 2^3P_2 vers 1^1S_0 ont une fréquence différente de 2,3 GHz ce qui est suffisamment faible pour considérer que le rendement quantique de la galette est identique pour ces deux types de photons UV. La galette étant dans une position fixe, nous ne collecterons les photons UV que dans un angle solide défini Ω_g imposant ainsi la nécessité de connaître le diagramme de rayonnement $Diag_i$ ($i = 1, 2$) des atomes se désexcitant respectivement de 2^3P_1 ou 2^3P_2 vers 1^1S_0 . Les deux transitions n'étant pas de même nature, les diagrammes de rayonnement sont différents et sont étroitement liés à la polarisation du laser excitateur et au champ magnétique. Nous allons, pour chacune des transitions, adopter une configuration de polarisation du laser et de champ magnétique pour laquelle le diagramme de rayonnement est connu. Il suffira alors de corriger le flux de photons UV mesuré dans l'angle solide de la galette $\Phi_i(\Omega)$ ($i=1,2$) par le facteur correctif D_i ($i=1,2$) approprié au diagramme de

rayonnement concerné. Le rapport des taux de transition est finalement donné par

$$\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = \frac{\Phi_2(\Omega)}{\Phi_1(\Omega)} \times \frac{N_1}{N_2} \times \frac{D_1}{D_2}$$

avec

$$D_i = \int_{\Omega_g} \text{Diag}_i(\Omega) d\Omega$$

où Diag_i est le diagramme de rayonnement des atomes, l'indice $i = 1, 2$ faisant référence respectivement à la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

6.1.2 Avantages et inconvénients de la méthode

Afin d'exciter un nombre maximum d'atomes par seconde, nous allons utiliser le jet atomique rapide refroidi transversalement plutôt qu'un PMO. Nous n'avons besoin que d'un laser excitateur perpendiculaire au jet en plus du laser assurant le refroidissement transverse. Le montage est donc techniquement simple à réaliser et permet de travailler en régime continu.

De plus, le fait de mesurer le rapport Γ''/Γ' permet de s'affranchir de tous les problèmes de calibration absolue comme par exemple la détermination de l'efficacité de la galette de microcanaux ou la calibration de la photodiode détectant l'absorption. Seules les mesures relatives sont significatives. Il suffit donc d'obtenir un signal expérimental proportionnel au nombre d'atomes excités par le laser et un autre signal proportionnel au flux de photons UV émis par les atomes. Le rapport de ces deux signaux, suivant que l'on excite des atomes dans l'état 2^3P_2 ou 2^3P_1 , nous donne la quantité recherchée.

La difficulté de cette méthode provient du problème posé par la connaissance du diagramme de rayonnement des atomes se désexcitant de 2^3P_2 ou 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Nous allons aborder ce problème en détail dans le paragraphe suivant.

6.2 Le problème du diagramme de rayonnement des atomes

Nous avons vu qu'il est nécessaire de connaître le diagramme de rayonnement des atomes se désexcitant de 2^3P_2 ou 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Les diagrammes de rayonnement dépendent de la nature des transitions et de l'état des atomes, notamment du sous-niveau magnétique dans lequel ils se trouvent. Le cas général est décrit dans l'annexe B. Nous nous intéressons aux diagrammes dans le cas d'une transition quadrupolaire magnétique (pour $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$) et dipolaire électrique (pour $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$). D'après les résultats de l'annexe B, nous constatons qu'il existe des configurations pour lesquelles le rayonnement s'annule dans certaines directions. Il est donc souhaitable de contrôler, pour chacune des deux transitions, la configuration de champ magnétique et la polarisation du laser excitant les atomes de 2^3S_1 vers 2^3P_2 ou 2^3P_1 .

Nous allons maintenant justifier le choix des configurations adoptées pour chacune des deux transitions interdites étudiées.

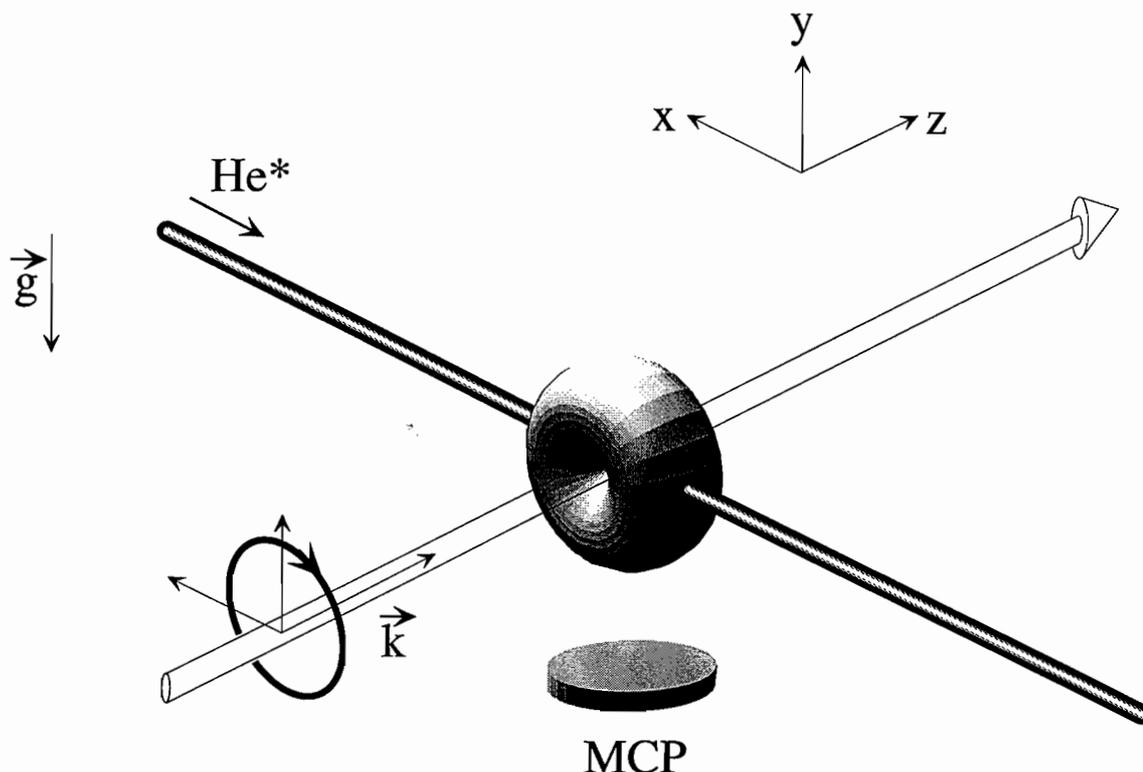
6.2.1 Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ 

FIG. 6.2: Configuration de polarisation et de champ magnétique adoptée pour détecter les photons UV produits par les atomes se désexcitant de $|2^3P_2; m = +2\rangle$ de vers 1^1S_0 . Le tore représente le diagramme de rayonnement de la transition quadrupolaire magnétique.

Les atomes sont excités de 2^3S_1 vers 2^3P_2 par un laser accordé sur cette transition de vecteur d'onde \vec{k} dirigé suivant \vec{z} (voir fig.6.2) perpendiculaire à l'axe de propagation du jet. Si l'on suppose que le nombre de photons absorbés est suffisant pour pomper optiquement les atomes, la transition étant de type $J \leftrightarrow J+1$, les atomes se retrouvent dans le sous-niveau magnétique $|m_z = +1\rangle$ de 2^3S_1 dans le cas où on adopte une polarisation circulaire $\vec{\epsilon}_{\sigma+}$ pour le laser exciteur. Les sous-niveaux magnétiques sont définis par rapport à l'axe de quantification naturel imposé par la direction de \vec{k} . Dans ce cas, seul le niveau $|m_z = +2\rangle$ de 2^3P_2 sera peuplé (voir fig. 6.3). La situation est pure et le diagramme de rayonnement des photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 sera simplement celui d'atomes se désexcitant par une transition quadrupolaire magnétique avec $\Delta m = \pm 2$. Ce diagramme est du type $Q_2 = 1 - \cos^4\theta$ avec θ , l'angle d'émission par rapport à l'axe de quantification (voir annexe B). L'allure du diagramme de rayonnement ainsi que son orientation par rapport à l'expérience sont illustrés sur la figure 6.2.

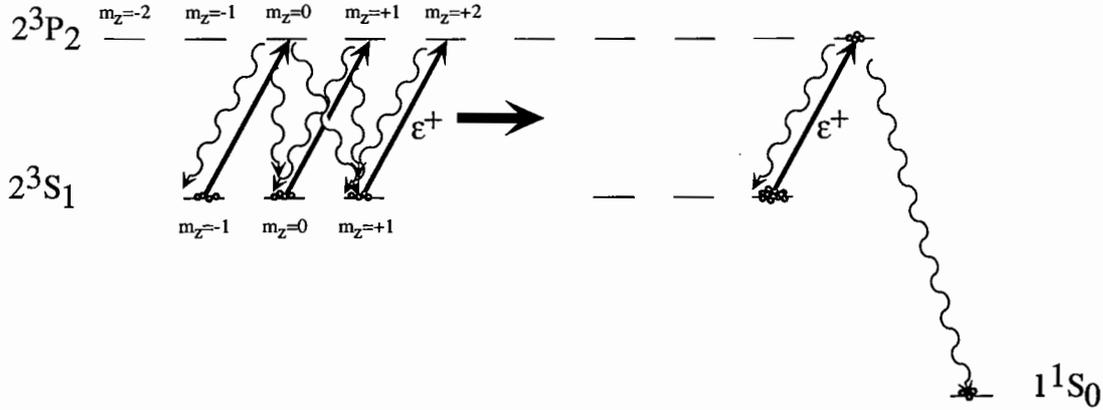


FIG. 6.3: *Pompage optique sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ par un laser polarisé circulairement $\vec{\epsilon}_{\sigma^+}$*

6.2.2 Diagramme de rayonnement pour la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$

Nous allons voir maintenant qu'il est plus difficile d'exciter expérimentalement un sous-niveau magnétique unique de 2^3P_1 que de 2^3P_2 à partir de 2^3S_1 à cause de l'existence d'états noirs. L'effet Hanle va nous permettre de résoudre ce problème. Nous verrons ensuite comment expérimentalement vérifier notre hypothèse sur l'allure du diagramme de rayonnement.

6.2.2.1 Les états noirs de $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$

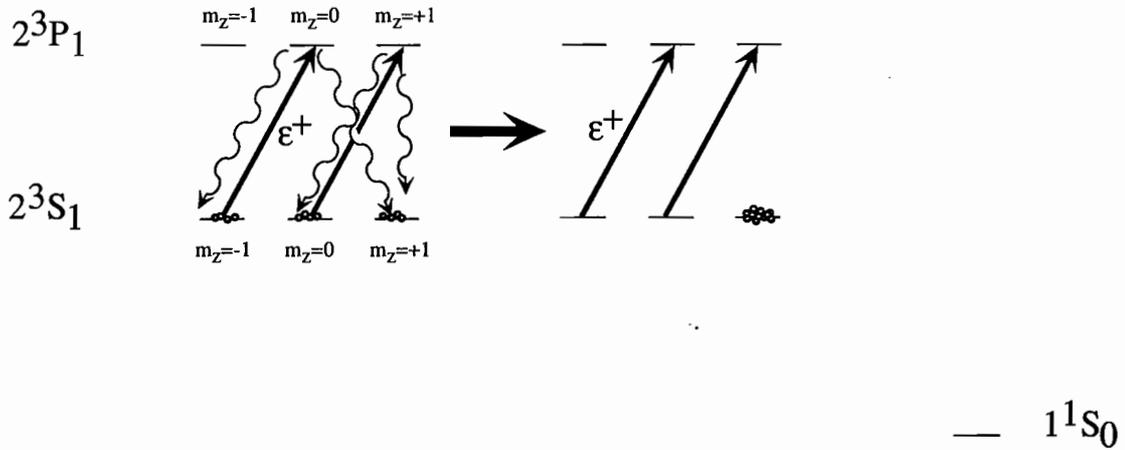
À présent, si l'on change uniquement l'asservissement en fréquence du laser excitateur afin de peupler le niveau 2^3P_1 et non plus 2^3P_2 à partir de 2^3S_1 , il suffira de quelques photons pour pomper les atomes dans l'état $|m_z = +1\rangle$ de 2^3S_1 qui est noir (voir fig. 6.4).

En effet, la polarisation du laser étant circulaire et la transition du type $J \leftrightarrow J$, l'état $|m_z = +1\rangle$ de 2^3S_1 n'est couplé à aucun sous-niveau de 2^3P_1 . Un changement de la polarisation du laser de circulaire en linéaire conduit également au pompage des atomes vers un autre état noir de 2^3S_1 car le coefficient de Clebsch-Gordan entre $|m_z = 0\rangle$ de 2^3S_1 et $|m_z = 0\rangle$ de 2^3P_1 est nul.

Ce phénomène empêche l'excitation des atomes vers l'état 2^3P_1 donc la production de photons UV par la transition interdite. Nous allons donc éviter de pomper les atomes dans un état noir en utilisant l'effet Hanle.

6.2.2.2 L'effet Hanle

L'aspect théorique et expérimental de l'effet Hanle de ce niveau de l'hélium métastable ont été étudiés en détails dans [24].


 FIG. 6.4: *Pompage des atomes dans un état noir par un laser polarisé circulairement.*

Le principe consiste à appliquer un champ magnétique perpendiculairement à l'axe de propagation du laser, suivant \vec{x} par exemple. Si le champ magnétique est faible, c'est-à-dire si sa pulsation de Larmor est faible devant la pulsation de Rabi du laser excitateur, il existe au premier ordre un couplage entre les niveaux $|m_z = +1\rangle$ et $|m_z = 0\rangle$ de 2^3S_1 . Les atomes peuvent alors de nouveau absorber des photons du laser et être excités vers le sous-niveau $|m = +1\rangle$ de 2^3P_1 (voir fig. 6.5).

Les atomes de 2^3P_1 peuvent se désexciter vers 1^1S_0 par la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Les photons UV sont alors émis avec un diagramme de rayonnement du type dipolaire électrique avec $\Delta m = \pm 1$ noté $\mathcal{D}_1 = 1 + \cos^2\theta$ avec θ l'angle d'observation par rapport à l'axe de quantification (voir annexe B). Sur la figure 6.6 est illustré l'allure du diagramme de rayonnement dans ce cas ainsi que l'orientation par rapport au dispositif expérimental.

Nous avons à présent une configuration de champ magnétique et de polarisation du laser excitateur pour laquelle le diagramme de rayonnement des photons UV se désexcitant par la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ est simple et connu.

6.2.2.3 Vérification du diagramme de rayonnement

Nous souhaitons cependant vérifier expérimentalement nos calculs sur l'allure des diagrammes de rayonnement. Avec la configuration de polarisation et de champ magnétique choisies, il faudrait pouvoir bouger dans l'enceinte le détecteur de photons UV afin d'observer les photons UV sous différents angles ce qui n'est pas possible avec notre dispositif expérimental. Une autre possibilité consisterait à changer la direction de l'axe de propagation du laser excitateur, pour changer l'axe de quantification privilégié. Cette solution n'est pas non plus facilement réalisable compte tenu de la géométrie de notre enceinte et du fait qu'il faille maintenir le champ magnétique de mélange perpendiculairement au vecteur d'onde du laser.

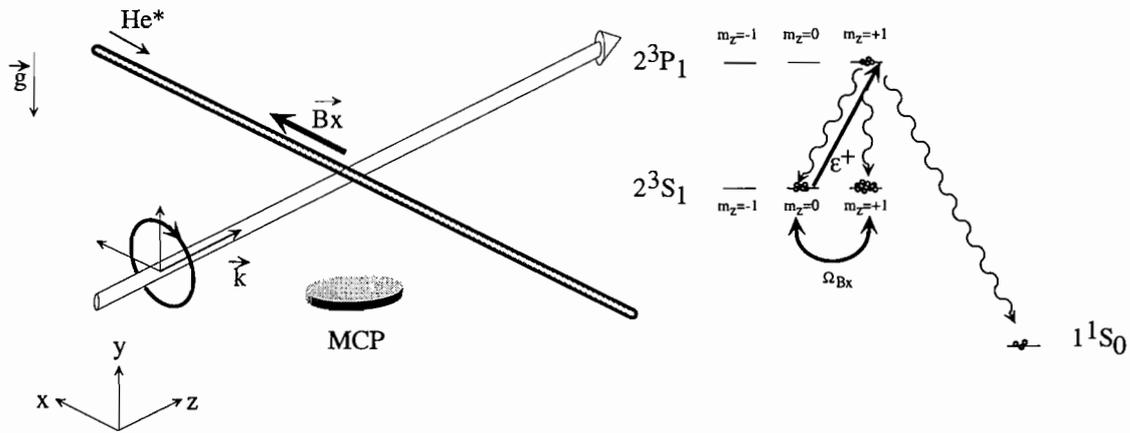


FIG. 6.5: *Effet Hanle*: l'application d'un champ magnétique dans le plan xOy permet de mélanger les sous-niveaux Zeeman $|m_z = +1\rangle$ et $|m_z = 0\rangle$ de 2^3S_1 sortant ainsi les atomes de l'état noir: on crée ainsi une population stationnaire dans l'état excité, qui donne un flux stationnaire de photons UV.

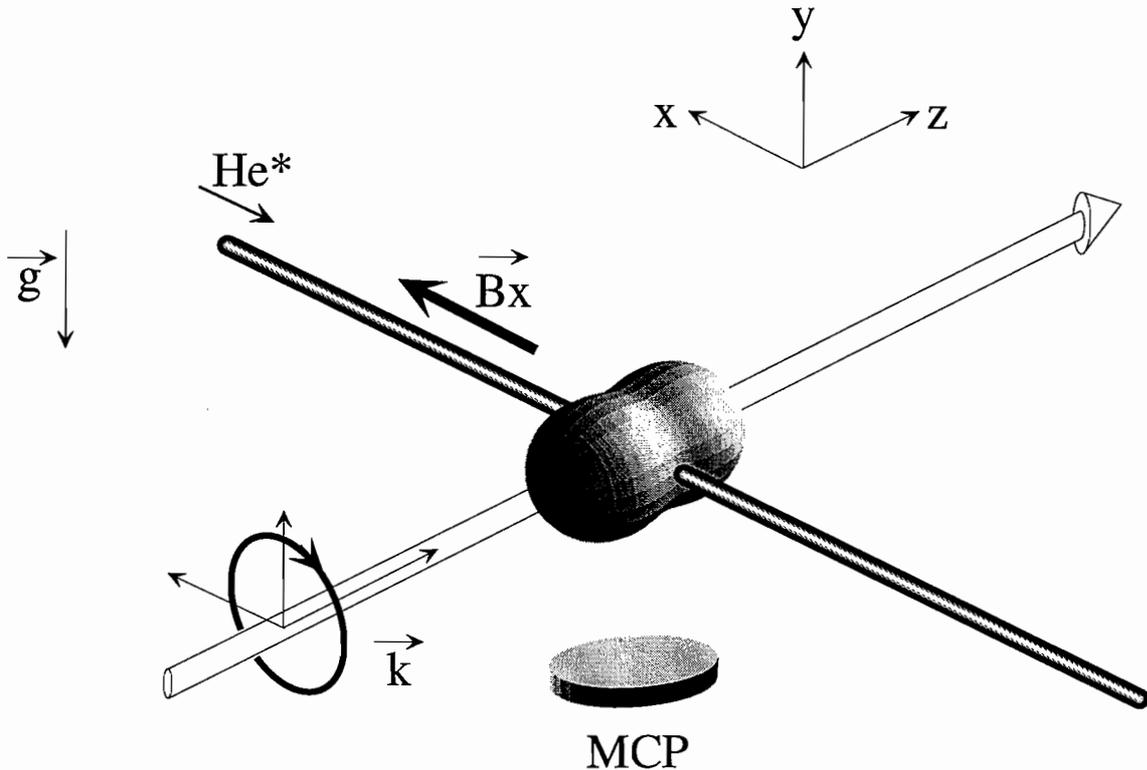


FIG. 6.6: *Diagramme de rayonnement* des photons UV émis par les atomes se désexcitant de $|m_z = +1\rangle$ de 2^3P_1 vers 1^1S_0 .

Nous allons montrer que le fait d'adopter une polarisation linéaire et non plus circulaire pour le laser permet de tester nos affirmations théoriques sur la forme des diagrammes de rayonnement tout en conservant une situation pure pour laquelle le diagramme de rayonnement est simple.

Revenons à la situation pour laquelle le champ magnétique est nul. Le laser se propage toujours suivant \vec{z} et est asservi en fréquence sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$. Sa polarisation est linéaire suivant \vec{x} par exemple. Pour décrire les sous niveaux magnétiques des états, nous avons jusqu'ici adopté la base des états propres de J_z la projection du moment cinétique sur l'axe Oz. Pour un niveau de moment cinétique $J=1$ comme 2^3S_1 ou 2^3P_1 par exemple, cette base orthonormée est communément notée ($|m_z = -1\rangle, |m_z = 0\rangle, |m_z = +1\rangle$) (l'indice z désignant l'axe de quantification est souvent omis). Nous allons considérer à présent la base orthonormée ($|m_x = 0\rangle, |m_y = 0\rangle, |m_z = 0\rangle$) des états propres de valeur propre nulle de J_x, J_y, J_z des projections du moment cinétique sur les axes Ox, Oy et Oz. Ces états vérifient donc

$$\begin{aligned} J_x|m_x = 0\rangle &= 0 \\ J_y|m_y = 0\rangle &= 0 \\ J_z|m_z = 0\rangle &= 0 \end{aligned}$$

Les états $|m_x = 0\rangle, |m_y = 0\rangle, |m_z = 0\rangle$ s'écrivent dans la base ($|m_z = -1\rangle, |m_z = 0\rangle, |m_z = +1\rangle$)

$$\begin{aligned} |m_x = 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_z = -1\rangle - |m_z = +1\rangle) \\ |m_y = 0\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}}(|m_z = -1\rangle + |m_z = +1\rangle) \\ |m_z = 0\rangle &= |m_z = 0\rangle \end{aligned}$$

D'après le théorème de Wigner-Eckart, les éléments de matrice de l'observable vectorielle dipôle atomique \mathbf{d} sont proportionnels aux éléments de matrice de l'observable moment cinétique \mathbf{J} . Si la polarisation du laser est linéaire suivant \vec{x} par exemple, le hamiltonien d'interaction dipolaire électrique $\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ avec \mathbf{E} le champ électrique du laser est proportionnel à J_x . Sachant que dans la base ($|m_z = -1\rangle, |m_z = 0\rangle, |m_z = +1\rangle$)

$$J_x = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

on constate que $|m_y = 0\rangle$ est couplé uniquement à $|m_z = 0\rangle$ et $|m_z = 0\rangle$ uniquement à $|m_y = 0\rangle$. L'état $|m_x = 0\rangle$, n'étant couplé à aucun autre état, est donc un état noir dans lequel les atomes sont rapidement pompés après quelques émissions spontanées (voir figure 6.7).

Remarque

Dans le cas général d'un atome dans un état de $J=1$, on note $\vec{\Psi}$ le vecteur associé à l'état quelconque $|\Psi\rangle$ d'un atome dont les composantes (Ψ_x, Ψ_y, Ψ_z) vérifient par définition $|\Psi\rangle = \Psi_x|m_x = 0\rangle + \Psi_y|m_y = 0\rangle + \Psi_z|m_z = 0\rangle$. Si l'atome est soumis à un laser quasi-résonant de champ $\vec{\mathcal{E}}e^{-i\omega t}$ le connectant à un autre niveau de $J=1$, il est pompé dans l'état noir caractérisé par le vecteur $\vec{\Psi}_{\text{noir}} = \vec{\mathcal{E}}$ (voir [9]).

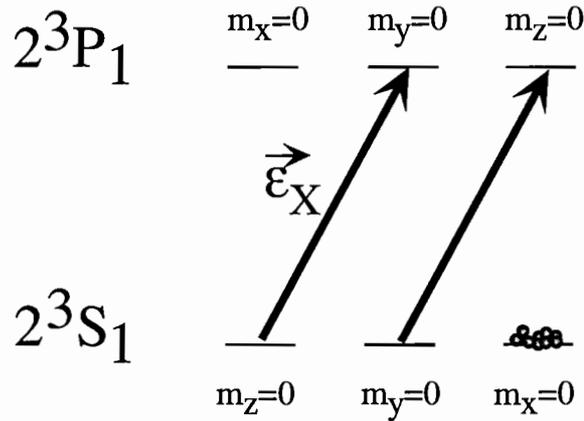


FIG. 6.7: Pompage des atomes excités par un laser polarisé linéairement suivant \vec{x} et asservi sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ dans la base $(|m_x = 0\rangle, |m_y = 0\rangle, |m_z = 0\rangle)$.

Si on applique à présent un champ magnétique suivant \vec{z} , le hamiltonien de couplage magnétique $\mathbf{M}\cdot\mathbf{B}$ que l'on peut réécrire $\gamma_f J_z(f)B_z + \gamma_e J_z(e)B_z$, avec γ_i le rapport gyro-magnétique du niveau fondamental pour $i = f$ et excité pour $i = e$, est responsable d'un couplage entre les niveaux $|m_x = 0\rangle$ et $|m_y = 0\rangle$ de 2^3S_1 . On peut négliger le couplage entre les sous-niveaux magnétiques de l'état excité et l'on suppose que les niveaux fondamentaux ne sont pas couplés à $|m_z = 0\rangle$ de 2^3S_1 . Ceci est valable dans la limite où la pulsation de Larmor du champ magnétique est faible devant la pulsation de Rabi du laser elle même étant plus petite que la largeur de la transition.

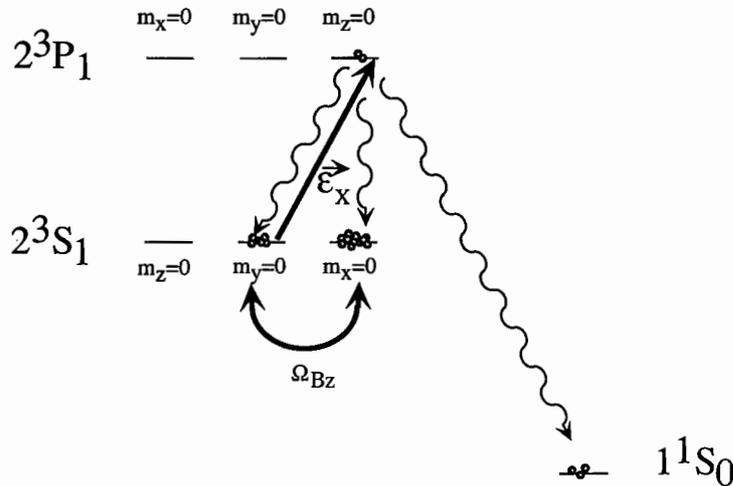


FIG. 6.8: Principe de l'effet Hanle pour une polarisation linéaire suivant \vec{x} du laser exciteur.

Les atomes ayant évolué vers $|m_y = 0\rangle$ peuvent donc de nouveau être excités vers l'état 2^3P_1 et plus particulièrement uniquement vers le sous-niveau $|m_z = 0\rangle$ (voir la figure 6.8). La désexcitation des atomes vers le niveau fondamental est alors possible avec émission

de photons UV ayant un diagramme de rayonnement du type dipolaire électrique avec $\Delta m = 0$. Ce diagramme est du type $\mathcal{D}_0 = \sin^2 \theta$ avec θ l'angle d'observation par rapport à l'axe de quantification (voir annexe B). Sur la figure 6.9 est représenté le diagramme de rayonnement et la géométrie de l'expérience. L'axe de symétrie du diagramme de rayonnement est l'axe de quantification privilégié qui est donné par la direction du champ magnétique.

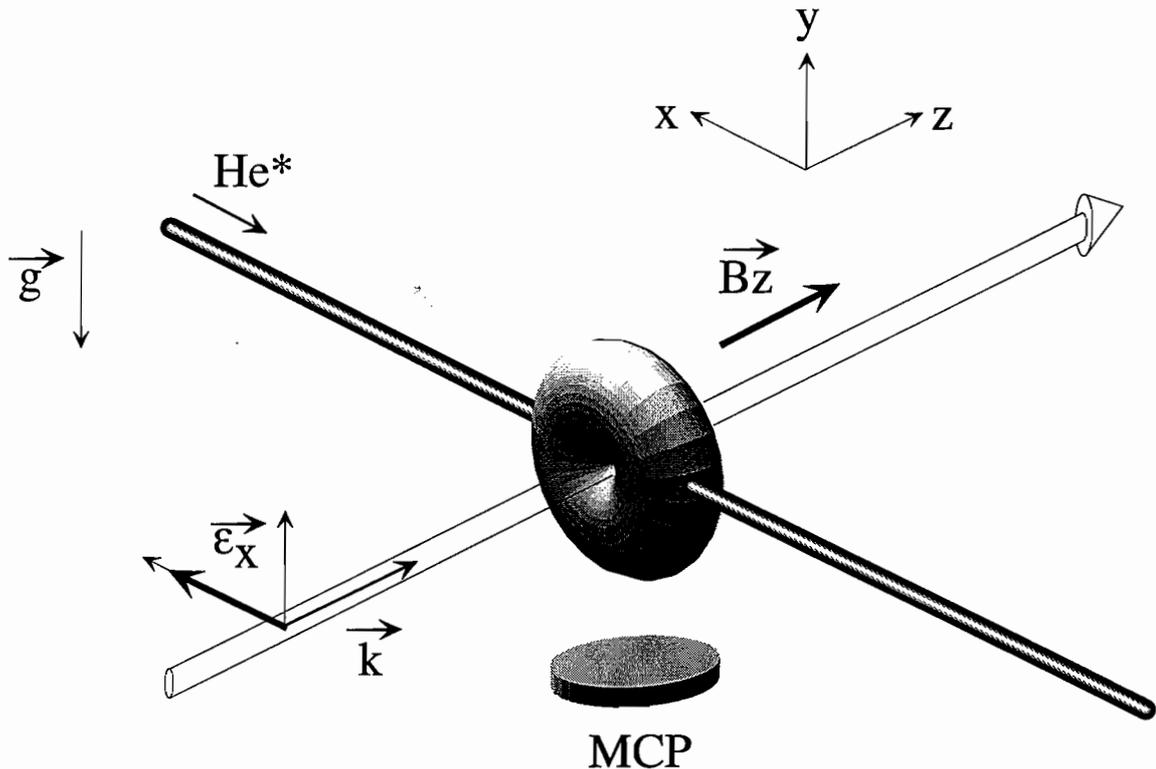


FIG. 6.9: Configuration de polarisation et de champ magnétique adoptée pour la détection des photons UV émis par les atomes se désexcitant de l'état $|m_z = 0\rangle$ de 2^3P_1 vers 1^1S_0 ainsi que le diagramme de rayonnement correspondant.

On peut à présent vérifier nos hypothèses sur le diagramme de rayonnement des atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 en tournant la direction du champ magnétique de remélangage dans le plan yOz puisque l'axe de symétrie de ce diagramme de rayonnement est l'axe du champ magnétique.

6.3 Montage expérimental

Avant de décrire les résultats expérimentaux, nous allons présenter le montage expérimental de cette expérience (voir figure 6.10).

Les principaux éléments intervenant dans cette expérience de mesure du rapport Γ''/Γ'

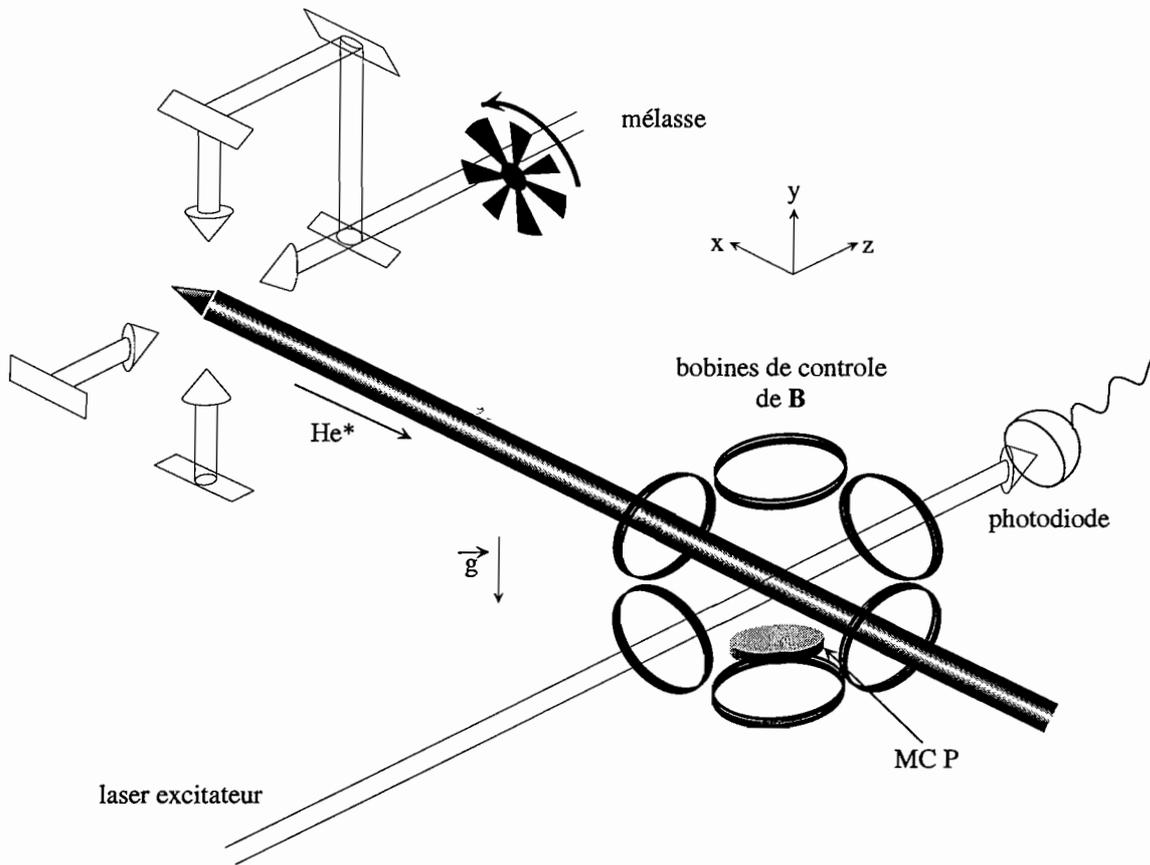


FIG. 6.10: Montage expérimental pour la détermination de Γ''/Γ' . En hachant la mélasse transverse, on module l'intensité du jet au niveau de la zone de mesure avec un contraste de 90%.

sont le jet atomique, la sonde excitatrice, la galette de microcanaux permettant de détecter les photons UV et les bobines de contrôle du champ magnétique.

6.3.1 Le jet et la sonde excitatrice

Les caractéristiques du jet sont décrites dans l'annexe A ; nous rappellerons seulement son flux typique de 10^{11} at/s, sa vitesse moyenne de 1200 m/s et la demi-largeur à $1/e^2$ de la distribution en vitesses transverses de 2 m/s. Le jet utilisé est refroidi transversalement par la mélasse mais n'est pas ralenti.

La sonde excitatrice permettant de peupler les niveaux 2^3P_2 ou 2^3P_1 est issue d'une diode laser du même type que celles utilisées dans l'expérience décrite dans le chapitre 5 et est asservie en fréquence sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ ou $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ par la même technique. Il est possible de désaccorder le laser à quelques dizaines de MHz de la transition. Elle est envoyée perpendiculairement au jet et horizontalement, c'est à dire suivant \hat{z} d'après les notations de la figure 6.10, au niveau de l'enceinte ayant servi à faire le piège magnéto-optique dans l'expérience du chapitre 5. La puissance maximale est de 6 mW pour un diamètre de 1,3 cm. Son éclairement moyen est donc de $4,6 \text{ mW/cm}^2$. Le temps maximal d'interaction possible pour un atome du jet avec la sonde est de $10 \mu\text{s}$, soit $100\Gamma^{-1}$. Le nombre de photons échangés est suffisant pour admettre que les atomes sont bien pompés même si l'on considère une sortie de résonance par effet Doppler. La polarisation du laser peut être choisie circulaire dans le plan (xOy) ou linéaire dans ce même plan grâce à des combinaisons de cubes polariseurs et de lames $\lambda/2$ ou $\lambda/4$. Un modulateur acousto-optique placé dans le faisceau permet de piloter l'allumage ou l'extinction du laser.

La puissance laser et son absorption par les atomes sont détectées par une photodiode EGG de type FND 100 précédée d'une lentille de focale 50 mm.

6.3.2 La détection des photons UV

La galette de microcanaux est la même que celle utilisée dans le chapitre 5 pour détecter les atomes d'hélium métastable. On dispose deux grilles superposées au dessus de la galette. Celle qui est la plus proche des atomes est portée à un potentiel positif d'environ 20 V et la grille du dessous est à la masse. Les ions positifs sont ainsi repoussés. Les particules de charge négative sont toujours repoussées car la face de la galette frappée par les particules à détecter est portée à un potentiel de -2 kV, l'autre face étant à la masse. L'énergie des photons UV à 59 nm est suffisante pour extraire des électrons à la surface du MCP avec une efficacité donnée par le constructeur de 10 %.

Le flux de photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 et atteignant la galette étant estimé théoriquement à une valeur de 100 à 1000 photons par seconde, nous allons passer en mode de comptage. L'amplificateur connecté à la galette est remplacé par un amplificateur rapide, composé de deux amplificateurs MXM réf. MAX477EPA. Lorsqu'un photon frappe la galette, un électron est arraché avec une probabilité de 1/10 environ puis est multiplié par chocs successifs sur les parois des microcanaux. Le constructeur donne un gain de $4,5 \times 10^6$ pour une tension de -2 kV appliquée

à la galette. Le gain n'est pas toujours exactement identique. Nous obtenons ainsi des impulsions de hauteur variable d'environ 100 mV et de largeur 700 ns (voir figure 6.11).

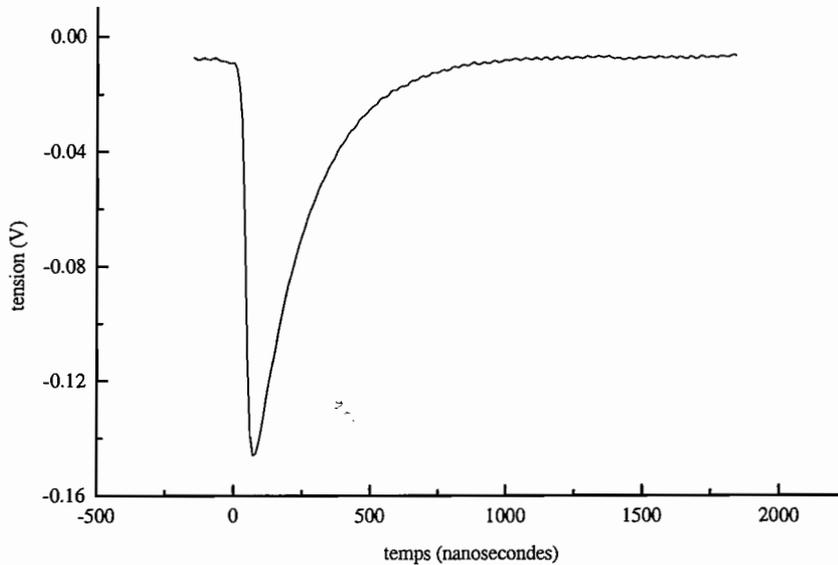


FIG. 6.11: Impulsion délivrée par la galette et son amplificateur.

Afin de les envoyer sur un compteur pour les dénombrer correctement, il convient de rendre les impulsions toutes identiques à l'aide d'un discriminateur et de rajouter un temps mort afin que l'impulsion ne soit pas comptée deux fois, sur le front montant et sur le front descendant. Après traitement, nous obtenons des impulsions de durée $5 \mu\text{s}$ (voir figure 6.12).

Le seuil du discriminateur doit être suffisamment bas pour ne pas ignorer les impulsions les plus basses mais suffisamment élevé pour ne pas se déclencher sur le bruit du signal d'entrée. Il est réglé en relevant le nombre d'impulsions comptées en fonction de la hauteur du seuil (voir figure 6.13). Le seuil est choisi pour des tensions les plus faibles possibles sans que le taux de comptage augmente brusquement à cause d'un déclenchement sur du bruit.

Les impulsions mises en forme peuvent être détectées de deux manières que nous allons détailler : soit en étant dénombrées par un compteur, soit en étant envoyées sur une détection synchrone (voir figure 6.14).

- Les impulsions peuvent être envoyées sur un compteur simple comptant pendant un temps réglable par l'utilisateur. Des taux typiques détectés pendant une seconde sont consignés dans le tableau 6.1. Le laser sonde est asservi en fréquence dans ce cas sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ et l'on peut clairement distinguer la contribution des photons UV émis par les atomes excités par ce laser (environ 17000 coups/s). On note la présence d'un fond important de 12000 coups/s provenant de photons

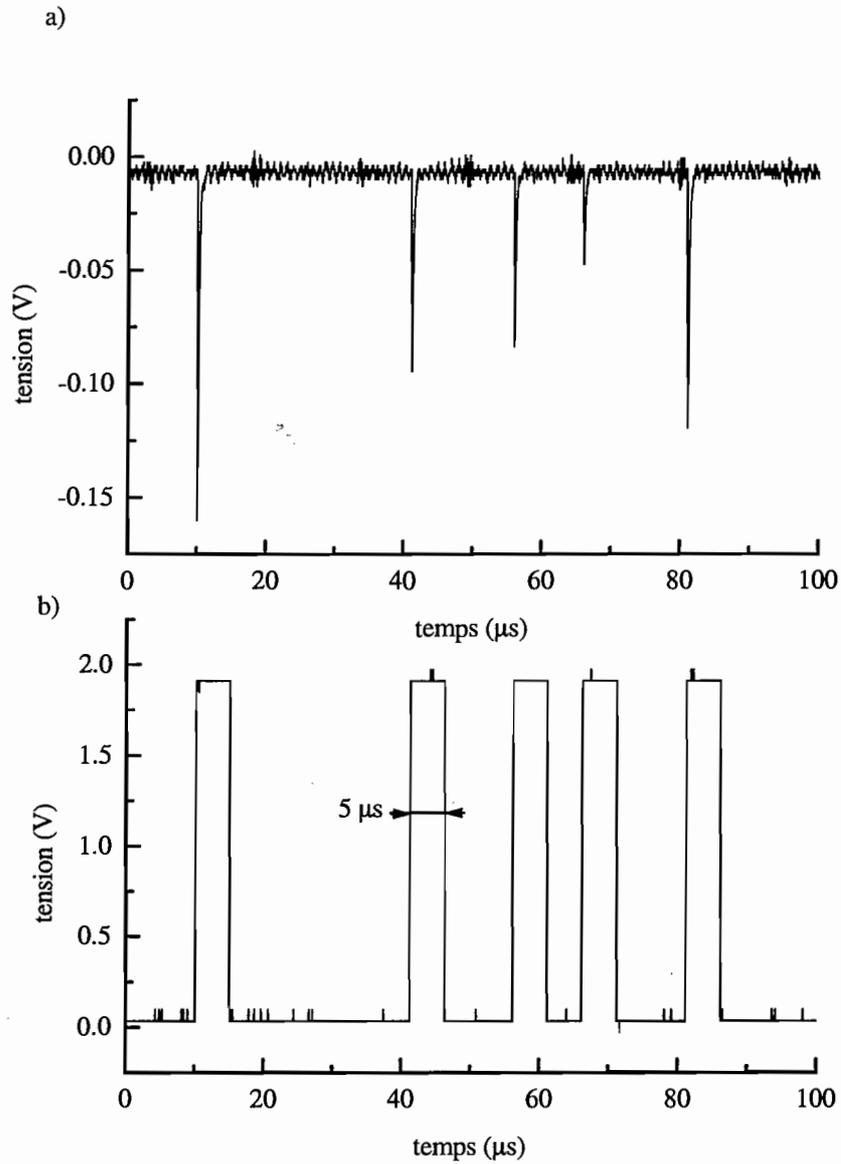


FIG. 6.12: Impulsions délivrées par la galette (a) puis mises en forme avant envoi dans le compteur (b).

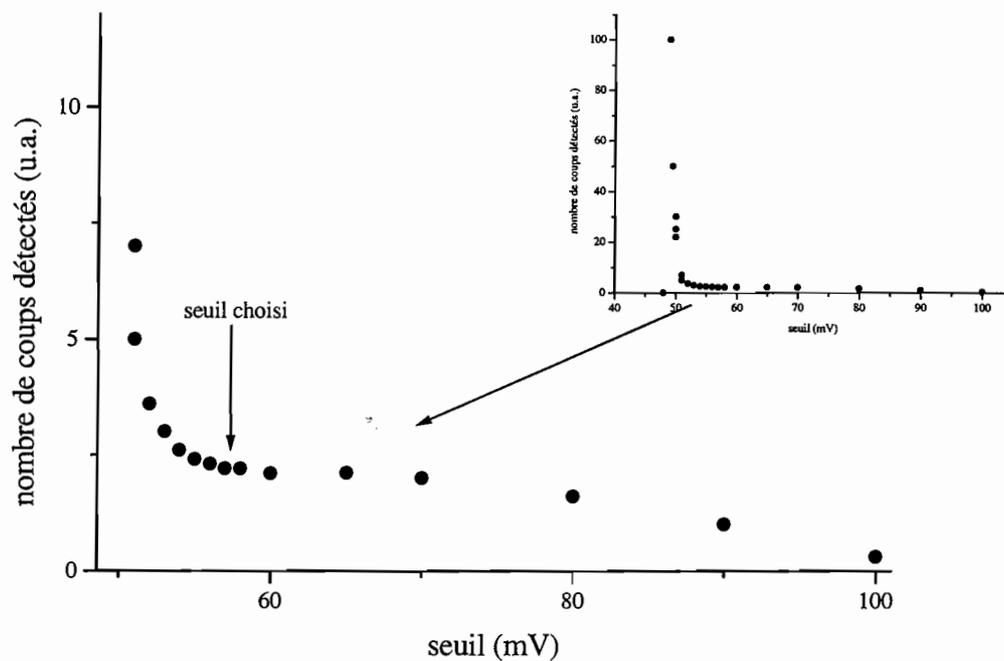


FIG. 6.13: Nombre d'impulsions détectées par le compteur en fonction de la tension de seuil de déclenchement du discriminateur

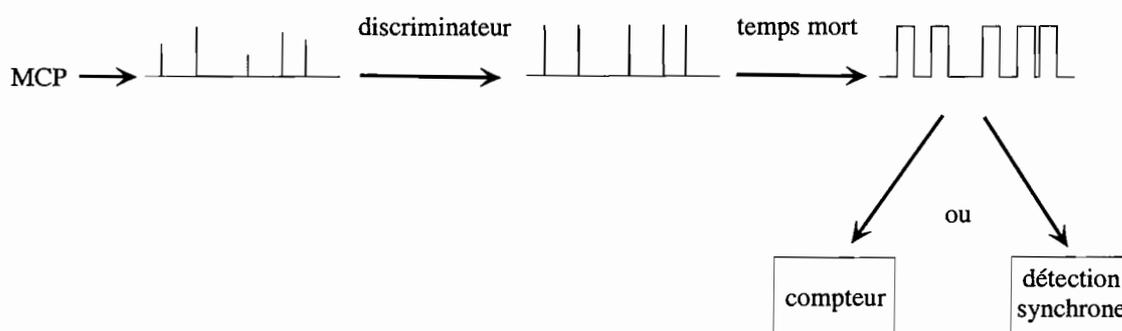


FIG. 6.14: Schéma électronique de traitement des impulsions issues de la galette

jet	mélasse	laser	coups (1 s)
×	×	×	29600
×	×	-	12200
×	-	×	2700
×	-	-	2000
-	-	-	0-1

TAB. 6.1: Exemple de nombre de coups détectés pendant 1 s par un compteur simple en fonction de la présence (×) ou de l'absence (-) des différents éléments du dispositif. Dans le cas présent, la sonde est asservie sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$.

UV émis par des atomes d'hélium métastable se désexcitant par collision sur un hublot proche de la galette. Le calcul montre que le nombre de coups manqués à cause du temps mort de largeur temporelle $5 \mu\text{s}$ est négligeable.

- Si on hache le laser exciteur en tout ou rien, donc si on module le taux de production de photons UV résultant de la désexcitation des atomes de 2^3P_1 ou 2^3P_2 vers 1^1S_0 , les impulsions peuvent également être détectées par une détection synchrone. La référence de fréquence est celle du hachage du laser exciteur. Cette utilisation inhabituelle de la détection synchrone nous permet d'obtenir facilement un signal analogique, proportionnel au nombre d'impulsions comptées par seconde ayant un très bon rapport signal à bruit. Cette méthode, utile pour visualiser à l'oscilloscope un signal proportionnel aux taux de photons UV, ne sera cependant jamais utilisée pour des estimations quantitatives de ces taux.

6.3.3 L'absorption du laser exciteur par le jet

Il est nécessaire de déterminer un signal proportionnel au nombre d'atomes portés dans l'état excité par le laser exciteur, comme par exemple la puissance de ce laser absorbée par les atomes du jet. Les absorptions de ce type de jet sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} et sont difficilement observables directement avec le type de photodiode utilisée.

Le signal recherché va pouvoir être extrait du bruit si l'on utilise une détection synchrone. Il faut moduler la cause de cette absorption, à savoir le flux du jet. D'après le tableau 6.1, une modulation en tout ou rien du laser mélasse, refroidissant transversalement le jet, assure une modulation du flux du jet de 90% que l'on va utiliser pour moduler le signal utile. On place sur le trajet du laser mélasse une roue dentée mécanique pouvant hacher le laser mélasse à une fréquence de 200 Hz environ. Le signal délivré par la détection synchrone nous donne donc 90% de la puissance laser absorbée par les atomes à savoir 590 nW dans l'exemple du tableau 6.1 qui correspondent à 655 nW réellement absorbés.

6.3.4 Les bobines de contrôle du champ magnétique

Trois paires de bobines enroulées autour de l'enceinte et en configuration quasi-Helmholtz permettent, lorsqu'elles sont parcourues par un courant, de générer un champ magnétique d'au plus 3,5 Gauss dans n'importe quelle direction. Elles vont nous permettre de contrôler le champ magnétique.

Les bobines sont des nappes de 37 spires parcourues par des courants typiques d'au plus 5 A. Chaque paire de bobines est pilotée par une alimentation de courant indépendante. Les rayons R_i et l'écartement d_i entre les bobines sont

$$\begin{aligned} d_x &= 26\text{cm} & R_x &= 7,7\text{cm} \\ d_y &= 40\text{cm} & R_y &= 10,5\text{cm} \\ d_z &= 20\text{cm} & R_z &= 10,5\text{cm}. \end{aligned}$$

L'indice $i = (x, y, z)$ fait référence à l'axe de la paire de bobines concernée. Les bobines ne sont pas rigoureusement en configuration Helmholtz pour des raisons d'encombrement.

Le champ magnétique généré sur l'axe de chaque paire de bobines de rayon R et écartées de d et à une distance x du centre est donné par

$$B(x) = \mu_0 \frac{NI}{2} R^2 \left(\frac{1}{(R^2 + (\frac{d}{2} - x)^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{(R^2 + (\frac{d}{2} + x)^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (6.1)$$

avec N le nombre de spires et I le courant parcourant dans le même sens les deux bobines. Pour $x = 0$, les bobines génèrent donc des champs magnétiques de

$$\begin{aligned} B_x &= 800 \text{ mGauss/ampère} \\ B_y &= 450 \text{ mGauss/ampère} \\ B_z &= 1700 \text{ mGauss/ampère} \end{aligned}$$

Les bobines n'étant pas en configuration Helmholtz, il convient d'évaluer l'homogénéité du champ sur la zone d'interaction considérée de 1,3 cm. On développe l'expression (6.1) à l'ordre 2 au voisinage de $x = 0$ (le premier ordre est nul) en $B(x) = B_0 + \Delta B x^2$. Le calcul donne

$$\Delta B = \mu_0 \frac{NI}{2} R^2 \left(\frac{-3}{(R^2 + \frac{d^2}{4})^{\frac{5}{2}}} + \frac{15}{4} \frac{d^2}{(R^2 + \frac{d^2}{4})^{\frac{7}{2}}} \right) \quad (6.2)$$

et l'application numérique pour chaque paire de bobines conduit à

$$\begin{aligned} \Delta B_x &= 141,84Ix^2 \text{ Gauss} = 12 \text{ mG/ampère pour } x=6,5 \text{ mm} \\ \Delta B_y &= 38,17Iy^2 \text{ Gauss} = 3 \text{ mG/ampère pour } x=6,5 \text{ mm} \\ \Delta B_z &= 165,3Iz^2 \text{ Gauss} = 14 \text{ mG/ampère pour } x=6,5 \text{ mm} \end{aligned}$$

Le champ généré par les bobines est donc inhomogène d'environ 1% au bord de la zone d'interaction.

6.4 Expériences

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux obtenus pour déterminer le rapport des taux de transition Γ''/Γ' . Nous avons vu dans le chapitre 6.1 qu'il faut mesurer, pour chacune des transitions interdites $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, un signal proportionnel au nombre de photons UV émis par atome dans l'état 2^3P_2 et 2^3P_1 respectivement. Le rapport de ces deux signaux donne Γ''/Γ' à un facteur correctif près tenant compte des diagrammes de rayonnement des atomes se désexcitant par les transitions interdites. Nous avons montré qu'il est possible de connaître cette correction si la configuration de polarisation du laser et de champ magnétique est bien contrôlée.

Nous allons donc dans un premier temps compenser le champ magnétique résiduel ce qui fera l'objet du premier paragraphe. Cette étape est nécessaire car la présence d'un champ magnétique résiduel inconnu perturberait notre contrôle du champ magnétique et affecterait ainsi nos résultats. Nous pourrions ensuite appliquer un champ magnétique connu et vérifier expérimentalement que nos hypothèses sur les diagrammes de rayonnement sont correctes. La configuration de polarisation du laser et du champ magnétique étant maîtrisées, nous présenterons dans une dernière partie, la mesure du rapport Γ''/Γ' ainsi que des expériences complémentaires.

6.4.1 Annulation du champ magnétique résiduel

Nous présentons ici la première étape vers le contrôle du champ magnétique : la compensation du champ magnétique résiduel.

6.4.1.1 Principe

La compensation du champ magnétique est basée sur l'effet Hanle décrit dans la partie 6.2.2.2.

Nous avons vu qu'un laser de polarisation définie asservi sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ pompait rapidement les atomes dans un état noir, ces derniers n'interagissant alors plus avec le laser. La présence d'un champ magnétique judicieusement choisi en fonction de l'état noir, c'est-à-dire de la polarisation du laser, a pour effet de mélanger les sous-niveaux magnétiques de 2^3S_1 sortant ainsi les atomes de l'état noir qui peuvent de nouveau absorber des photons du laser.

Nous allons donc essayer de créer un état noir dont l'existence est subordonnée à une bonne compensation du champ magnétique.

Il nous faut en outre un signal expérimental témoignant du fait que les atomes sont dans un état noir. On pourrait détecter par exemple la puissance du laser excitateur absorbée par les atomes. Nous préférons utiliser un signal ayant un meilleur rapport signal à bruit : le signal de détection par le MCP des photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 par la transition interdite.

Le flux de photons UV s'annule si les atomes sont dans un état noir car l'état 2^3P_1 n'est pas peuplé.

Nous allons donc chercher à annuler le signal délivré par le MCP détectant les photons UV en ajoutant un champ magnétique à l'aide des bobines de contrôle du champ

magnétique décrites dans 6.3.4.

6.4.1.2 Méthode expérimentale

Nous rappelons ici la méthode de compensation du champ magnétique dans les trois dimensions que nous avons utilisée et qui est détaillée dans [24].

On envoie perpendiculairement au jet un laser asservi en fréquence sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ polarisé circulairement $\vec{\epsilon}_{\sigma+}$ positivement par rapport à \vec{z} colinéaire au vecteur d'onde du laser. On minimise la production des photons UV en appliquant un champ magnétique suivant \vec{x} ou \vec{y} en alimentant en courant les bobines de contrôle du champ magnétique.

Dans cette configuration, on ne peut compenser le champ magnétique suivant \vec{z} car un champ dirigé suivant cette direction n'est pas susceptible de mélanger les sous-niveaux magnétiques de 2^3S_1 . On change donc la polarisation du laser en une polarisation linéaire suivant \vec{x} . On peut de nouveau minimiser la production de photons UV en appliquant un champ suivant \vec{z} .

Le minimum de production de photons UV, donc la qualité de l'état noir, est limité par le module du champ magnétique résiduel. Les compensations du champ magnétique suivant les trois axes ne sont pas découplées. Il est donc nécessaire de procéder par itérations en revenant à une polarisation circulaire etc... La configuration de champ magnétique pour laquelle la production de photons UV est minimale correspond à la compensation du champ magnétique résiduel.

6.4.1.3 Résultats expérimentaux

Afin de compenser le champ magnétique résiduel, nous avons dû ajouter un champ magnétique de composante environ 240 mGauss suivant \vec{x} , 490 mGauss suivant \vec{y} et 170 mGauss suivant \vec{z} . La compensation est plus forte suivant \vec{y} à cause du champ magnétique terrestre de 400 mGauss.

Afin d'illustrer la méthode décrite ci-dessus, on balaye dans chaque dimension le champ magnétique à partir de la valeur compensée en regardant les photons UV produits (voir figure 6.15). Les impulsions issues de la galette de microcanaux sont mises en forme par le discriminateur puis envoyées sur une détection synchrone de constante de temps 300 ms donnant un signal proportionnel au flux de photons UV émis. La polarisation du laser est choisie circulaire lorsque l'on balaye B_x ou B_y et linéaire suivant \vec{x} lorsque l'on balaye B_z afin d'assurer correctement le mélange des sous-niveaux Zeeman.

Afin de contrôler la qualité de la polarisation lorsqu'elle est linéaire, on place une lame demi-onde avant l'enceinte à vide puis un cube polariseur sur le faisceau laser avant la photodiode de détection (voir fig. 6.16 (a)). On tourne la lame et le contraste $(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = 97\%$ traduit la qualité de la polarisation.

Pour rendre la polarisation circulaire, il suffit de rajouter une lame $\lambda/4$ juste après la lame $\lambda/2$. Afin d'orienter ses axes correctement, on ajoute une lame $\lambda/2$ suivie d'un cube polariseur avant l'enceinte à vide (voir fig. 6.16 (b)). On ajuste la position des axes de la lame $\lambda/4$ afin que l'intensité lumineuse détectée par la photodiode dépende le moins possible de l'orientation de la lame $\lambda/2$ positionnée entre le cube et la lame $\lambda/4$.

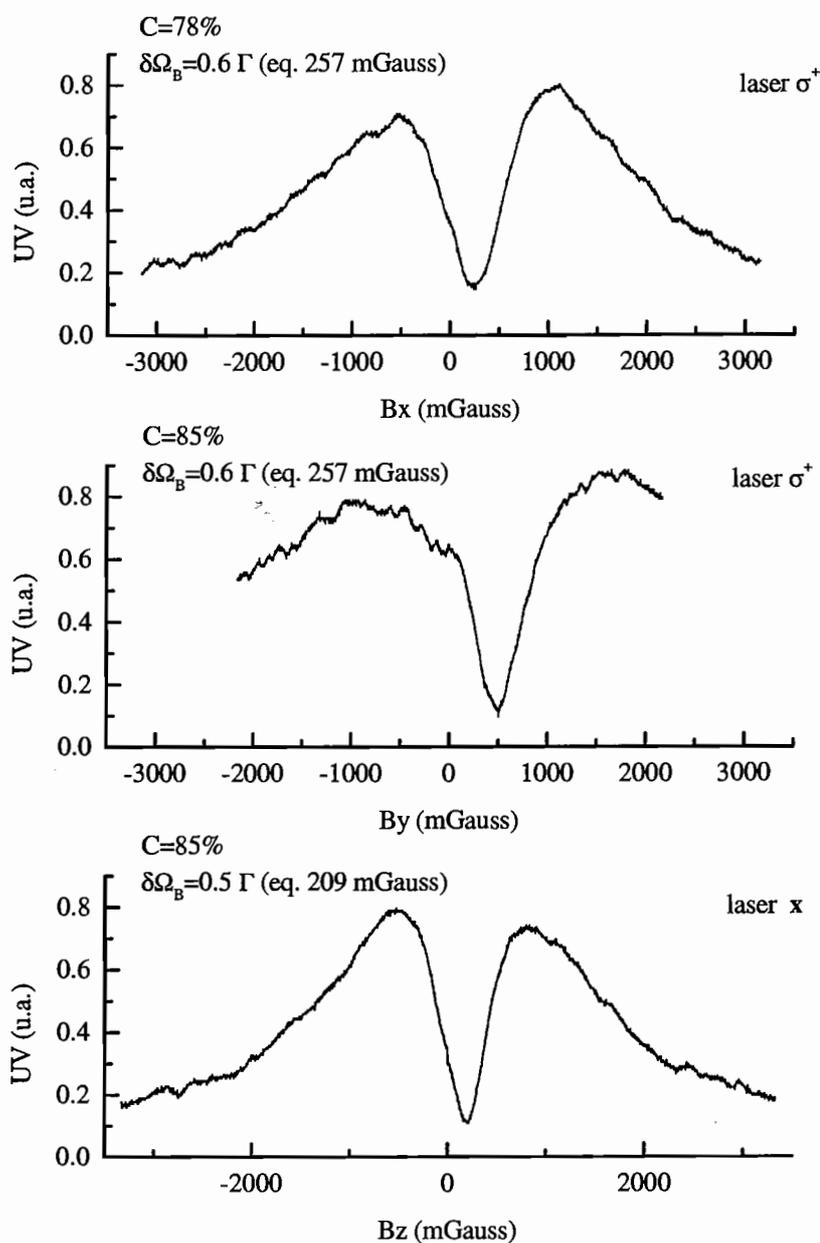


FIG. 6.15: Courbes Hanle obtenues en balayant le champ magnétique dans les trois dimensions et en visualisant un signal proportionnel au flux de photons UV émis. Dans chaque cas, le champ est compensé suivant les deux dimensions non balayées. Le zéro de l'axe des abscisses correspond à un courant nul parcourant les bobines de contrôle de champ et non pas au zéro réel de champ magnétique.

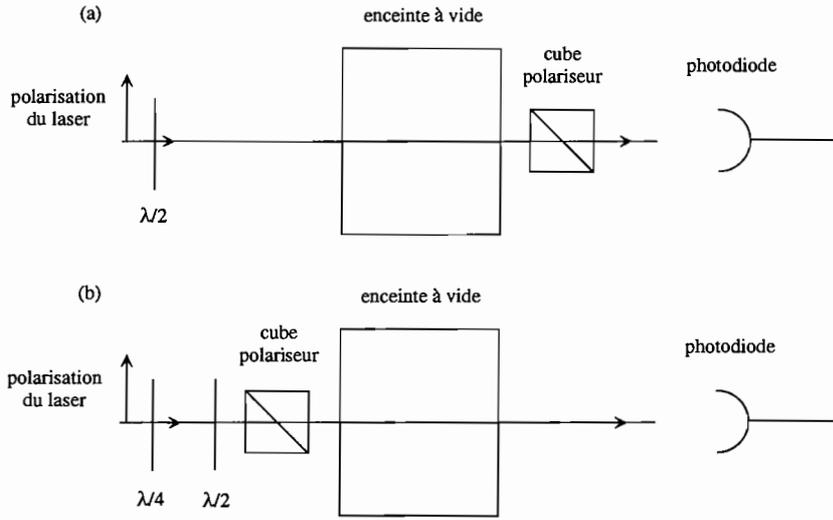


FIG. 6.16: Contrôle de la polarisation dans le cas d'une polarisation linéaire (a) et circulaire (b).

On obtient un contraste minimal de $(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = 3\%$ révélateur de la non-circularité de la polarisation.

La polarisation est donc linéaire ou circulaire à 97%.

Les trois courbes de la figure 6.15 présentent un creux correspondant à la création d'un état noir. La retombée du signal pour des champs magnétiques supérieurs à 1 Gauss correspond à une sortie de résonance des atomes par effet Doppler et par effet Zeeman. Le contraste, témoin de la qualité de la compensation, a été aussi optimisé en jouant sur la polarisation du laser et sur la taille de la zone d'interaction. En effet, il est plus facile de compenser le champ magnétique sur un petit volume mais le signal utile diminue d'autre part. De plus, le contraste n'augmente plus en diminuant encore la longueur d'interaction, le champ résiduel est donc homogène (ce qui ne veut pas dire stationnaire). Nous avons trouvé un bon compromis pour une longueur d'interaction de 1,3 cm.

Nous avons voulu évaluer la qualité de notre compensation en comparant nos résultats à [24]. Rappelons dans un premier temps les conventions qui y sont utilisées pour une transition $J=1 \leftrightarrow J=1$ et que nous adopterons :

- la pulsation de Rabi $\Omega_L = C\Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{\text{sat}}}} = \frac{\Gamma}{2} \sqrt{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}$ avec I l'éclairement du laser, $I_{\text{sat}} = 0,16 \text{ mW/cm}^2$ et C le coefficient de Clebsch-Gordan de la transition concernée qui vaut $1/\sqrt{2}$ dans le cas d'une transition $J=1 \leftrightarrow J=1$,
- la fréquence de précession magnétique $\Omega_B = \sqrt{2}g\mu_B B = 2,47B(\text{Gauss})\Gamma$ avec g le facteur de Landé du niveau fondamental excité par le laser valant 2 dans notre cas, $\mu_B/2\pi = 1,4 \text{ MHz/Gauss}$ le magnéton de Bohr ; le facteur $\sqrt{2}$ provient d'une normalisation.

Avec ces notations, l'intensité du couplage laser est $\frac{\hbar\Omega_L}{2}$ et $\frac{\hbar\Omega_B}{2}$ celle du couplage magnétique. Notre laser vérifie donc $\Omega_L = 2,7\Gamma$ et le temps d'interaction des atomes avec

le laser est de $100 \Gamma^{-1}$. Le contraste de nos courbes Hanle est de 80% environ et la demi-largeur à mi-hauteur³ du creux Hanle est d'environ 240 mG (la légère différence de valeurs entre les différentes courbes peut provenir de l'erreur sur la calibration du champ créé par les bobines) soit $\delta\Omega_B = 0,56\Gamma$.

L'approche théorique est développée dans [24]. On y relève une demi-largeur à mi-hauteur d'une courbe Hanle de 50 mGauss soit $\delta\Omega_B = 0,125\Gamma$ pour une intensité laser $\Omega_L = 0,7\Gamma$, valeurs issues d'un calcul complètement quantique et confirmées par l'expérience. Le contraste obtenu de 96% est le contraste maximal réalisable compte tenu du régime transitoire de pompage des atomes dans l'état noir qui nécessite en moyenne 1,33 photons par atome. Bien que notre temps d'interaction soit environ trois fois plus court que celui mentionné dans [24], nous sommes tout de même dans la situation où notre temps d'interaction est bien plus grand que le temps de pompage optique initial qui est inférieur à $10\Gamma^{-1}$. La demi-largeur à mi-hauteur de la résonance Hanle est proportionnelle à Ω_L pour $\Omega_L > 0,2\Gamma$ [24, page 168]; nous nous attendons donc à une largeur à mi-hauteur $\delta\Omega_B = 0,5\Gamma$ pour $\Omega_L = 2,7\Gamma$. Cette valeur est parfaitement compatible avec nos observations. Nous avons vu que le contraste de nos courbes Hanle est de 80% au lieu de 96% montrant que notre champ magnétique n'est pas compensé à mieux que 20 mGauss qui peut s'expliquer en partie par l'inhomogénéité du champ au bord de la zone d'interaction limitant la compensation à 5 mGauss et par l'imperfection de la polarisation du laser mais surtout par la présence probable d'un champ magnétique parasite à 50 Hz.

En conclusion, nous avons compensé le champ magnétique au mieux à 20 mGauss. La largeur de nos courbes Hanle est compatible avec les prévisions de [24]. Cette compensation est suffisante car le champ résiduel est négligeable devant les champs magnétiques de 700 mG que nous imposons dans nos expériences.

6.4.2 Vérification de l'allure des diagrammes de rayonnement

Nous présentons ici les expériences nous ayant permis de valider nos hypothèses sur l'allure des diagrammes de rayonnement avec des atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Nous avons vu que la situation est simplifiée dans le cas où l'on choisit une polarisation linéaire pour le laser exciteur et un champ magnétique dans le plan perpendiculaire à la polarisation du laser. L'axe de quantification privilégié est donné par la direction du champ magnétique. Le diagramme de rayonnement est analogue à l'émission d'un dipôle électrique classique dirigé suivant l'axe du champ magnétique. On rappelle que le diagramme est de révolution autour de cet axe et sa coupe dans un plan contenant l'axe de quantification est de la forme $\sin^2\theta$ avec θ l'angle de la direction d'observation par rapport à l'axe de quantification. Le rayonnement est donc nul dans la direction du champ magnétique et maximal perpendiculairement à l'axe. On peut donc expérimentalement tourner l'axe de quantification privilégié en tournant le champ magnétique appliqué dans le plan (yOz) (voir fig. 6.17).

On compense le champ magnétique et on applique un champ magnétique permanent suivant \vec{z} de 670 mGauss. On rajoute un champ suivant \vec{y} réglable entre -490 et

3. La demi-hauteur signifie à mi-hauteur du signal maximal et non pas la mi-hauteur du creux Hanle qui ne descend pas jusqu'à zéro.

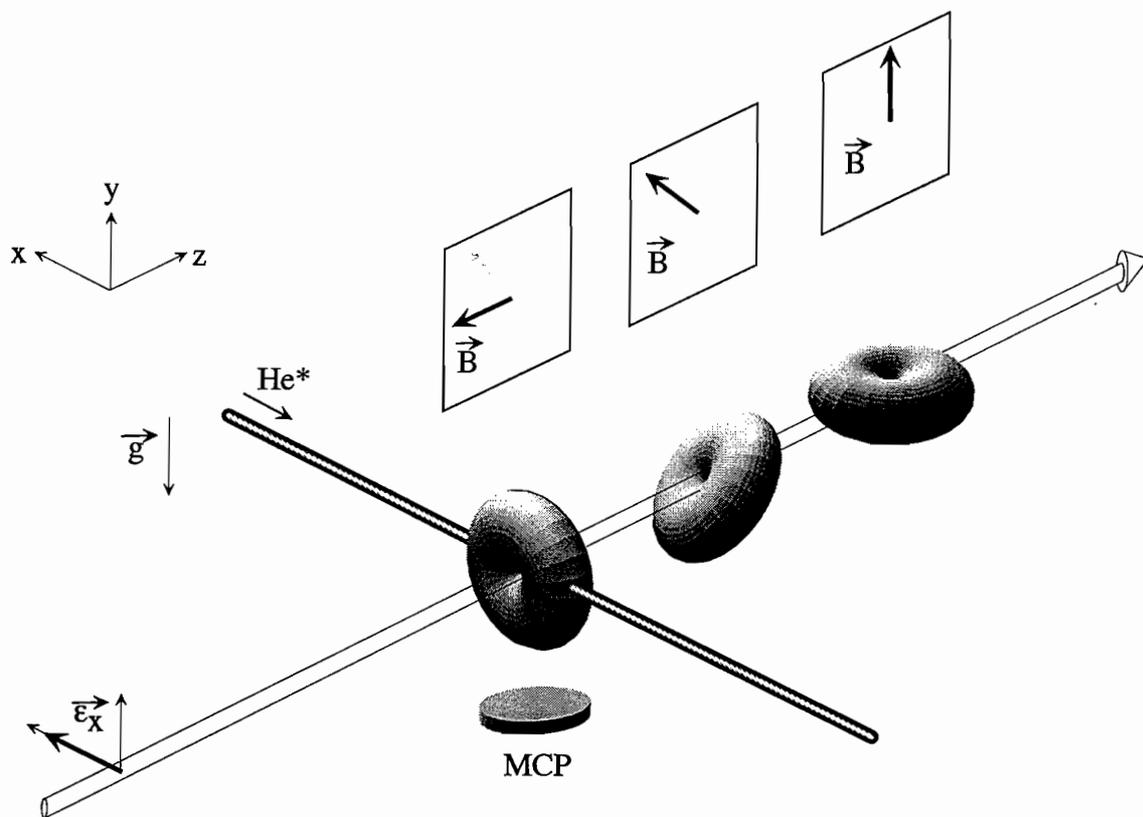


FIG. 6.17: Principe de la vérification de l'allure du diagramme de rayonnement dans le cas de la désexcitation dipolaire électrique avec $\Delta m = 0$. La polarisation du laser est linéaire suivant \vec{x} .

1800 mGauss ce qui donne un champ magnétique total dont l'axe varie entre -36 degrés et 69 degrés par rapport à l'axe \vec{z} .

Le module du champ magnétique varie entre 670 et 1900 mGauss ; même si l'amplitude du champ est telle que l'on n'est jamais proche d'un état noir, cette excursion n'est pas négligeable par rapport à la largeur des courbes Hanle. Nous nous attendons à une chute du signal à champ fort en raison de la sortie de résonance des atomes et du désaccord par effet Zeeman. Ce phénomène doit être dissocié de la situation où le dipôle pointe suivant \vec{y} et ne rayonne pas dans la direction du MCP. On observe donc l'absorption du laser par les atomes ; elle ne dépend pas de l'allure du diagramme de rayonnement et témoigne du niveau de résonance du laser avec les atomes. L'absorption reste constante pour B_y variant de -490 à 730 mGauss et diminue ensuite d'un facteur 2 sur le reste de la plage d'excursion du champ. Nous ne conserverons donc que les valeurs données par le MCP pour des angles du champ magnétique α compris entre -36 et 47 degrés par rapport à \vec{z} .

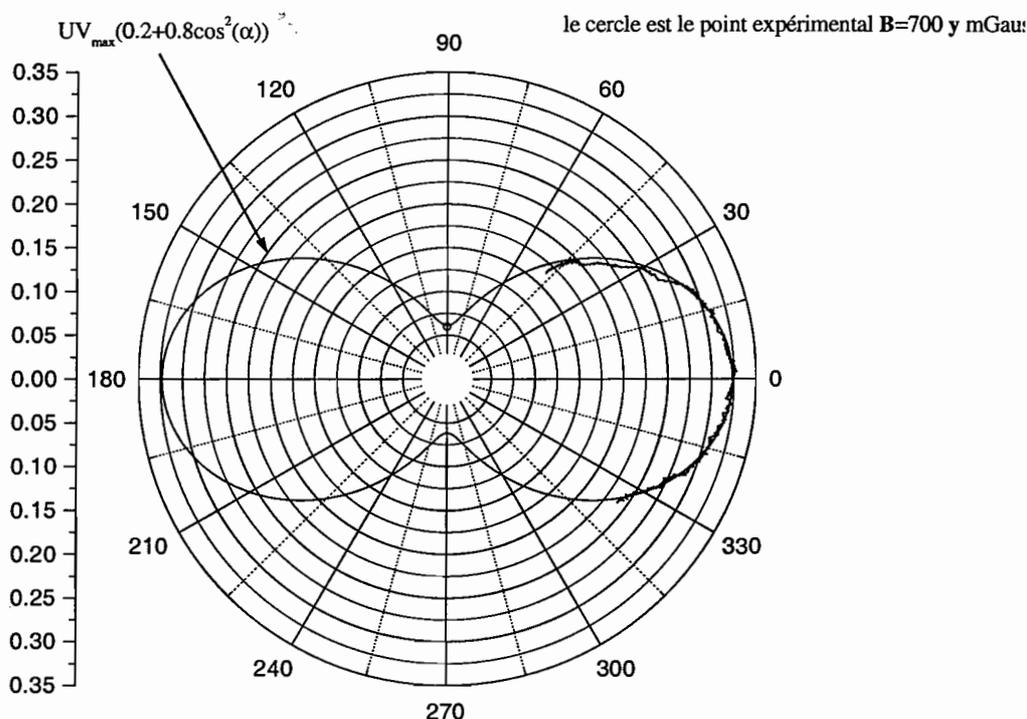


FIG. 6.18: Signal UV délivré par le MCP en fonction de l'angle α entre \vec{B} et \vec{z} . La fonction $UV_{max} \times (0,2 + 0,8 \cos^2(\alpha))$ est ajoutée.

La figure 6.18 montre le signal de photons UV détectés en fonction de l'angle du champ magnétique, donc le diagramme de rayonnement, dans une plage où l'absorption est constante. Le diagramme de rayonnement est théoriquement de la forme $\cos^2 \alpha$ (l'observation se fait perpendiculairement à l'axe \vec{z} d'où la transformation du sinus en cosinus). Afin d'affiner nos résultats expérimentaux, nous avons appliqué un champ de 700 mGauss

environ dirigé exclusivement suivant \vec{y} (perpendiculairement à la polarisation du laser) en vérifiant que l'absorption est la même que lorsqu'un champ de même amplitude est appliqué suivant \vec{z} . On observe une atténuation du signal UV de 81%. L'extinction devrait être totale.

Le fait que l'on recueille les photons UV dans un angle solide déterminé par la gallette n'est responsable que d'une détérioration de 1% du contraste de 100% attendu. La polarisation, linéaire à 97%, n'est pas non plus responsable d'une baisse de contraste de 20%.

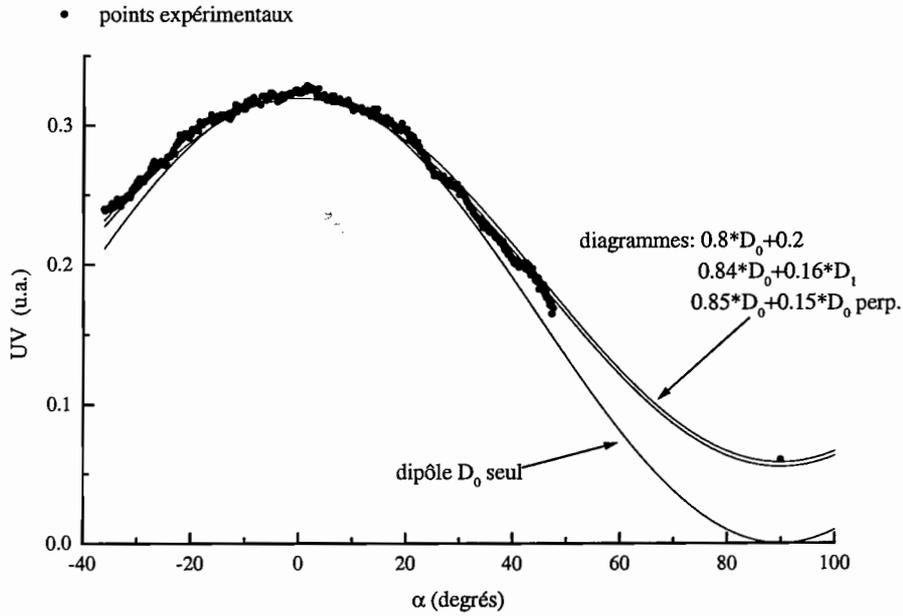


FIG. 6.19: Signal UV délivré par le MCP en fonction de l'angle α entre \vec{B} et \vec{z} . Les quatre fonctions D_0 , $0,8D_0 + 0,2$, $0,84D_0 + 0,16D_1$, $0,85D_0 + 0,15D_0 \perp$, multipliées par un facteur de normalisation faisant coïncider leur maximum au signal maximal d'UV, sont ajoutées.

Notons que pour des champs de 700 mG, $\Omega_B = 1,7\Gamma$ ce qui n'exclut pas un mélange des sous-niveaux Zeeman de l'état excité permettant de ce fait la désexcitation des atomes avec un diagramme de rayonnement UV du type dipolaire électrique avec $\Delta m = 1$ qui est maximal pour $\alpha = 90^\circ$. Nous avons donc ajusté (voir fig. 6.19) le diagramme de rayonnement expérimental par

- un diagramme du type D_0 ajouté à un fond isotrope,
- un diagramme du type D_0 ajouté à un diagramme du type D_1 ,
- un diagramme du type D_0 ajouté à un diagramme du même type perpendiculaire.

Dans les trois cas, on constate que les données expérimentales correspondent à 80% d'un diagramme du type \mathcal{D}_0 et à 20% d'une autre contribution qui peut être isotrope, du type \mathcal{D}_1 ou du type \mathcal{D}_0 pivoté de 90° .

Sur la figure 6.18 est tracée en plus des résultats expérimentaux la fonction $UV_{\max} \times (0, 2 + 0, 8 \cos^2(\alpha))$ qui est en très bon accord avec nos points expérimentaux.

En conclusion, il semble que nous observons bien le diagramme de rayonnement attendu d'un dipôle linéaire rayonnant superposé à un fond contribuant à hauteur de 20% du signal total et pouvant résulter d'une contamination des autres sous-niveaux Zeeman de 2^3P_1 que $|m_{\bar{g}} = 0\rangle$ par un couplage magnétique ou une mauvaise polarisation du laser.

6.4.3 Évaluation du rapport Γ''/Γ'

Cette partie est consacrée à la mesure expérimentale du rapport Γ''/Γ' des taux de transition de 2^3P_2 vers 1^1S_0 et de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . Nous allons donc comparer les signaux détectés par la galette par unité de puissance laser absorbée pour des atomes se désexcitant de 2^3P_2 et de 2^3P_1 .

Nous allons dans un premier temps décrire l'observation des photons UV émis par les atomes suivant la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Les photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 sont beaucoup plus difficiles à détecter, le flux attendu étant 600 fois plus faible que dans le cas 2^3P_1 . Nous présentons ici la première observation, à notre connaissance, de la transition interdite $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$. Nous terminerons par l'annonce de la valeur de Γ''/Γ' et de l'incertitude associée.

6.4.3.1 Cas des atomes excités dans l'état 2^3P_1

On rappelle que l'on choisit pour le laser excitant les atomes de 2^3S_1 vers 2^3P_1 une polarisation linéaire suivant \vec{x} et que l'on applique un champ d'environ 700 mGauss suivant \vec{z} afin d'assurer un mélange des populations des différents sous-niveaux Zeeman de 2^3S_1 et une excitation vers un sous-niveau Zeeman bien défini de 2^3P_1 . Nous avons vu (voir 6.2.2.3) que, dans cette configuration, le diagramme de rayonnement des atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 est bien connu.

Pour cette transition, les photons UV émis se détectent très bien avec un simple compteur intégrant pendant seulement 1 seconde (voir tab. 6.1). Les photons UV que nous recherchons contribuent donc à hauteur d'environ 17000 coups par seconde. Notons qu'il existe un fond de 12000 coups par seconde provenant de photons UV émis par des atomes d'hélium métastable se désexcitant par collision sur les parois de l'enceinte à vide. Nous nous attendons à une atténuation d'environ un facteur 600 sur le taux de photons UV produits par des atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 . Compte tenu des fluctuations allant jusqu'à 10% du nombre d'atomes dans le jet et du fond important, nous ne pourrions utiliser un simple compteur en vue de l'observation des photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 .

La technique utilisée pour pallier ce problème s'apparente à une détection synchrone. La puissance du laser excitateur est modulée en tout ou rien à environ 100 Hz et les photons UV sont détectés avec deux compteurs (voir fig 6.20), l'un (C2) comptant en permanence et l'autre (C1) ne comptant que lorsque le laser est coupé, le tout pendant

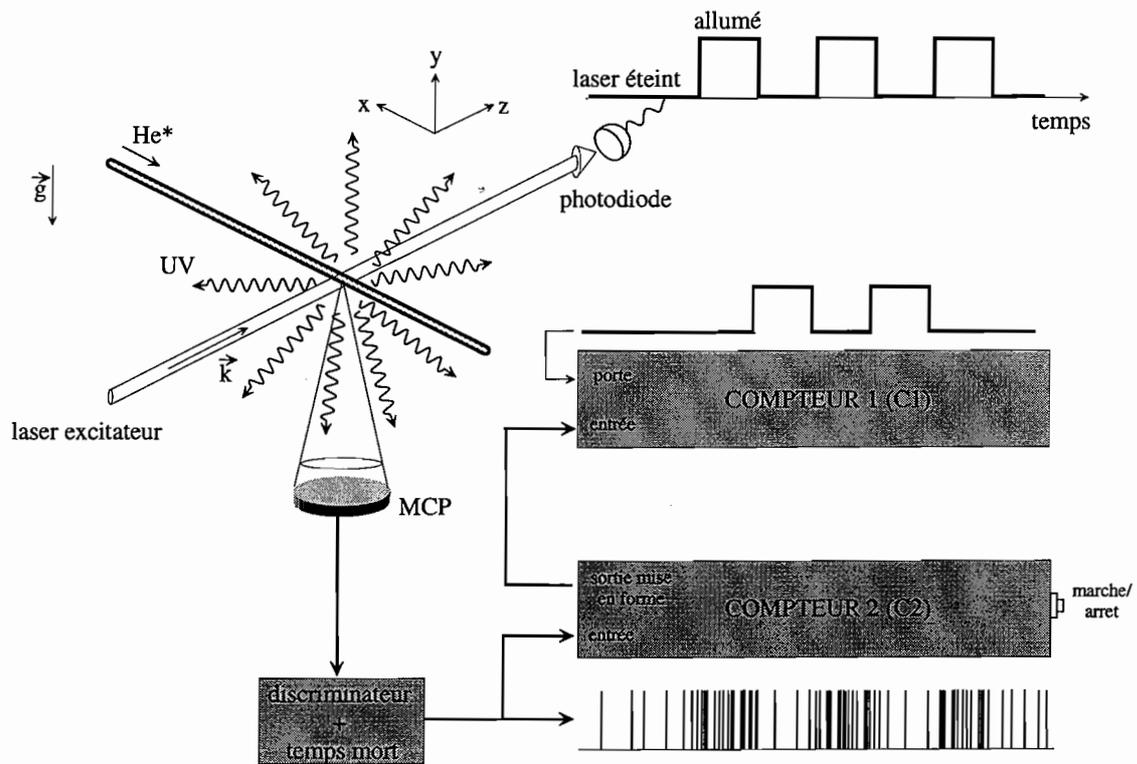


FIG. 6.20: Méthode expérimentale de mesure du taux de photons UV émis par les atomes se désexcitant par les transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

une durée de 2 minutes. En combinant les résultats donnés par les deux compteurs, nous obtenons le nombre de coups détectés en plus du fond lorsque le laser est présent et qui vaut $C2 - 2 \times C1$. Le laser exciteur étant présent la moitié du temps, le temps effectif d'intégration est la moitié du temps d'intégration total. Les impulsions issues de la galette sont envoyées sur le compteur C2. Il possède une sortie « mise en forme ». Elle délivre une reproduction des impulsions détectées par le compteur, qui est envoyée en entrée du deuxième compteur C1. La synchronisation entre les deux compteurs assure un désaccord entre le nombre d'impulsions détectées par les deux compteurs inférieur à quelques coups sur 10000. Le comptage en coupant le laser exciteur sera reproduit à plusieurs reprises afin d'estimer le fond.

La deuxième étape consiste à mesurer un signal proportionnel au nombre d'atomes excités par le laser, comme par exemple la puissance du laser absorbée par les atomes en mW (voir 5.3.2.1). Cette mesure n'est jamais simultanée au comptage pour des raisons techniques.

C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	temps d'intégration	ΔP (nW)
768070	2603469	1835399	1067329	×	2 min	
770033	1538140	768107	-1926	-	2 min	
						671
						700

TAB. 6.2:

Le tableau 6.2 présente un résultat typique de mesure du taux d'impulsions générées par les photons UV frappant la galette pour un nombre d'atomes excités dans l'état 2^3P_1 correspondant à une absorption ΔP de puissance laser. Le laser est polarisé linéairement suivant \vec{x} et un champ magnétique directeur de 700 mGauss est imposé suivant \vec{z} . Le rapport signal à bruit est très bon et, dans le cas présent, le taux recherché est de $\mathcal{T}_1 = 26000$ coups/ $(\mu W.s)$ (coups détectés en un temps effectif d'intégration continue de 1 s par le compteur pour 1 μW de puissance laser absorbés).

Afin de valider la mesure de ce taux, nous avons effectué des tests pour lesquels la valeur de \mathcal{T}_1 ne doit pas changer. Pour chacune de ces expériences, nous présentons les résultats bruts et proposons une évaluation quantitative possible des fluctuations observées.

- Soit β , l'angle entre la direction de polarisation linéaire du laser et l'axe \vec{x} , on relève les taux de comptage et les puissances absorbées pour 5 valeurs d'angles (voir tableau 6.3).

Les valeurs de \mathcal{T}_1 se répartissent autour de la valeur moyenne 30800 coups/ $(\mu W.s)$ avec un écart maximal de 10% pour 5 valeurs de β .

- Un autre test consiste à faire varier le module B_z du champ magnétique $B_z \vec{z}$ directeur. L'absorption va nécessairement changer à cause de l'effet Hanle mais \mathcal{T}_1 doit rester constant sauf lorsque le champ directeur s'annule ce qui donne alors une

β (degrés)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	temps d'intégration	ΔP (nW)	\mathcal{T}_1 cps/ $(\mu\text{W}\cdot\text{s})$
0	732533	2449543	1717010	984477	×	2 min	591	27800
24	747054	2522343	1775289	1028235	×	2 min	551	31100
64	743793	2517028	1773235	1029442	×	2 min	549	31250
84	737596	2475442	1737846	1000250	×	2 min	511	32600
104	739644	2465004	1725360	985716	×	2 min	529	31000

TAB. 6.3:

B_z (mGauss)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	temps d'intégration	ΔP (nW)	\mathcal{T}_1 cps/ $(\mu\text{W}\cdot\text{s})$
0	362900	773525	410625	47725	×	1 min	20	état noir
170	375507	1005498	629991	254484	×	1 min	316	26800
340	364785	1149198	784413	419628	×	1 min	531	26300
500	366654	1224765	858111	491457	×	1 min	571	28400
670	732533	2449543	1717010	984477	×	2 min	622	26400
840	379285	1244865	865580	486295	×	1 min	511	31700
170	757739	2044981	1287242	529503	×	2 min	351 393	25100 22500
170	745978	1491778	745800	-178	-	2 min		

TAB. 6.4: Données obtenues en faisant varier le module du champ magnétique directeur. Les valeurs de \mathcal{T}_1 sont toujours ramenées à un temps d'intégration effectif de 1 s. La double barre horizontale signifie que l'expérience a été réalisée un autre jour.

valeur absurde. Les résultats sont consignés dans le tableau 6.4. La polarisation du laser est linéaire suivant \vec{x} .

\mathcal{T}_1 varie d'au plus 18% autour de la valeur moyenne de 26800 cps/(μ W.s).

- Si l'on diminue la puissance du laser d'un facteur 10, le taux change de 20% (voir tableau 6.5).

intensité laser (mW)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	temps d'intégration	ΔP (nW)	\mathcal{T}_1 cps/(μ W.s)
6	768070	2603469	1835399	1067329	×	2 min	684	26000
0,6	721968	1677041	955073	233105	×	2 min	113 129	34400 30100
	770353	1538585	768232	-2121	-	2 min		

TAB. 6.5:

L'incertitude de $\pm 10\%$ sur la mesure de ΔP , déterminée en observant pendant 200 s le signal de la photodiode traité par la détection synchrone, est compatible avec les fluctuations d'absorption du tableau 6.3.

D'autre part, les fluctuations sur le nombre de coups détectés C2-2C1 sont inférieures à 5% dans le cas présent et sont dues aux fluctuations du jet; le bruit de photons, de l'ordre de $\pm 0,2\%$, est négligeable.

Concluons à présent sur la valeur de \mathcal{T}_1 et de l'incertitude associée. La mesure initiale et l'ensemble des tests effectués donnent 16 valeurs de \mathcal{T}_1 qui ne s'écartent pas en valeur absolue de plus de 20% de la valeur moyenne. Ces fluctuations sont tout à fait compatibles avec les estimations des erreurs statistiques de mesure. Nous ne constatons donc pas de variation significative de la valeur de \mathcal{T}_1 . Les tests valident donc nos hypothèses et leurs résultats sont considérés comme des évaluations de \mathcal{T}_1 . La moyenne sur ces 16 points est estimée à $\mathcal{T}_1 = 28600$ cps/(μ W.s) (coups détectés par le compteur pour 1 μ W absorbé pour un temps effectif d'intégration de 1 s). Les points se répartissent avec un écart type de 3200 cps/(μ W.s). Si l'on considère que ces valeurs sont distribuées de manière gaussienne, on applique le théorème de la limite centrale et l'incertitude sur l'estimation de \mathcal{T}_1 est donnée par l'écart type divisé par $\sqrt{16} = 4$. Finalement, on obtient

$$\boxed{\mathcal{T}_1 = (28600 \pm 800) \text{ coups}/(\mu\text{W.s})}$$

6.4.3.2 Cas des atomes excités dans l'état 2^3P_2

Nous avons effectué la même mesure en détectant cette fois les photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 . La polarisation du laser est circulaire et on applique un champ magnétique d'environ 700 mGauss suivant \vec{z} . Le temps d'acquisition est de 2 minutes. L'expérience a été répétée 16 fois en alternant les acquisitions avec le laser exciteur présent et éteint.

Les résultats sont représentés graphiquement sur la figure 6.21 et les valeurs numériques sont consignées dans le tableau 1 en fin de chapitre. Les points se répartissent avec

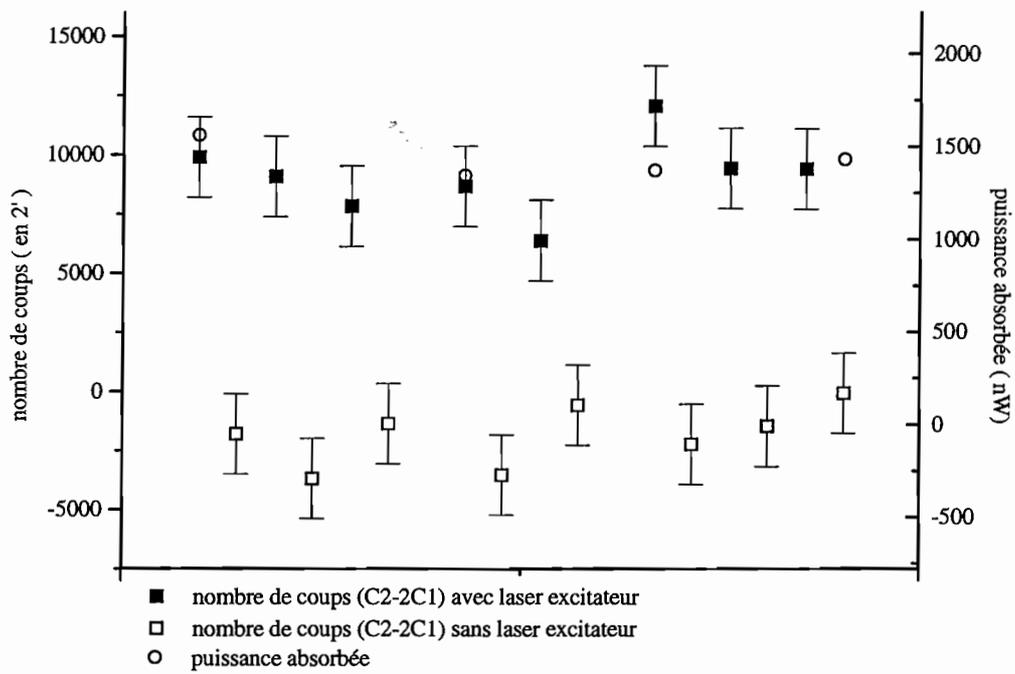


FIG. 6.21: Nombre de coups détectés par les compteurs avec et sans laser exciteur accordé sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ et puissance laser absorbée par les atomes. Les barres ajoutées représentent le bruit de photons.

un écart type d'environ 1500 coups pour huit points autour de deux valeurs moyennes 9090 coups et -1840 coups suivant que le laser excitateur est présent ou non. L'écart type sur les valeurs de C2-2C1 (identique suivant que le laser excitateur est éteint ou non) est compatible avec le calcul donnant l'écart type dû au bruit de photons sur C2-2C1 (1700 coups en 2 minutes). Dans le cas présent, c'est le bruit de photons est la principale source de bruit. Les mesures d'absorption s'écartent de 10% au plus de la valeur moyenne 1430 nW.

En considérant que les distributions sont gaussiennes et que l'on peut appliquer le théorème de la limite centrale, l'incertitude sur la mesure de \mathcal{T}_2 est diminuée d'un facteur $\sqrt{8} \simeq 3$ par rapport à l'incertitude que donne l'écart type brut. On en déduit un taux $\mathcal{T}_2 = 128 \pm 10$ cps/ $(\mu\text{W}\cdot\text{s})$.

Afin de s'assurer que ce signal provient d'une excitation des atomes dans l'état 2^3P_2 , on désaccorde le laser entre les transitions 2^3P_1 et 2^3P_2 et le signal disparaît.

Nous avons amélioré ce test en changeant le désaccord du laser excitateur autour de la résonance. Les données sont consignées dans le tableau 2 en fin de chapitre. Le temps d'intégration est de 2 minutes.

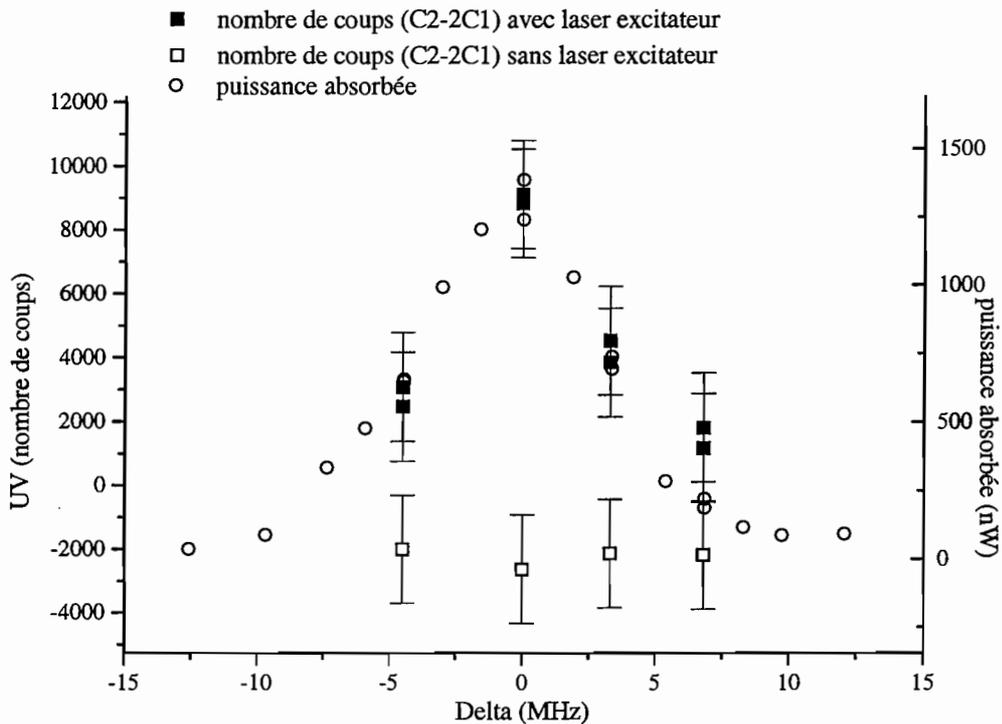


FIG. 6.22: Évolution du nombre de coups détectés par les compteurs et de la puissance laser absorbée par les atomes en fonction du désaccord du laser excitateur par rapport à la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$. Les barres ajoutées représentent le bruit de photons.

La figure 6.22 montre l'évolution du nombre de coups détectés par le compteur ainsi

que la puissance laser absorbée par les atomes en fonction du désaccord du laser exciteur par rapport à la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$. Des mesures supplémentaires sur la puissance laser absorbée par les atomes en fonction du désaccord ont été ajoutées. La largeur totale à mi-hauteur de la résonance est de 8 MHz soit environ 5Γ , largeur compatible avec un élargissement par saturation du laser ($I/I_{\text{sat}} = 29$). On constate que le rapport entre le nombre de coups et l'absorption ne s'écarte pas plus de 15% de la valeur moyenne 128, sauf pour le point à 7 MHz qui est issu de signaux n'ayant pas un rapport signal à bruit correct.

\mathcal{T}_2 ne varie que de 10% lorsque l'on change le module du champ magnétique de 700 à 170 mGauss (voir tableau 6.6).

B_z (mGauss)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	ΔP (nW)	\mathcal{T}_2 cps/($\mu\text{W}\cdot\text{s}$)
170						1182	
170	696696	1403631	706935	10239	×		
170	705313	1410493	705180	-133	-		134
170	695677	1399179	703502	7825	×		
170						1100	
700						1240	
700	733051	1475490	742439	9388	×		
700	694140	1386604	692464	-1676	-		150
700	700541	1411361	710820	10279	×		
700						1313	

TAB. 6.6:

Nous avons voulu vérifier le diagramme de rayonnement de l'émission des atomes se désexcitant par la transition $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$. Nous choisissons pour le laser une polarisation linéaire dans le plan (xOy) que nous faisons tourner dans ce plan. L'absorption reste toujours constante à environ 10% à la valeur 1070 nW. Le tableau 3 en fin de chapitre regroupe le nombre de coups détectés avec et sans laser exciteur pour un angle β de la polarisation du laser par rapport à l'axe \vec{x} . Cette expérience a été reproduite quatre fois, les différents jeux de données étant séparés par des doubles lignes horizontales dans le tableau 3.

La figure 6.23 illustre les résultats du tableau 3 en montrant la valeur de C2-2C1 en fonction de l'angle β de la polarisation linéaire par rapport à l'axe \vec{x} le nombre de coups détectés par les compteurs avec et sans laser exciteur. Deux courbes sont ajoutées représentant les diagrammes de rayonnement envisageables dans deux cas extrêmes :

- les trois populations du niveau 2^3S_1 sont équiréparties, le diagramme de rayonnement est donc de la forme $6 \times Q_1 + 4 \times Q_0 \propto 1 + \cos^2 \theta$ avec θ l'angle entre l'axe de quantification privilégié matérialisé par l'axe de la polarisation du laser et la direction d'observation ;
- le laser exciteur polarisé linéairement pompe les atomes, répartissant les populations dans l'état excité 2^3P_2 dans les proportions 0-1-3-1-0 indépendamment de

l'intensité du laser ; le diagramme de rayonnement est de la forme $2 \times Q_1 + 3 \times Q_0 \propto 1 + 6 \cos^2 \theta - 5 \cos^4 \theta$ avec θ l'angle entre l'axe de quantification privilégié matérialisé par l'axe de la polarisation du laser et la direction d'observation.

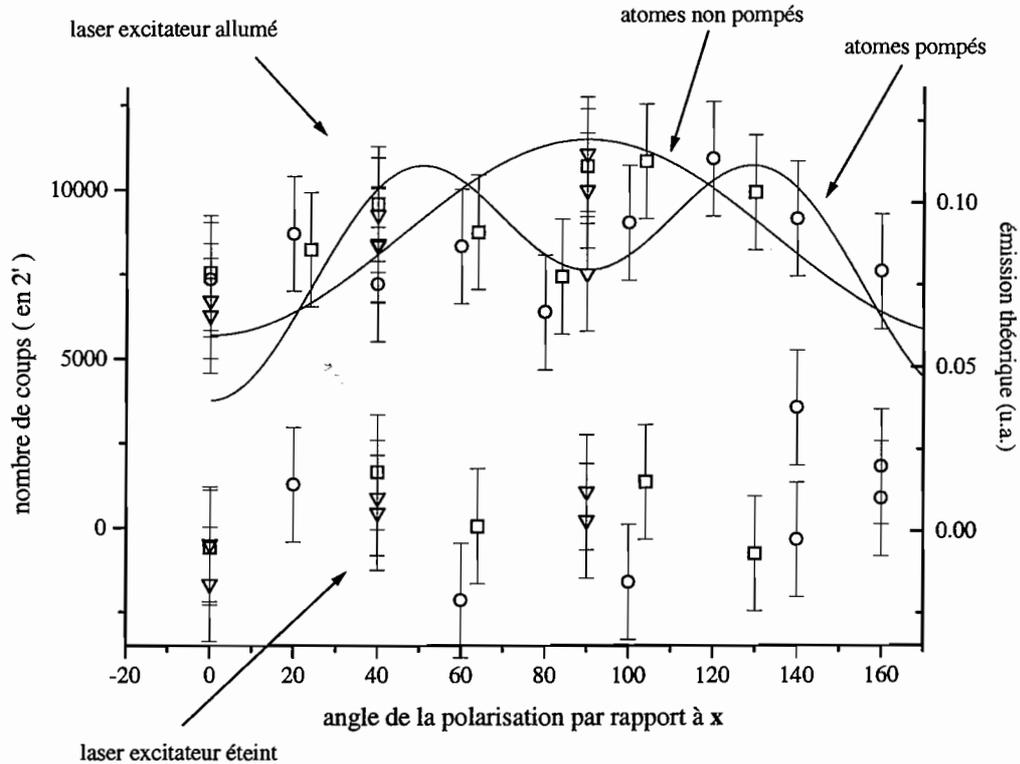


FIG. 6.23: Évolution du nombre de coups détectés par les compteurs en fonction du désaccord de l'angle de la polarisation du laser par rapport à \vec{x} pour une puissance laser absorbée de 1070 nW. Les différents symboles représentent différentes expériences. Les barres ajoutées représentent le bruit de photons.

Les points expérimentaux se répartissent avec des fluctuations tout à fait compatibles avec les fluctuations statistiques estimées (bruit de photons dans ce cas précis). En effet, le niveau moyen sans laser excitateur est de 299 coups (sur 18 points) et de 8600 coups avec laser excitateur (sur 25 points) pour un temps total d'intégration de 2 minutes. Les points se répartissent avec un écart type de 1430 coups dans les deux cas. Le bruit de photons est évalué à 1700 coups. On ne détecte donc pas de variation sur la valeur de \mathcal{T}_2 . On en déduit un taux moyen de 130 cps/(μ W.s) et avec un écart type brut de 34 cps/(μ W.s). Cependant, les diagrammes de rayonnement théoriques ne présentent pas d'anisotropie marquée et nos valeurs expérimentales ne sont pas incompatibles avec les modèles présentés.

En conclusion, tous les tests effectués donnent des valeurs de \mathcal{T}_2 présentant des fluctuations tout à fait compatibles avec les fluctuations statistiques estimées. Ainsi, elles

sont utilisées pour donner une estimation plus précise de \mathcal{T}_2 par moyennage. Au bilan, on exploite environ 34 valeurs de \mathcal{T}_2 qui se répartissent autour de la valeur moyenne 131 cps/(\(\mu\text{W}\cdot\text{s}\)) avec un écart type brut de 46 cps/(\(\mu\text{W}\cdot\text{s}\)). En appliquant le théorème de la limite centrale, on conclut sur

$$\boxed{\mathcal{T}_2 = (131 \pm 8) \text{ coups}/(\mu\text{W}\cdot\text{s})}$$

6.4.3.3 Valeur du rapport Γ''/Γ'

Γ''/Γ' est égal au rapport $\frac{\mathcal{T}_2}{\mathcal{T}_1}$ corrigé du rapport des diagrammes de rayonnement intégrés dans l'angle solide de détection (voir 6.1). On a donc

$$\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = \frac{\mathcal{T}_2}{\mathcal{T}_1} \times \frac{D_1}{D_2}$$

avec

$$D_1 = \int_{\Omega_g} \mathcal{D}_0 d\Omega \simeq \mathcal{D}_0(90^\circ)\Omega_g$$

et

$$D_2 = \int_{\Omega_g} \mathcal{Q}_2 d\Omega \simeq \mathcal{Q}_2(90^\circ)\Omega_g$$

car les diagrammes de rayonnement sont constants à 3% et 1% près pour les angles contenus dans Ω_g .

On rappelle que la galette a un diamètre utile de 14,5 mm et qu'elle est placée 51 mm sous la zone d'interaction. L'angle maximal sous-tendu par la galette est donc de 8°.

Dans notre cas, $\frac{D_1}{D_2} = \frac{6}{5}$ donc

$$\boxed{\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = (4,6 \pm 0,3) \times 10^{-3}}$$

L'incertitude provient de l'incertitude sur \mathcal{T}_1 et \mathcal{T}_2 . Elle contient l'incertitude sur la connaissance du diagramme de rayonnement comme nous l'avons vu précédemment.

6.5 Conclusion

La comparaison du flux de photons UV émis par atome se désexcitant de l'état 2^3P_2 ou 2^3P_1 vers le fondamental 1^1S_0 , donne une valeur du rapport Γ''/Γ' avec une bonne précision :

$$\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = (4,6 \pm 0,3) \times 10^{-3}$$

On peut ainsi déterminer Γ'' en choisissant pour Γ' , soit la valeur moyenne expérimentale $\Gamma' = (61 \pm 14) \text{ s}^{-1}$ déterminée à partir des résultats du chapitre 5, soit la valeur théorique $\Gamma' = 200 \text{ s}^{-1}$.

Dans le premier cas, on obtient

$$\boxed{\Gamma'' = (0,28 \pm 0,07) \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma'' = (3,6 \pm 0,9) \text{ s}}$$

en excellent accord avec les valeurs absolues publiées dans [29], [18] et [11].

Si à présent, on utilise l'estimation théorique de Γ' , on aboutit à $\Gamma'' = (0,92 \pm 0,06) \text{ s}^{-1}$. Cette valeur n'est pas en bon accord avec les valeurs théoriques prévoyant pour Γ'' une valeur comprise entre 0,25 et $0,5^{-1}$ [29, 18, 11]. Les prédictions théoriques sur les valeurs de Γ' et Γ'' sont issues d'articles indépendants.

En conclusion, l'estimation expérimentale Γ' est en désaccord avec le taux théorique attendu. Cependant, cette valeur donne, à partir du rapport Γ''/Γ' mesuré une estimation de Γ'' en très bon accord avec les prédictions théoriques.

Données

C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	ΔP (nW)
					1560
703612	1417119	713507	9895	×	
736088	1470375	734287	-1801	-	
759240	1527561	768321	9081	×	
765763	1527839	762076	-3687	-	
749472	1506768	757296	7824	×	
747608	1493844	746236	-1372	-	
					1342
766763	1542186	775423	8660	×	
756095	1508651	752556	-3539	-	
748968	1504315	755347	6379	×	
760764	1520955	760191	-573	-	
					1371
750246	1512553	762307	12061	×	
752242	1502253	750011	-2231	-	
754064	1517553	763489	9425	×	
753824	1506172	752348	-1476	-	
753259	1515917	762658	9399	×	
741827	1483578	741751	-76	-	
					1429

TAB. 1:

désaccord (MHz)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde	ΔP (nW)	$\overline{\mathcal{T}}_2$ cps/(μ W.s)
0						1387	
0	727439	1463703	736264	8825	×		
	743291	1483943	740652	-2639	-		147
0	721777	1452655	730878	9101	×		
0						1240	
-4,5						656	
-4,5	738192	1479463	741271	3079	×		
	739065	1476127	737062	-2003	-		122
-4,5	743235	1488932	745697	2462	×		
-4,5						613	
+3,3						700	
+3,3	722602	1449036	726434	3832	×		
	724239	1446332	722093	-2146	-		147
+3,3	719707	1443931	724224	4517	×		
+3,3						729	
+6,6						218	
+6,6	723216	1447592	724376	1160	×		
	735058	1467917	732859	-2199	-		301
+6,6	753130	1508057	754927	1797	×		
+6,6						189	

TAB. 2:

β (degrés)	C1	C2	C2-C1	C2-2C1	sonde
0	710112	1426932	716820	6708	×
	694395	1387108	692713	-1682	-
0	672606	1351482	678876	6270	×
	682827	1365158	682331	-496	-
90	722056	1451624	729559	7503	×
	716285	1432768	716483	198	-
90	713215	1437478	724263	11048	×
	712567	1426177	713610	1043	-
90	726529	1463030	736501	9972	×
40	722546	1453480	730934	8388	×
	699231	1399342	700111	880	-
40	724091	1457432	733342	9250	×
	732053	1464540	732487	434	-
40	694694	1397730	703036	8342	×
	721642	1442511	720869	-773	-
130	724056	1458026	733970	9914	×
0	733314	1474167	740853	7539	×
	708681	1416773	708092	-589	-
90	729526	1469756	740230	10694	×
40	722952	1455490	732538	9586	×
	711308	1424255	712947	1639	-
24	728700	1465632	736932	8232	×
64	716022	1440791	724769	8747	×
	743232	1486504	743272	40	-
84	746539	1500504	753965	7426	×
104	748422	1507681	759259	10837	×
	720840	1440331	719491	1349	-
0	763634	1534612	770978	7344	×
20	742769	1494237	751468	8699	×
	793151	1587572	794421	1270	-
40	789344	1585890	796546	7202	×
60	772886	1554093	781207	8321	×
	770111	1538061	767950	-2161	-
80	743371	1493110	749739	6368	×
100	769142	1547300	778158	9016	×
	789761	1577905	788144	-1617	-
120	774919	1560747	785828	10909	×
140	739374	1487881	748507	9133	×
	750130	1499901	749771	-359	-
	733128	1469806	736678	3550	-
168	752637	1512945	760308	7571	×
	731738	1465276	733538	1800	-
	765454	1531770	766316	862	-

TAB. 3:

Chapitre 7

Résultats complémentaires d'estimation absolue de Γ' et Γ'' .

Conclusion.

Les expériences du chapitre 6 sont basées sur l'observation des photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 ou 2^3P_1 vers 1^1S_0 sans jamais évaluer le flux absolu de photons UV émis. Si l'on pouvait connaître le rendement quantique η_g de la galette à 59 nm, l'évaluation de Γ' et Γ'' serait très simple. Or nous n'avons qu'une estimation du constructeur donnant $\eta_g=10\%$ sans préciser les incertitudes.

Cependant, rien ne nous empêche, et c'est l'objet de ce court chapitre, de vérifier que cette valeur nous donne des ordres de grandeurs pour Γ' et Γ'' compatibles avec les mesures présentées précédemment. L'expérience sur jet, qui suit pour l'essentiel le schéma détaillé au chapitre 6, sera présentée dans une première partie, tandis qu'une expérience analogue sur un nuage d'atomes libres et froids fera l'objet d'une deuxième partie. Enfin, nous concluons sur les valeurs mesurées des taux Γ' et Γ'' .

7.1 Expérience sur jet

L'expérience est celle décrite dans le chapitre 6 : un laser est envoyé perpendiculairement au jet d'hélium métastable et excite les atomes vers l'état 2^3P_1 ou 2^3P_2 selon la fréquence du laser. Des photons UV sont émis par les atomes se désexcitant vers 1^1S_0 . Ils sont détectés dans un angle solide Ω_g par la galette de microcanaux d'efficacité η_g reliée à un compteur (voir fig. 7.1). L'absorption du laser renseigne sur le nombre d'atomes excités par seconde par la sonde.

Nous avons mesuré (voir chapitre 6), pour les transitions $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$, le nombre total de photons par seconde effectivement transformés en électrons détectés par le compteur pour $1\mu\text{W}$ de puissance laser absorbée, $\mathcal{T}_1 = (28600 \pm 800)$ coups/ $(\mu\text{W}\cdot\text{s})$ et $\mathcal{T}_2 = 131 \pm 8$ coups/ $(\mu\text{W}\cdot\text{s})$ respectivement.

Ces taux sont détectés dans une fraction d'angle solide $\Omega_g/4\pi = 5 \times 10^{-3}$ et avec une efficacité $\eta_g = 10\%$. Les flux totaux émis dans 4π stéradians par les atomes Φ_i , avec $i = 1, 2$ suivant la transition étudiée, valent en photon par seconde émis pour $1 \mu\text{W}$ de

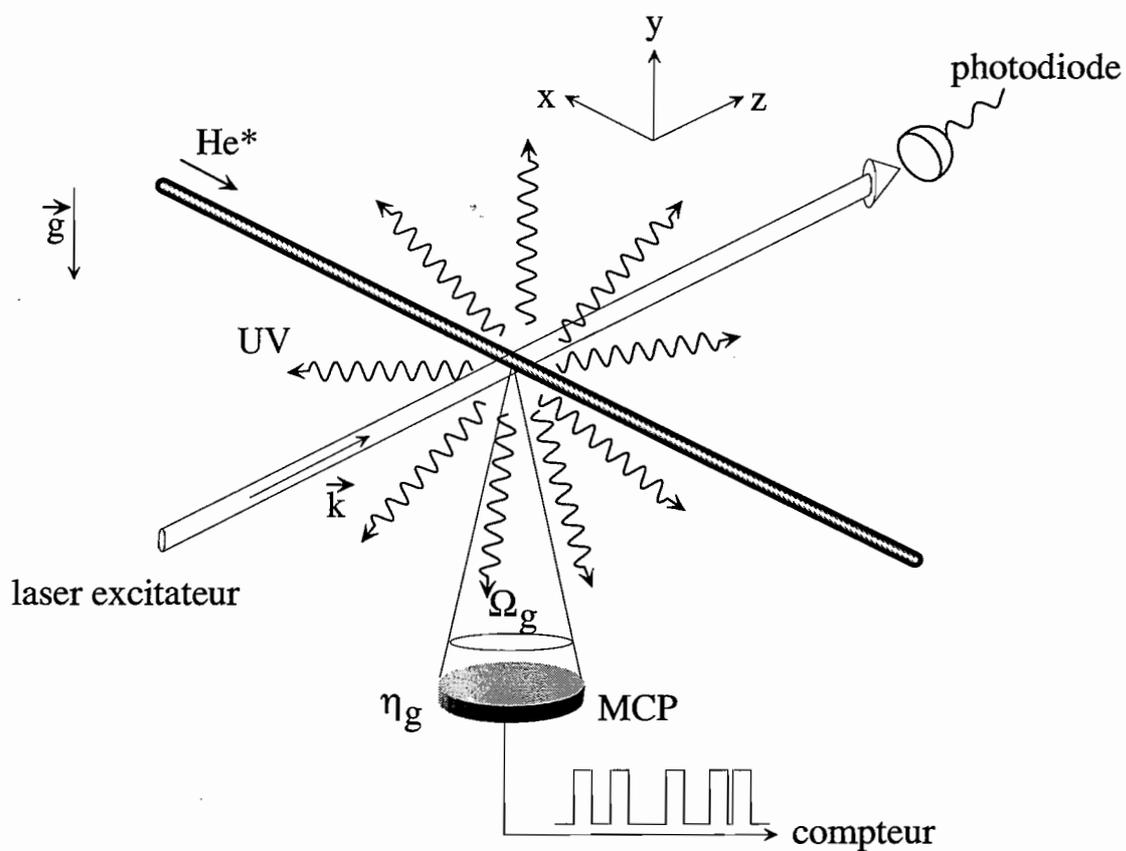


FIG. 7.1: *Expérience complémentaire de détermination absolue de Γ' et Γ''*

puissance laser absorbée,

$$\Phi_i = \frac{\mathcal{T}_i}{\eta_g T_g D_i}$$

avec $T_g = 0,7$ la transmission totale des deux grilles placées au dessus de la galette et D_i le diagramme de rayonnement intégré dans l'angle solide de collection (voir chapitre 6.1). En prenant $\eta_g = 10\%$, on obtient des flux totaux d'UV émis égaux à $\Phi_1 = (5,4 \pm 0,2) \times 10^7$ photons/s et à $\Phi_2 = (2,9 \pm 0,2) \times 10^5$ photons/s pour $1 \mu\text{W}^4$ de puissance laser absorbée. Les incertitudes mentionnées ici ne sont que des incertitudes statistiques.

En utilisant les équations du chapitre 6.1 et $1/\Gamma = 98$ ns, on en déduit $\Gamma' = 100 \text{ s}^{-1}$ et $\Gamma'' = 0,5 \text{ s}^{-1}$.

L'incertitude systématique domine largement l'incertitude statistique (de quelques %, elle n'est donc pas mentionnée ci-dessus) et provient essentiellement de l'incertitude sur η_g . On considérera que les valeurs ci-dessus sont donc connues à un facteur 2 près.

Nous concluons donc

$$\Gamma' = 100 \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma' = 10 \text{ ms}$$

$$\Gamma'' = 0,5 \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma'' = 2 \text{ s}$$

à un facteur 2 près. Ces mesures absolues issues d'une évaluation du flux absolu de photons UV émis par les atomes, en supposant le rendement quantique de la galette η_g égal à 10%, sont tout à fait compatibles avec les valeurs expérimentales des chapitres 5 et 6 $\Gamma' = (61 \pm 14) \text{ s}^{-1}$ et $\Gamma'' = (0,28 \pm 0,07) \text{ s}^{-1}$.

7.2 Expériences sur des atomes libres et froids

Le principe de cette expérience est similaire à celle décrite dans la partie précédente mais en envoyant le laser exciteur sur des atomes libres et froids $700 \mu\text{s}$ après avoir coupé les lasers et champs magnétiques de piégeage d'un PMO. Nous en déduisons une valeur absolue pour Γ' uniquement, cette méthode n'étant pas assez sensible pour détecter les photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_2 vers 1^1S_0 . En effet, le nombre d'atomes excités dans l'état 2^3P_2 par seconde d'expérience est plus faible que pour les expériences sur jet.

Le dispositif expérimental est identique à celui décrit dans le chapitre 5. La seule petite différence provient de l'amplificateur qui traite le signal de la galette dont on a réduit le temps de réponse à moins de $5 \mu\text{s}$ en changeant la résistance de $6,8 \text{ M}\Omega$ en une résistance de $R = 470 \text{ k}\Omega$. La galette n'est plus utilisée en mode de comptage.

La séquence temporelle est illustrée sur la figure 7.2. On réalise un PMO d'hélium métastable puis on coupe les lasers et champs magnétiques de piégeage. Environ $700 \mu\text{s}$ après la coupure, le champ magnétique est presque nul et les atomes ont bougé de moins de 1 mm , on envoie alors un laser accordé sur $2^3\text{S}_1 \leftrightarrow 2^3\text{P}_1$ de diamètre 8 mm dans le piège. On observe simultanément la puissance laser absorbée en mW, proportionnelle au nombre d'atomes excités par seconde dans l'état 2^3P_1 , et le signal issu de la galette provenant des

4. À $1 \mu\text{W}$ de puissance laser absorbée correspondent $5,45 \times 10^{12}$ photons excités par seconde.

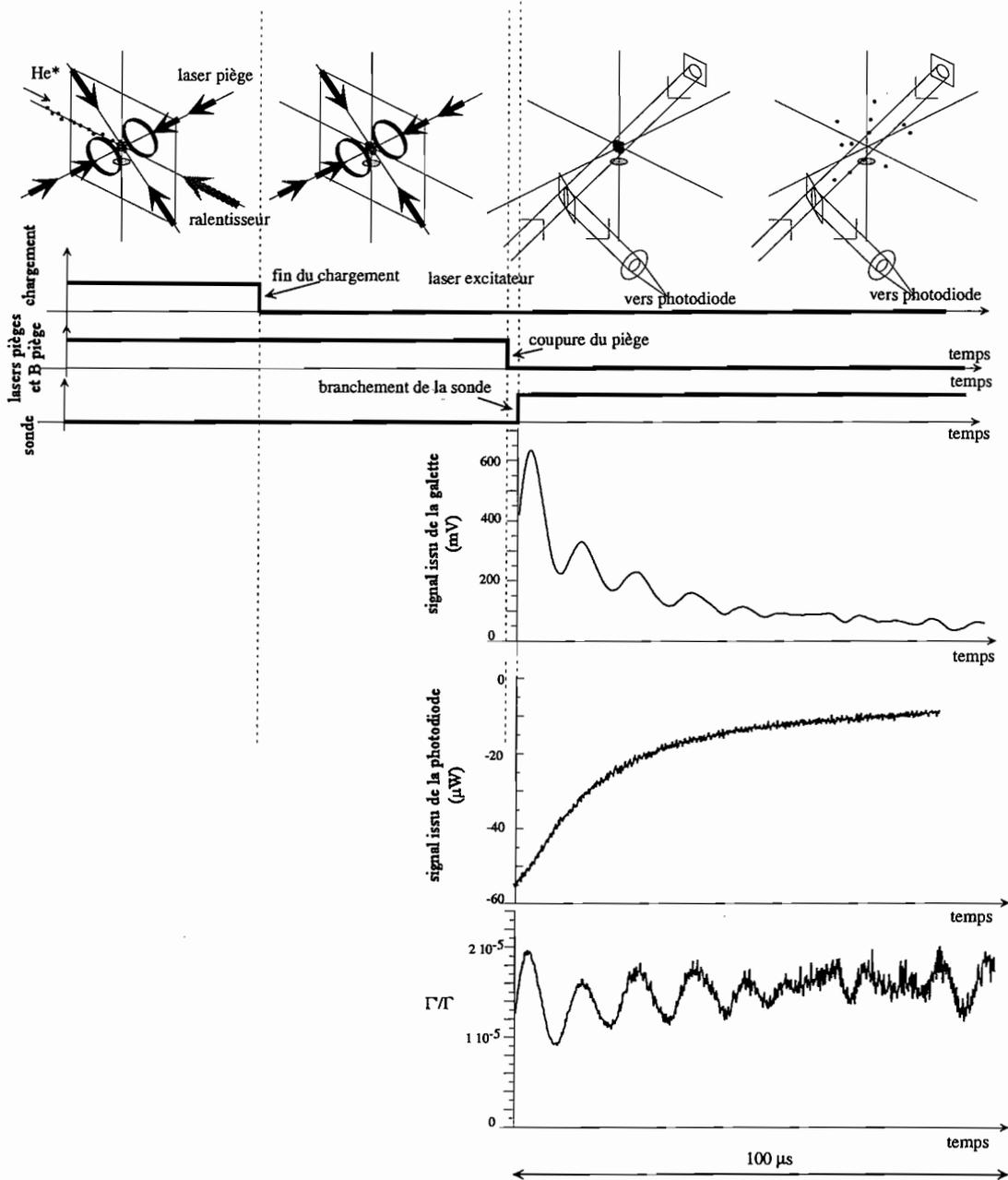


FIG. 7.2: Séquence temporelle utilisée pour la mesure absolue de Γ' .

photons UV émis par les atomes se désexcitant de 2^3P_1 vers 1^1S_0 . On regarde ces signaux sur une échelle temporelle de $100 \mu\text{s}$ car les atomes sont rapidement poussés par le laser et ont, d'autre part, une vitesse résiduelle de 2 m/s .

Remarque

Nous avons observé le temps de montée du signal délivré par la galette après établissement du laser exciteur. Il est limité à $5 \mu\text{s}$ en raison de la bande passante de l'amplificateur traitant les impulsions générées par la galette. Les particules qui atteignent la galette ont donc une vitesse minimale de 10000 m/s . Les particules atteignant la galette sont trop rapides pour être des atomes d'hélium métastable rapides produits par échappement radiatif [21]. Si ces particules que l'on détecte sont des atomes d'hélium, ils ont une énergie d'au moins 30000 K . Nous pensons donc qu'il est raisonnable de conclure que nous détectons bien des photons UV mais il faudrait s'en assurer avec un détecteur plus rapide ou en analysant spectralement ce que nous pensons être des photons UV avec un spectrographe par exemple.

Le calcul est analogue au précédent avec la différence suivante : n'étant plus en mode de comptage, il est nécessaire de relier la tension délivrée par la galette V_{MCP} au flux de photons UV total émis Φ_1 :

$$V_{\text{MCP}} = R \times e \times T_g \times G \times \eta_g \times D_1 \times \Phi_1$$

avec $G = 4,5 \times 10^6$ pour une tension de -2 kV appliquée au MCP.

Le rapport $V_{\text{MCP}}/\Delta P$ est donc directement lié à Γ' par

$$\frac{V_{\text{MCP}}}{\Delta P} = \frac{ReD_1TG\eta_g}{h\nu} \frac{\Gamma'}{\Gamma}$$

Le rapport des deux courbes V_{MCP} et ΔP est reporté sur la figure 7.2. Les oscillations observées proviennent d'oscillations du signal issu de la galette et sont dues à un artéfact électronique. En effet le temps de réponse du système électronique est un peu plus court que le temps moyen d'arrivée entre deux photons détectés. Mis à part ce problème, le rapport $\frac{\Gamma'}{\Gamma}$ est constant avec des fluctuations présentant un écart type de 20% , oscillations comprises. L'exemple présenté est échantillonné sur 1000 points. Cette expérience a été reproduite sept autres fois en modifiant la puissance du laser exciteur. L'étude statistique sur les 8000 points donne une valeur moyenne $\Gamma' = 182 \text{ s}^{-1}$. L'incertitude statistique est d'environ 20% mais est supplantée par une incertitude de calibration donnant Γ' à un facteur que nous n'estimons pas être inférieur à 2 .

Par cette deuxième expérience d'évaluation absolue de Γ' , nous obtenons donc

$$\Gamma' = 182 \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma' = 5,5 \text{ ms}$$

Ce taux est un peu plus élevé que les taux Γ' que nous avons mesurés jusqu'à présent. Remarquons que l'incertitude, d'un facteur 2 , ne contredit pas les mesures précédentes. Cette mesure semble moins fiable que les autres car les signaux sont observés pendant un temps court d'une centaine de microsecondes. De plus, les résultats dépendent de la valeur du gain, ce qui n'était pas le cas dans l'expérience de comptage.

7.3 Conclusion générale de la deuxième partie

Les expériences décrites dans cette partie nous ont permis d'étudier les taux de transition Γ' et Γ'' des transitions interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ de l'hélium.

L'expérience donnant le résultat le plus précis est la mesure comparative des flux de photons UV émis par les atomes se désexcitant des niveaux 2^3P_1 ou 2^3P_2 vers le niveau fondamental 1^1S_0 . On obtient ainsi

$$\boxed{\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = (4,6 \pm 0,3) \times 10^{-3}}$$

D'autre part, nous avons évalué le taux de fuite des atomes de l'état 2^3P_1 vers 1^1S_0 se traduisant par des pertes supplémentaires dans un PMO dans lequel on a excité une petite fraction des atomes dans l'état 2^3P_1 . Avec quelques réserves, nous attribuons cette perte à l'existence de la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. On obtient alors

$$\boxed{\Gamma' = (61 \pm 14) \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma' = (16 \pm 4) \text{ ms}}$$

Le taux mesuré est plus faible que le taux théorique $\Gamma'_{\text{theo}} = 200 \text{ s}^{-1}$ mais est tout à fait en accord avec les mesures datant de 1972 de Tang et Happer [39] pour lesquelles $30\text{s}^{-1} \leq \Gamma' \leq 200\text{s}^{-1}$. Remarquons que ces valeurs sont là encore un peu plus faibles que le taux théorique.

Ces deux expériences nous permettent de donner une valeur du taux de transition de $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$

$$\boxed{\Gamma'' = (0,28 \pm 0,07) \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma'' = (3,6 \pm 0,9) \text{ s}}$$

Nous avons de plus effectué des expériences complémentaires de mesure du flux absolu de photons UV émis par les atomes se désexcitant par les transitions interdites. Les taux ainsi déterminés ne sont connus qu'à un facteur 2 près compte tenu de l'incertitude sur le rendement quantique de notre détecteur d'UV. Si nous croyons au rendement quantique de 10% donné par le constructeur, on obtient

$$\boxed{\begin{aligned} \Gamma' &= 100 \text{ s}^{-1} && \text{soit } 1/\Gamma' = 10 \text{ ms} \\ &= 182 \text{ s}^{-1} && \text{soit } 1/\Gamma' = 5,5 \text{ ms} \end{aligned}}$$

$$\boxed{\Gamma'' = 0,5 \text{ s}^{-1} \text{ soit } 1/\Gamma'' = 2\text{s}}$$

Ces valeurs confirment nos précédents résultats excepté peut-être pour la deuxième détermination de Γ' qui semble un peu élevée.

Le bilan de nos mesures figure dans le tableau 7.1. La figure 7.3 résume les taux observés sur un diagramme des niveaux de l'hélium.

Certains problèmes restent à élucider. En effet, le taux Γ' que nous mesurons est un taux de fuite des atomes hors de l'état 2^3P_1 . Afin de prouver qu'il s'agit bien de la signature de la transition interdite $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, il serait nécessaire de compléter les expériences par une étude plus approfondie des particules émises. Compte tenu de leur vitesse d'arrivée sur la galette, nous pensons fortement qu'il s'agit de photons UV. Cependant, une étude spectrale du rayonnement émis par les atomes confirmerait ces affirmations.

	Γ'	Γ''
durée de vie et $\frac{\Gamma''}{\Gamma'}$	$(61 \pm 20) \text{ s}^{-1}$	$(0,28 \pm 0,02) \text{ s}^{-1}$
mesure absolue (à un facteur 2 près)	100 s^{-1} 182 s^{-1}	$0,5 \text{ s}^{-1}$
Tang et Happer	entre 30 et 200 s^{-1}	
théorique	200 s^{-1}	entre 0,25 et 0,5 s^{-1}

	$1/\Gamma'$	$1/\Gamma''$
durée de vie et $\frac{\Gamma''}{\Gamma'}$	$(16 \pm 5) \text{ ms}$	$(3,6 \pm 1,2) \text{ s}$
mesure absolue (à un facteur 2 près)	10 ms 5,5 ms	2 s
Tang et Happer	entre 5 ms et 33 ms	
théorique	5 ms	entre 2 s et 4 s

TAB. 7.1: Bilan des taux de transition pour les transitions interdites $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ et $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$.

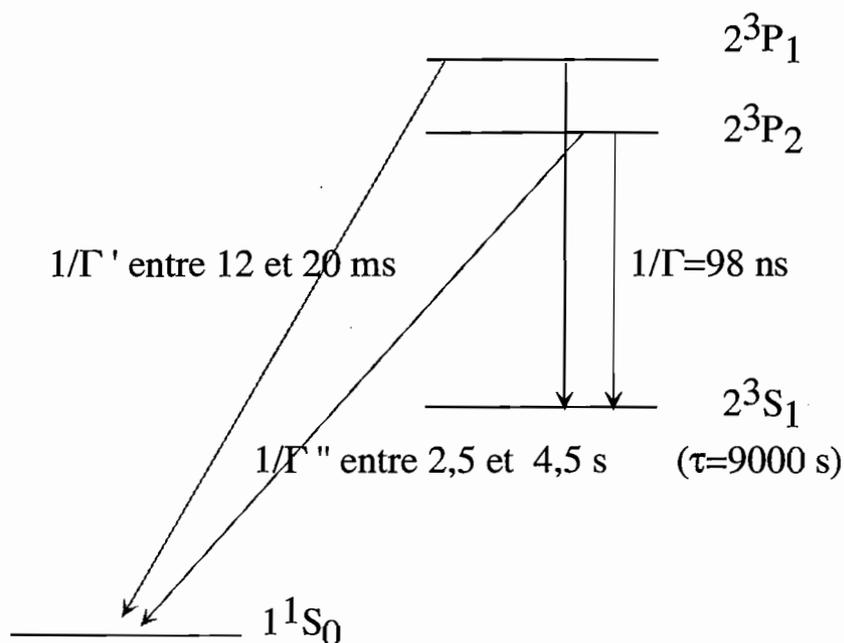


FIG. 7.3: Diagramme des niveaux d'énergie connectés par les transitions interdites étudiées (l'échelle des énergies n'est pas respectée).

Ces expériences, notamment celles de mesure du flux absolu de photons UV émis, sont améliorables. Un étalonnage précis du rendement quantique de la galette à 59 nm permettrait d'améliorer la précision de l'évaluation absolue des taux Γ' et Γ'' .

Il n'en reste pas moins que les résultats que nous avons présentés dans cette deuxième partie, sont nouveaux et nous espérons qu'ils stimuleront les efforts des théoriciens : l'hélium n'est-il pas le plus simple des éléments après l'hydrogène ? Du côté des expérimentateurs, les valeurs des taux que nous avons mesurés pourront servir à planifier de futures expériences.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Description du jet d'hélium métastable utilisé

Sommaire

A.1	La source d'hélium métastable	159
A.2	La mélasse transverse	159
A.3	Le ralentissement du jet	159

Dans cette annexe, nous allons décrire brièvement le dispositif expérimental nous permettant de réaliser un jet ralenti d'hélium ainsi que les caractéristiques de ce dernier. Ce jet sert ensuite à charger un piège magnéto-optique, dont les caractéristiques sont décrites dans les parties « dispositifs expérimentaux » pour chaque expérience.

Le schéma général de l'expérience est représenté sur la figure (A.1).

Le dispositif expérimental réalisant le jet atomique ralenti peut être décomposé en trois sections :

- la source,
- la mélasse ou refroidissement transverse,
- le ralentissement longitudinal.

En effet, les atomes issus de la source sont trop rapides pour être manipulés et le jet est très divergent, il faut donc refroidir le jet transversalement et longitudinalement pour pouvoir piéger les atomes. Dans ce but nous utilisons des lasers et des champs magnétiques. Les lasers sont des diodes laser DBR fabriquées par la société SDL et de référence 6702 H1. Elles émettent environ 45 mW à 1083 nm et sont asservies en fréquence généralement par absorption saturée [27] autour de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$ de l'hélium ; nous en utilisons quatre.

Le jet utilisé est, à quelques améliorations expérimentales près, celui construit par G. Labeyrie au cours de son doctorat [27] ; nous en rappellerons ici les principales caractéristiques. On notera comme changements importants, l'utilisation d'une nouvelle source

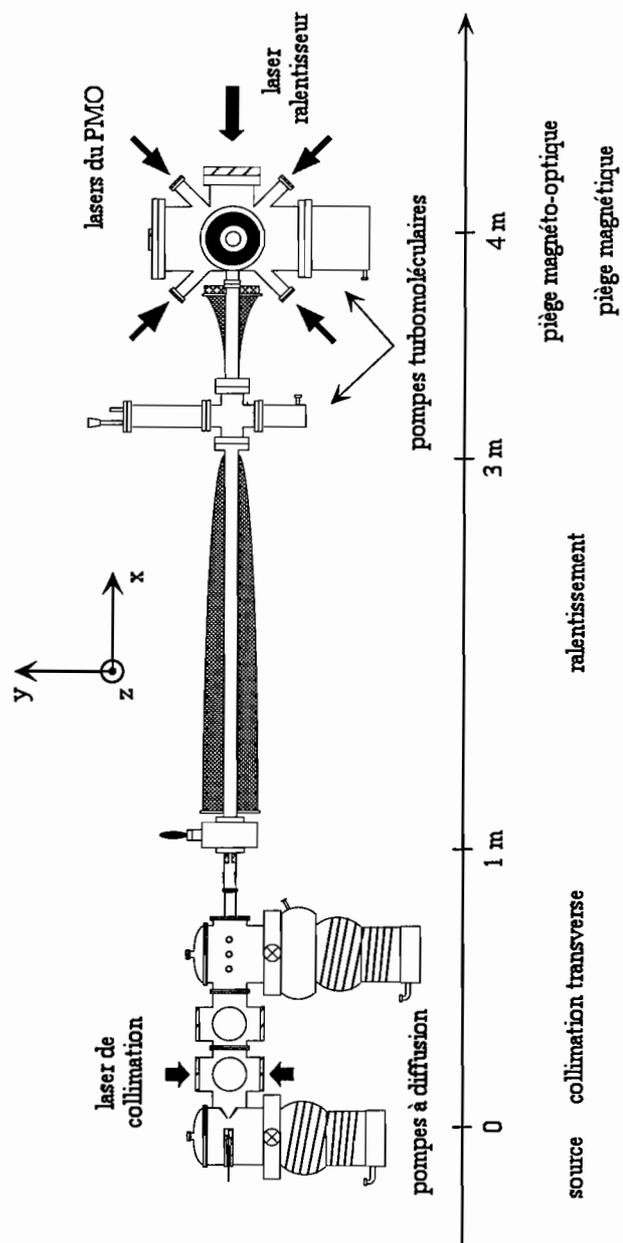


FIG. A.1: schéma général du dispositif expérimental

et l'allongement du ralentisseur Zeeman permettant de ralentir les atomes à une vitesse de quelques dizaines de m/s. Plus de détails sur le système à vide et sur l'optimisation du jet figurent dans [7].

Nous allons à présent détailler les différents étapes de la manipulation du jet.

A.1 La source d'hélium métastable

La source, qui permet de produire des atomes métastables à partir d'un gaz d'hélium a été améliorée par rapport à la description qui est faite dans [27]. Le principe reste le même : sous vide, une décharge de 1 kV, entre une pointe et un cône appelé écorceur, excite par bombardement électronique un jet d'hélium fondamental produit à partir d'hélium gazeux sous pression passant dans un petit tube. Le support dans lequel est percé le petit tube est refroidi à l'azote liquide afin de diminuer la vitesse longitudinale des atomes. Nous avons creusé un petit réservoir dans le support afin de s'assurer que l'azote liquide puisse stagner sous forme liquide et refroidisse correctement les atomes. Un trou de 1mm de diamètre percé dans l'écorceur permet le passage des atomes.

Pour nos expériences, nous utilisons typiquement un jet de 7×10^{11} atomes par seconde, de vitesse longitudinale moyenne de 1150 m/s, la dispersion en vitesses longitudinales s'étalant sur ± 400 m/s (largeur totale à mi-hauteur). La demi-largeur de la distribution en vitesses transverses à $1/e^2$ est de $\Delta v_{transverse} = 40$ m/s. Des caractéristiques supplémentaires et notamment les variations suivant les paramètres choisis figurent dans [7].

A.2 La mélasse transverse

Le jet a une divergence très importante de 40 mrad, provoquant une perte de flux à 4 m dans le tube de diamètre 3 cm qui n'est pas envisageable compte tenu du faible rendement de la source (10^{-4}). Nous effectuons donc un refroidissement transverse du jet atomique à l'aide de deux paires orthogonales de faisceaux laser saturants rétro-réfléchis polarisés circulairement provenant d'une même diode laser asservie sur la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$. Les fronts d'onde des faisceaux laser sont courbés afin de rester à résonance avec les atomes sur toute leur trajectoire le long de la zone d'interaction ; les rayons de courbure utilisés sont de l'ordre de 15 mètres, rayons pour lesquels la plage de capture en vitesses transverses est de l'ordre de 30 m/s. Chaque faisceau a une puissance de 20 mW et une surface de $7 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$, la plus grande dimension étant parallèle au jet. Le diamètre du faisceau atomique en sortie de la mélasse est d'environ 1 mm et la demi-largeur à $1/e^2$ en vitesse transverse est de 2 m/s.

A.3 Le ralentissement du jet

On ralentit le jet par la technique du ralentissement Zeeman : un faisceau laser très saturant, polarisé circulairement contrapropagatif au jet interagit avec les atomes. La force de pression de radiation ralentit longitudinalement le jet atomique. Il faut cependant maintenir la résonance entre le laser et les atomes tout au long de la décélération. On

déplace donc les niveaux atomiques par effet Zeeman à l'aide d'un solénoïde d'épaisseur variable suivant l'axe de propagation des atomes bobiné autour du tube dans lequel circule le jet atomique. Nous voulons décélérer les atomes d'une vitesse de 1150 m/s à une vitesse de quelques dizaines de m/s qui sera dans la plage de capture en vitesses du PMO. Il est préférable de désaccorder le laser ralentisseur afin d'éviter que les atomes ne soient à résonance avec lui à la sortie du ralentisseur Zeeman. Le champ magnétique changera de signe et ne sera pas nul en sortie du ralentisseur. Pour des raisons historiques et pratiques, nous avons conçu le solénoïde en deux parties l'une mesurant 2,1 m et l'autre de 40 cm générant des champs magnétiques de signe opposé. Typiquement le champ magnétique à l'entrée du ralentisseur est d'environ 400 Gauss et de -250 Gauss en sortie. Le champ magnétique est non nul en sortie du ralentisseur et va générer un champ magnétique parasite important au niveau du PMO qu'il va falloir compenser au mieux. Le désaccord du ralentisseur est de 500 MHz. Un faisceau faible d'environ 1mW issu de la mélasse et désaccordé de 500 MHz par double passage dans un modulateur acousto-optique de 125 MHz utilisé dans l'ordre deux injecte la diode laser générant le laser ralentisseur et l'asservit donc à 500 MHz de la résonance. Le laser ralentisseur a une puissance de 34 mW et un diamètre à $1/e^2$ de 2 cm.

Il existe en outre un problème important de diffusion transverse au cours du ralentissement qui augmente dramatiquement le diamètre du jet atomique et ce d'autant plus que le jet est lent. À la fin du ralentissement, la demi-largeur en vitesse transverse finale est d'environ 6 m/s, conduisant à un diamètre en sortie du solénoïde de 40 mm. Nous focalisons donc légèrement le laser ralentisseur afin de s'adapter au mieux à la forme du jet. Si l'on veut limiter les pertes en sortie du ralentisseur, il faut approcher le plus possible la zone où l'on fera le piège magnéto-optique. Compte tenu de la divergence importante du jet, on ne peut évaluer le flux d'atomes ralenti, le test final étant le nombre d'atomes dans le PMO.

Annexe B

Diagramme de rayonnement d'un atome en interaction avec un champ électromagnétique. Application à une transition dipolaire électrique et quadrupolaire magnétique

Cette annexe décrit le diagramme de rayonnement d'un atome en interaction avec un champ électromagnétique quelconque qui peut également être le vide. Nous montrons, en nous basant sur les travaux de Baym [4], que le diagramme de rayonnement est semblable au rayonnement multipolaire d'une répartition de charges dans le cas de l'électromagnétisme classique que l'on retrouve décrit dans [22]. Nous appliquerons ces résultats en particulier au cas d'une transition dipolaire électrique et quadrupolaire magnétique.

Dans un premier paragraphe, nous décrivons l'expression littérale donnant le diagramme de rayonnement dans un cas quelconque et montrons que le résultat ne dépend que des éléments de matrice du hamiltonien d'interaction atome-rayonnement entre les états considérés. Le second paragraphe donne une expression simplifiée du terme de couplage atome rayonnement. Le troisième paragraphe donne l'expression complète de ce terme. Les deux derniers paragraphes illustrent les calculs sur des cas précis allant du plus simple au plus complexe. Ainsi, nous étudierons l'allure du diagramme de rayonnement d'un atome se désexcitant par une transition dipolaire électrique et quadrupolaire magnétique. Nous finirons par des exemples d'atomes se désexcitant par émission spontanée après excitation par un laser.

Sommaire

B.1	Diagramme de rayonnement	162
B.1.1	Cas de l'émission spontanée entre deux niveaux d'un atome	163
B.1.2	Émission spontanée d'un atome excité par un laser	163
B.2	Expression simplifiée du terme de couplage atome-rayonnement	164

B.2.1	Formulation du hamiltonien d'interaction	164
B.2.2	Expression de l'élément de matrice du hamiltonien d'interaction	166
B.3	Expression du terme de couplage $\langle f j_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* e \rangle$	166
B.4	Diagrammes dans deux cas simples	168
B.4.1	Description de la base de polarisation d'ondes planes	169
B.4.2	Cas particulier d'une transition dipolaire électrique	170
B.4.3	Cas particulier d'une transition quadrupolaire magnétique	171
B.5	Diagrammes d'atomes excités par un laser	173
B.5.1	Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$	175
B.5.2	Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$	176

B.1 Diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement est par définition la puissance rayonnée par unité d'angle solide. Nous allons nous intéresser à deux cas particuliers, le deuxième découlant du premier :

- l'atome se désexcite spontanément vers un niveau d'énergie inférieure,
- l'atome est excité vers un niveau d'énergie supérieure par un laser puis se désexcite par émission spontanée ; le niveau intermédiaire est dégénéré.

On considère que le système atome-rayonnement est enfermé dans une boîte de volume V . On peut alors décomposer le champ électromagnétique en une superposition d'ondes planes de vecteur d'onde \vec{k} et de polarisation $\vec{\lambda}$. La boîte considérée est fictive et permet de faire la décomposition en ondes planes ; les parois seront ensuite repoussées à l'infini et le volume V disparaîtra des calculs.

Les états décrivant l'état d'une particule et du champ électromagnétique sont :

$$|a; N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1}, N_{\vec{k}_2 \vec{\lambda}_2}, \dots, N_{\vec{k} \vec{\lambda}}, \dots\rangle$$

Le coefficient a représente l'ensemble des états quantiques de la particule et $N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1}, N_{\vec{k}_2 \vec{\lambda}_2}, \dots, N_{\vec{k} \vec{\lambda}}, \dots$ la description quantique du champ électromagnétique qui dans cet exemple a $N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1}$ photons dans le mode $(\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1)$, $N_{\vec{k}_2 \vec{\lambda}_2}$ photons dans le mode $(\vec{k}_2 \vec{\lambda}_2)$, etc... Les différents modes sont orthogonaux entre eux.

La puissance rayonnée par un atome dans un angle solide $d\Omega$ repéré par la direction (θ, φ) , le rayonnement ayant une polarisation $\vec{\lambda}$ est donnée par

$$\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\lambda}, \theta, \varphi) = \hbar k c \frac{d\Gamma_{\vec{k} \vec{\lambda}}}{d\Omega} \quad (\text{B.1})$$

avec $\frac{d\Gamma_{\vec{k} \vec{\lambda}}}{d\Omega}$ le taux d'émission d'un photon de polarisation $\vec{\lambda}$ et de vecteur d'onde \vec{k} pointant dans l'angle solide $d\Omega$ par seconde. Ce taux d'émission est donnée par la règle d'or de

Fermi puisque dans les deux cas considérés le niveau d'arrivée est un continuum⁵ constitué des différents modes possibles.

B.1.1 Cas de l'émission spontanée entre deux niveaux d'un atome

L'émission spontanée résulte du couplage de l'atome avec les modes vides du champ. On considère la désexcitation d'un niveau excité $|e; \dots, 0_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots\rangle$ vers un niveau fondamental $|f; \dots, 1_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots\rangle$ avec émission d'un photon dans le mode $(\vec{k}, \vec{\lambda})$. La règle d'or de Fermi nous donne pour le taux de transition d'un atome d'un niveau e vers un niveau f en émettant un photon spontané de polarisation $\vec{\lambda}$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} pointe dans un angle solide $d\Omega$ repéré par la direction (θ, φ)

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\lambda}, \theta, \varphi) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f; \dots, 1_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots | H_{int} | e; \dots, 0_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots \rangle|^2 \rho(E = \hbar kc)$$

avec H_{int} le hamiltonien de couplage atome rayonnement et $\rho(E)$ la densité d'énergie des états finaux qui est la densité d'états du rayonnement puisque les états de l'atome ne font pas partie d'un continuum.

Remarque

La densité d'états du rayonnement pour une orientation (θ, φ) du vecteur d'onde donnée et pour une énergie E donnée est

$$\rho(\theta, \varphi, E) = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{E^2}{(\hbar c)^3} \quad (\text{B.2})$$

Les niveaux sont d'autant plus serrés que V est grand.

B.1.2 Émission spontanée d'un atome excité par un laser

On s'intéresse aussi au cas plus courant de l'excitation d'un atome d'un niveau initial i vers un niveau excité e par un laser émettant des photons dans le mode $(\vec{k}_1, \vec{\lambda}_1)$. On regarde ensuite le rayonnement provenant de l'émission spontanée de l'atome dans l'état e vers un niveau d'énergie inférieure f . Nous devons considérer le second ordre des perturbations pour tenir compte du passage par le niveau intermédiaire e . Ce niveau est dégénéré : il possède des sous-niveaux magnétiques notés $|e, m\rangle$. La règle d'or de Fermi nous donne pour le taux de transition d'un atome d'un niveau i vers un niveau f en passant par le niveau e après excitation par un laser émettant des photons dans le mode $(\vec{k}_1, \vec{\lambda}_1)$ et émettant ensuite un photon spontané de polarisation $\vec{\lambda}$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} pointe dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction (θ, φ) :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\lambda}, \theta, \varphi) = & \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_m \langle f; \dots, N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1} - 1, \dots, 1_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots | H_{int} | e; \dots, N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1} - 1, \dots, 0_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots \rangle \right. \\ & \left. \frac{\langle e, m; \dots, N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1} - 1, \dots, 0_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots | H_{int} | i; \dots, N_{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_1}, \dots, 0_{\vec{k}\vec{\lambda}}, \dots \rangle}{E_i - E_e + \hbar k_1 c} \right|^2 \rho(E = \hbar kc = E_i - E_f + \hbar k_1 c) \end{aligned}$$

5. c'est en fait un quasi-continuum tant que le système est dans une boîte

en négligeant la contribution de l'ordre un, ce qui est légitime dans les exemples que nous choisirons (le couplage direct serait la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ qui est très interdite : la durée de vie de l'état métastable 2^3S_1 est de 9000s). On remarque donc que toute l'information est portée par les éléments de matrice de l'hamiltonien atome-rayonnement entre les niveaux d'énergie considérés. On va montrer, dans le chapitre suivant, que ce hamiltonien se met sous la forme d'un produit scalaire mettant en jeu le vecteur polarisation du rayonnement.

Si l'on veut maintenant connaître le diagramme d'émission quelle que soit la polarisation du photon émis, il faut sommer l'équation (B.1) sur toutes les polarisations possibles. Nous allons, dans la suite du calcul nous placer en jauge transverse ($\text{div}\mathbf{A}=0$). Dans ce cas, la polarisation est dans un plan perpendiculaire à \vec{k} . Cette sommation est facilitée si l'on dispose d'une base de polarisation. Pour un \vec{k} donné, on peut donc construire une base de polarisation $(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2)$ telle que $(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2, \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|})$ forme un trièdre orthonormé direct. Une infinité de bases vérifient ces propriétés, nous verrons plus tard une base utile de décomposition de polarisation. On peut donc réécrire $\vec{\lambda}$ en $\cos \alpha \vec{\varepsilon}_1 + \sin \alpha \vec{\varepsilon}_2$. Les vecteurs $\vec{\varepsilon}_1$ et $\vec{\varepsilon}_2$ étant orthogonaux, on a :

$$\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\lambda}, \theta, \varphi) = \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_1, \theta, \varphi) \cos^2 \alpha + \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_2, \theta, \varphi) \sin^2 \alpha.$$

La puissance totale intégrée sur toutes les polarisations possibles vaut :

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\lambda}, \theta, \varphi) d\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_1, \theta, \varphi) + \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_2, \theta, \varphi) \right).$$

Il nous suffit donc de connaître la puissance rayonnée par un atome et par angle solide pour les deux vecteurs d'une base de polarisation pour déterminer le diagramme de rayonnement intégré sur les polarisations.

B.2 Expression simplifiée du terme de couplage atome-rayonnement

B.2.1 Formulation du hamiltonien d'interaction

Afin d'effectuer un traitement rigoureux, nous considérerons la quantification de la matière et du champ électromagnétique. Nous avons vu dans la partie précédente que le diagramme de rayonnement est directement relié à l'élément de matrice de l'hamiltonien d'interaction entre les états initial et final. Ce paragraphe consiste dans un premier temps à exprimer de manière générale le hamiltonien d'interaction atome-rayonnement.

Le hamiltonien d'une particule de vecteur position \vec{r} , de charge q et de masse m placée dans un champ électromagnétique est :

$$H = \frac{[\mathbf{p} - \frac{q}{c}\mathbf{A}(\vec{r}, t)]^2}{2m} + q\phi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t)$$

où \mathbf{p} est l'opérateur quantité de mouvement, $\mathbf{A}(\vec{r}, t)$ est l'opérateur potentiel vecteur du champ électromagnétique, $\phi(\vec{r}, t)$ le potentiel scalaire du champ électromagnétique et $V(\vec{r}, t)$ le potentiel provenant du reste du système (interaction coulombienne par exemple...).

Remarque

Le terme d'interaction $\vec{S} \cdot \vec{B}$ du spin avec le champ magnétique n'est pas mentionné ici car il s'insère dans le couplage atome-rayonnement sans changer le diagramme de rayonnement.

On peut donc mettre H sous la forme $H_0 + H_{int}$ où H_0 est le hamiltonien de la particule en l'absence de champ électromagnétique et H_{int} est le hamiltonien d'interaction atome-rayonnement.

$$H_{int} = -\frac{q}{2mc}(\mathbf{p}\mathbf{A}(\vec{r}, t) + \mathbf{A}\mathbf{p}(\vec{r}, t)) + \frac{q^2}{2mc^2}\mathbf{A}^2(\vec{r}, t) + e\phi(\vec{r}, t) \quad (\text{B.3})$$

On choisit de se placer en jauge transverse, on a alors $\mathbf{p}\mathbf{A} = \mathbf{A}\mathbf{p}$ et $\phi = 0$.

Nous allons traiter l'atome d'hélium comme un atome à un seul électron, le deuxième électron restant toujours dans le niveau fondamental. Dans le cas contraire d'un atome à plusieurs électrons, il aurait fallu sommer sur tous les électrons. Afin d'alléger les notations, on introduit un opérateur analogue à une densité de courant produit par l'électron excité ayant un vecteur position \vec{r}_0 :

$$\vec{j}(\vec{r}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathbf{p}}{m}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\frac{\mathbf{p}}{m}\right)$$

Cet opérateur n'est pas l'opérateur densité de courant car \mathbf{p}/m n'est pas la vitesse de la particule. Dans l'équation (B.3), on peut négliger les termes en \mathbf{A}^2 devant le terme $\mathbf{p}\mathbf{A}(\vec{r}, t) + \mathbf{A}\mathbf{p}(\vec{r}, t)$ car les champs électromagnétiques mis en jeu sont faibles. On a alors

$$\begin{aligned} H_{int} &= -\frac{q}{2mc}(\mathbf{p}\mathbf{A}(\vec{r}_i, t) + \mathbf{A}\mathbf{p}(\vec{r}_i, t)) \\ &= -\int \frac{q}{c}\vec{j}(\vec{r})\mathbf{A}(\vec{r}, t)d^3\vec{r} \end{aligned}$$

Le champ électromagnétique est quantifié, on peut décomposer $\mathbf{A}(\vec{r}, t)$ en ondes planes de vecteur d'onde \vec{k} et de polarisation $\vec{\lambda}$. On obtient :

$$\mathbf{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}\vec{\lambda}} [A_{\vec{k}\vec{\lambda}}\vec{\lambda}\frac{e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}}{\sqrt{V}} + A_{\vec{k}\vec{\lambda}}^+\vec{\lambda}^*\frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}+i\omega t}}{\sqrt{V}}] \quad (\text{B.4})$$

avec les mêmes notations que celles de la partie B.1.

L'opérateur annihilation $A_{\vec{k}\vec{\lambda}}$ réduit le nombre de photons dans le mode $(\vec{k}, \vec{\lambda})$ de 1. De même $A_{\vec{k}\vec{\lambda}}^+$, l'opérateur création, augmente le nombre de photons dans le mode $(\vec{k}, \vec{\lambda})$ de 1.

Il faut sommer la décomposition en ondes planes sur tous les vecteurs d'onde \vec{k} possibles et sur toutes les polarisations $\vec{\lambda}$ possibles. On aura par la suite recours à une base de polarisation. On reporte l'équation (B.4) dans l'expression du hamiltonien :

$$\begin{aligned} H_{int} &= -\frac{e}{c}\sum_{\vec{k}\vec{\lambda}} [A_{\vec{k}\vec{\lambda}}\int \vec{j}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}d^3\vec{r}\vec{\lambda}\frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{V}} + A_{\vec{k}\vec{\lambda}}^+\int \vec{j}(\vec{r})e^{-i\vec{k}\vec{r}}\vec{\lambda}^*\frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{V}}] \\ &= -\frac{e}{c}\sum_{\vec{k}\vec{\lambda}} [A_{\vec{k}\vec{\lambda}}\vec{j}_{-\vec{k}}\vec{\lambda}\frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{V}} + A_{\vec{k}\vec{\lambda}}^+\vec{j}_{\vec{k}}\vec{\lambda}^*\frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{V}}] \end{aligned}$$

avec $\vec{j}_{\vec{k}} = \int \vec{j}(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}$ la k -ième composante de Fourier de $\vec{j}(\vec{r})$.

B.2.2 Expression de l'élément de matrice du hamiltonien d'interaction

Nous souhaitons connaître le terme de couplage responsable du passage d'une particule d'un état f vers un état d'énergie plus élevée e avec absorption d'un photon de vecteur d'onde \vec{k}' et de polarisation $\vec{\lambda}'$ est :

$$\begin{aligned} \langle e; \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} - 1, \dots | H_{int} | f; \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots \rangle &= -\frac{q}{c} \left(\sum_{\vec{k}\vec{\lambda}} \frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{V}} \langle e | \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} | f \rangle \langle \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} - 1, \dots | A_{\vec{k}\vec{\lambda}} | \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots \rangle \right. \\ &+ \left. \frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{V}} \langle e | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | f \rangle \langle \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} - 1, \dots | A_{\vec{k}\vec{\lambda}}^+ | \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots \rangle \right) \\ &= -\frac{q}{c} \frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{V}} \langle e | \vec{j}_{-\vec{k}'} \vec{\lambda}' | f \rangle \sqrt{N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \end{aligned}$$

De la même manière, on peut exprimer le terme de couplage responsable du passage d'un niveau e de la particule vers un niveau f d'énergie inférieure avec émission d'un photon dans le mode $(\vec{k}', \vec{\lambda}')$:

$$\langle f; \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} + 1, \dots | H_{int} | e; \dots, N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots \rangle = -\frac{q}{c} \frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{V}} \langle f | \vec{j}_{\vec{k}'} \vec{\lambda}'^* | e \rangle \sqrt{N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} + 1} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \quad (\text{B.5})$$

On constate que le terme de couplage pour l'absorption ou l'émission entre deux niveaux avec absorption ou émission d'un photon dans le même mode est identique en module.

Le cas de l'émission spontanée est le même que le cas de l'émission mais avec $N_{\vec{k}'\vec{\lambda}'} = 0$: il s'agit de l'interaction avec le vide qui n'a aucun photons dans aucun mode. Donc le terme de couplage est :

$$\langle f; \dots, 1_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots | H_{int} | e; \dots, 0_{\vec{k}'\vec{\lambda}'}, \dots \rangle = -\frac{q}{c} \frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{V}} \langle f | \vec{j}_{\vec{k}'} \vec{\lambda}'^* | e \rangle \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}}$$

B.3 Expression du terme de couplage $\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle$

La connaissance de ce terme de couplage va nous permettre ensuite de connaître le diagramme d'émission pour la transition $e \rightarrow f$. D'un point de vue des manipulations mathématiques, il va être plus commode de calculer $\langle e | \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} | f \rangle$ puis de prendre son conjugué, suivant les cas, pour obtenir $\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle$. On rappelle que :

$$\vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} = \int \vec{j}(\vec{r}) \vec{\lambda} e^{i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}$$

Usuellement, dans l'approximation des grandes longueurs d'ondes qui consiste à dire que les longueurs d'ondes émises sont grandes devant la taille des atomes, on développe $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ en $1 + i\vec{k}\vec{r} + \dots$. Le premier terme conduit au terme dipolaire électrique car il se met sous une forme analogue à l'interaction entre un dipôle électrique et un champ électrique, de même le deuxième s'apparente au terme quadrupolaire électrique plus dipolaire magnétique. Cette méthode devient moins pratique lorsque l'on souhaite par exemple atteindre le terme quadrupolaire magnétique. On préfère donc garder toute la généralité en décomposant $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ en harmoniques sphériques $Y_{\ell m}$:

$$\vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} = 4\pi \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} i^{\ell} Y_{\ell m}^*(\Omega_k) \int Y_{\ell m}(\Omega_r) j_{\ell}(kr) \vec{j}(\vec{r}) \vec{\lambda} d^3r$$

avec $j_{\ell}(kr)$ fonction de Bessel sphérique de première espèce et d'ordre ℓ , Ω_k l'angle solide repérant la direction du vecteur \vec{k} et Ω_r l'angle solide repérant le vecteur \vec{r} . On définit un système orthonormé d'axes cartésien $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ dans lequel \vec{z} est choisi comme axe de quantification. Il est utile de définir une nouvelle base orthonormée $(\vec{\epsilon}_{\sigma+}, \vec{\epsilon}_{\sigma-}, \vec{\epsilon}_{\pi})$ vérifiant :

$$\begin{aligned} \vec{\epsilon}_{\sigma+} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{x} + i\vec{y}) \\ \vec{\epsilon}_{\sigma-} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{x} - i\vec{y}) \\ \vec{\epsilon}_{\pi} &= \vec{z} \end{aligned}$$

et qui est connue comme étant la base de décomposition de la polarisation en polarisations circulaire droite, circulaire gauche et linéaire par rapport à un axe (ici \vec{z}). On exprime $\vec{j}(\vec{r}) \vec{\lambda}$ par les coordonnées $j_q(\vec{r})$ et λ_q de $\vec{j}(\vec{r})$ et $\vec{\lambda}$ dans la base $(\vec{\epsilon}_{\sigma+}, \vec{\epsilon}_{\sigma-}, \vec{\epsilon}_{\pi})$

$$\vec{j}(\vec{r}) \vec{\lambda} = \sum_{q=-1;0;1} \lambda_q^* j_q(\vec{r})$$

$q = 0$ correspond à la composante suivant $\vec{\epsilon}_{\pi}$, $q = +1$ celle suivant $\vec{\epsilon}_{\sigma+}$, $q = -1$ celle suivant $\vec{\epsilon}_{\sigma-}$. Avec les notations précédentes, on a :

$$\vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} = 4\pi \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{q=-1;0;1} i^{\ell} Y_{\ell m}^*(\Omega_k) \lambda_q^* \times \int Y_{\ell m}(\Omega_r) j_{\ell}(kr) j_q(\vec{r}) d^3r \quad (\text{B.6})$$

Les propriétés d'orthogonalité des coefficients de Clebsch-Gordan nous donnent :

$$\sum_{\ell' m'} \langle 1\ell q m | 1\ell' m' \rangle \langle 1\ell q'' m'' | 1\ell' m' \rangle = \delta_{qq''} \delta_{mm''}$$

On réécrit l'équation (B.6) en introduisant la relation ci-dessus et les notations $\Phi_{m'}^{\ell}(\ell)$ et $\mathcal{J}_{m'}^{\ell}(\ell)$:

$$\begin{aligned} \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} &= \sum_{\ell\ell' m'} 4\pi i^{\ell} \left(\sum_{qm} Y_{\ell m}^*(\Omega_k) \lambda_q^* \langle 1\ell q m | 1\ell' m' \rangle \right) \times \left(\sum_{q'' m''} \int Y_{\ell m''}(\Omega_r) j_{\ell}(kr) j_{q''}(\vec{r}) \langle 1\ell q'' m'' | 1\ell' m' \rangle d^3r \right) \\ &= \sum_{\ell\ell' m'} 4\pi i^{\ell} \Phi_{m'}^{\ell}(\ell) \times \mathcal{J}_{m'}^{\ell}(\ell) \end{aligned}$$

Le terme de couplage est :

$$\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle^* = \langle e | \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} | f \rangle = \sum_{\ell \ell' m'} 4\pi i^\ell \Phi_{m'}^{\ell'}(\ell) \cdot \langle f | \mathcal{J}_{m'}^{\ell'}(\ell) | e \rangle$$

Détaillons les états de la matière : un atome dans l'état i signifie en fait un atome dans l'état n_i, j_i, m_i avec n nombre quantique principal, j moment cinétique total, et m sa projection suivant l'axe de quantification \vec{z} . Le théorème de Wigner-Eckart nous permet d'écrire :

$$\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle^* = \langle e | \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} | f \rangle = \sum_{\ell \ell' m'} 4\pi i^\ell \Phi_{m'}^{\ell'}(\ell) \cdot \langle n_e j_e || \mathcal{J}^{\ell'}(\ell) || n_f j_f \rangle \frac{\langle \ell' j_f m' m_f | \ell' j_f j_e m_e \rangle}{\sqrt{2j_e + 1}} \quad (\text{B.7})$$

avec $\langle n_e j_e || \mathcal{J}^{\ell'}(\ell) || n_f j_f \rangle$ l'élément de matrice réduit de $\mathcal{J}_{m'}^{\ell'}(\ell)$. Ce nombre, qui est un scalaire, ne dépend pas des sous-niveaux magnétiques considérés mais que des nombres quantiques principaux et des moments cinétiques. Nous ne détaillerons pas explicitement par la suite ce terme scalaire qui ne modifie pas le diagramme de rayonnement et que l'on peut factoriser pour une transition donnée. On remarque de plus que les coefficients de Clebsch-Gordan impliquent que $m' = m_e - m_f$.

En observant l'équation (B.7) on constate que la dépendance angulaire du terme de couplage est donné par $\Phi_{m'}^{\ell'}(\ell)$. Les coefficients de Clebsch Gordan imposent que, à ℓ' fixé, les seules valeurs de ℓ autorisées sont $\ell = \ell'$ ou $\ell = \ell' \pm 1$. Suivant les valeurs de ℓ et ℓ' , on classe le terme de couplage en composantes multipolaires électriques et magnétiques :

- $\ell = \ell'$ donnent les termes $2^{\ell'}$ -aires magnétiques ($\ell' = 1$ pour le dipôle, $\ell' = 2$ pour le quadrupôle ...)
- $\ell = \ell' - 1$ donnent les termes $2^{\ell'}$ -aires électriques

Le photon se comporte comme une particule de moment cinétique ℓ' .

Nous avons exprimé le terme de couplage atome-rayonnement dans un cas quelconque, nous pouvons donc maintenant calculer le diagramme de rayonnement d'un atome quelconque se désexcitant par une transition multipolaire.

Dans les prochains chapitres, nous appliquons les calculs effectués à des cas concrets ;

B.4 Diagramme de rayonnement dans deux cas particuliers d'une émission spontanée simple

Nous allons exprimer les diagrammes de rayonnement dans deux cas particuliers : le cas de la transition dipolaire électrique et le cas de la transition quadrupolaire magnétique dans le cas simple où l'atome se désexcite spontanément d'un niveau e vers un niveau f sans savoir ce qui l'a amené dans l'état excité. Nous allons utiliser l'équation (B.7) en ne prenant que les termes vérifiant $\ell' = 1$ et $\ell = 0$ pour la transition dipolaire électrique. De même, pour la transition quadrupolaire magnétique, nous ne retiendrons que les termes tels que $\ell = \ell' = 2$. Dans chacun des cas, il ne reste pour l'expression de $\langle f | H_{int} | e \rangle$ donnée par l'équation (B.7) que des sommations sur les différents m' possibles.

B.4.1 Description de la base de polarisation d'ondes planes

L'équation (B.7) donne des informations sur la probabilité de transition avec émission d'un photon avec un vecteur d'onde donné et une polarisation fixée. Si l'on veut connaître le diagramme de rayonnement, nous devons sommer les probabilités de transition pour toutes les polarisations possibles. Il suffit en fait de connaître les probabilités de transitions pour deux polarisations orthogonales et orthogonales à \vec{k} et de les sommer ensuite. On rappelle qu'en jauge transverse, la polarisation est dans un plan perpendiculaire au vecteur d'onde. Étant donné un vecteur d'onde \vec{k} repéré par les angles (θ, φ) , on définit dans un plan perpendiculaire une base de polarisation $(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2)$ telle que $(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2, \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|})$ forme un trièdre orthonormé direct. Il est commode de choisir l'un des deux vecteurs dans le plan formé par (\vec{k}, \vec{z}) . On choisit donc

$$(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2) = \begin{pmatrix} -\cos\theta \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\cos\theta \sin\varphi & -\cos\varphi \\ \sin\theta & 0 \end{pmatrix}$$

Cette base est représentée sur la figure B.1. On peut à présent la décomposer dans la

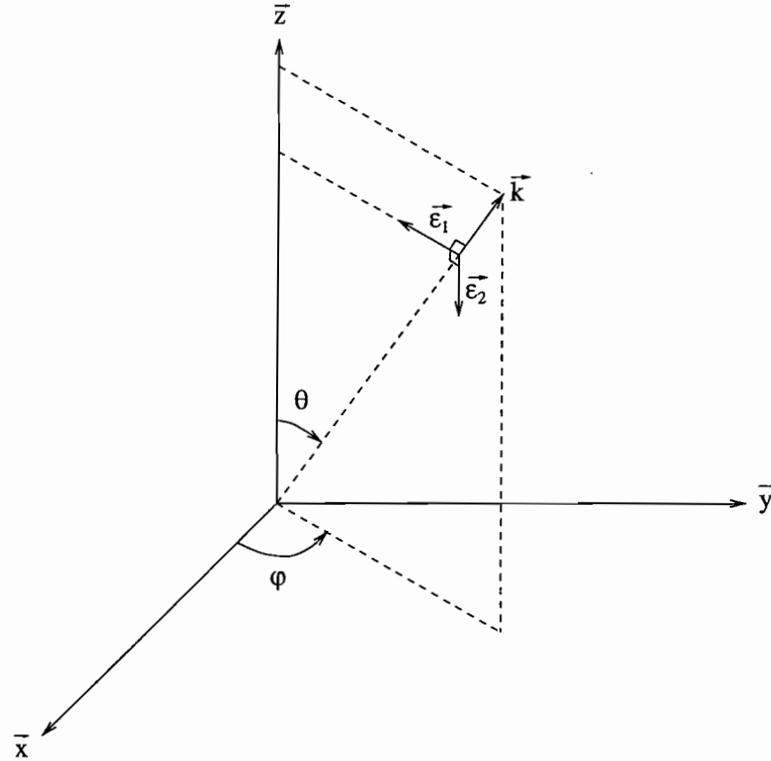


FIG. B.1: Description de la base de polarisation $(\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2)$ pour un vecteur d'onde \vec{k} donné.

base $(\vec{\varepsilon}_{\sigma+}, \vec{\varepsilon}_{\sigma-}, \vec{\varepsilon}_{\pi})$ afin d'obtenir les composantes λ_q utiles pour calculer $\Phi_{m'}^{\ell'}(\ell)$. Afin de préciser si ce sont les composantes de $\vec{\varepsilon}_1$ ou $\vec{\varepsilon}_2$, nous écrirons respectivement $(\lambda_{q1})_{q=-1;0;1}$

et $(\lambda_{q2})_{q=-1;0;1}$. On obtient :

$$\begin{aligned}\lambda_{01} &= \sin \theta \\ \lambda_{-11} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta e^{-i\varphi} \\ \lambda_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta e^{i\varphi} \\ \lambda_{02} &= 0 \\ \lambda_{-12} &= \frac{i}{\sqrt{2}} e^{-i\varphi} \\ \lambda_{12} &= \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i\varphi}\end{aligned}$$

B.4.2 Cas particulier d'une transition dipolaire électrique

Dans le cas d'une transition dipolaire électrique, on a $\ell' = 1$ et $\ell = 0$. On s'intéresse donc aux termes du type

$$\Phi_{m'}^1(0) = \sum_{q\tilde{m}} Y_{0m}^*(\Omega_k) \lambda_{qi}^* \langle 10q\tilde{m} | 101m' \rangle \quad (\text{B.8})$$

pour la polarisation $\vec{\varepsilon}_i$. Les règles de sélection sur les coefficients de Clebsch-Gordan impliquent que les seuls termes non nuls sont tels que : $m = 0$, $q = -1; 0; 1$, et $m' = q$. De plus comme $\langle 10q0 | 101m' = q \rangle = 1$, on peut réécrire (B.8) :

$$\begin{aligned}\Phi_{m'}^1(0) &= Y_{00}^*(\Omega_k) \lambda_{m'i}^* \\ &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \lambda_{m'i}^*\end{aligned}$$

Le terme de couplage vaut alors

$$\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle = \langle e | \vec{j}_{-\vec{k}} \vec{\lambda} | f \rangle^* = \left(\sqrt{4\pi} \lambda_{(m_e - m_f)i}^* \times \langle n_e j_e || \mathcal{J}^1(0) || n_f j_f \rangle \frac{\langle 1j_f(m_e - m_f)m_f | 1j_f j_e m_e \rangle}{\sqrt{2j_e + 1}} \right)^*$$

La somme sur m' a disparu puisque les coefficients de Clebsch-Gordan imposent la valeur de m' . Nous devons ensuite sommer $|\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_1^2$ et $|\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_2^2$ qui sont les modules des termes de couplage au carré pour les polarisations $\vec{\varepsilon}_1$ et $\vec{\varepsilon}_2$. Il existe trois types de diagrammes suivant la valeur de $\Delta m = m_e - m_f$ qui vaut -1, 0 ou +1.

$$\begin{aligned}\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) &\propto |\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_1^2 + |\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_2^2 \\ &\propto |\langle n_e j_e || \mathcal{J}^1(0) || n_f j_f \rangle|^2 \frac{|\langle 1j_f \Delta m m_f | 1j_f j_e m_e \rangle|^2}{2j_e + 1} \\ &\quad \times (\lambda_{\Delta m 1} \lambda_{\Delta m 1}^* + \lambda_{\Delta m 2} \lambda_{\Delta m 2}^*)\end{aligned}$$

En reportant les valeurs des composantes des vecteurs de polarisation, on a :

$$\begin{aligned}\Delta m = 0 : & \quad \lambda_{01} \lambda_{01}^* + \lambda_{02} \lambda_{02}^* = \sin^2 \theta \\ \Delta m = 1 : & \quad \lambda_{11} \lambda_{11}^* + \lambda_{12} \lambda_{12}^* = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta) \\ \Delta m = -1 : & \quad \lambda_{-11} \lambda_{-11}^* + \lambda_{-12} \lambda_{-12}^* = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta)\end{aligned}$$

On normalise les diagrammes de rayonnement par leur intégrale sur 4π stéradians et on obtient ainsi les diagrammes de rayonnement bien connus d'un dipôle électrique :

$$\begin{aligned} \Delta m = 0 : \mathcal{D}_0 &= \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \\ \Delta m = \pm 1 : \mathcal{D}_1 &= \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \end{aligned}$$

Les diagrammes sont illustrés sur la figure B.2.

B.4.3 Cas particulier d'une transition quadrupolaire magnétique

Dans le cas d'une transition quadrupolaire magnétique, on a $\ell' = \ell = 2$. On s'intéresse donc aux termes du type

$$\Phi_{m'}^2(2) = \sum_{qm} Y_{2m}^*(\Omega_k) \lambda_{qi}^* \langle 12qm | 122m' \rangle \quad (\text{B.9})$$

pour la polarisation $\vec{\varepsilon}_i$. Les règles de sélection sur les coefficients de Clebsch-Gordan impliquent que les seules valeurs possibles pour m' sont $-2, -1, 0, 1, 2$. Dans le tableau B.1, nous étudions les différentes valeurs de $\langle 12qm | 122m' \rangle$ possibles pour les différentes valeurs de m' .

$m' = -2$	$\langle 12qm 122 - 2 \rangle$	$(q, m) = (0, -2) \Rightarrow \sqrt{\frac{2}{3}}$
		$(q, m) = (-1, -1) \Rightarrow -\sqrt{\frac{1}{3}}$
$m' = -1$	$\langle 12qm 122 - 1 \rangle$	$(q, m) = (1, -2) \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}}$
		$(q, m) = (0, -1) \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{6}}$
		$(q, m) = (-1, 0) \Rightarrow -\sqrt{\frac{1}{2}}$
$m' = 0$	$\langle 12qm 1220 \rangle$	$(q, m) = (1, -1) \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}}$
		$(q, m) = (0, 0) \Rightarrow 0$
		$(q, m) = (-1, 1) \Rightarrow -\sqrt{\frac{1}{2}}$
$m' = 1$	$\langle 12qm 1221 \rangle$	$(q, m) = (1, 0) \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}}$
		$(q, m) = (0, 1) \Rightarrow -\sqrt{\frac{1}{6}}$
		$(q, m) = (-1, 2) \Rightarrow -\sqrt{\frac{1}{3}}$
$m' = 2$	$\langle 12qm 1222 \rangle$	$(q, m) = (1, 1) \Rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}}$
		$(q, m) = (0, 2) \Rightarrow -\sqrt{\frac{2}{3}}$

TAB. B.1: Coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans le diagramme de rayonnement d'une transition quadrupolaire magnétique

Suivant les différentes valeurs de m' , on peut donc réécrire (B.9) pour une polarisation

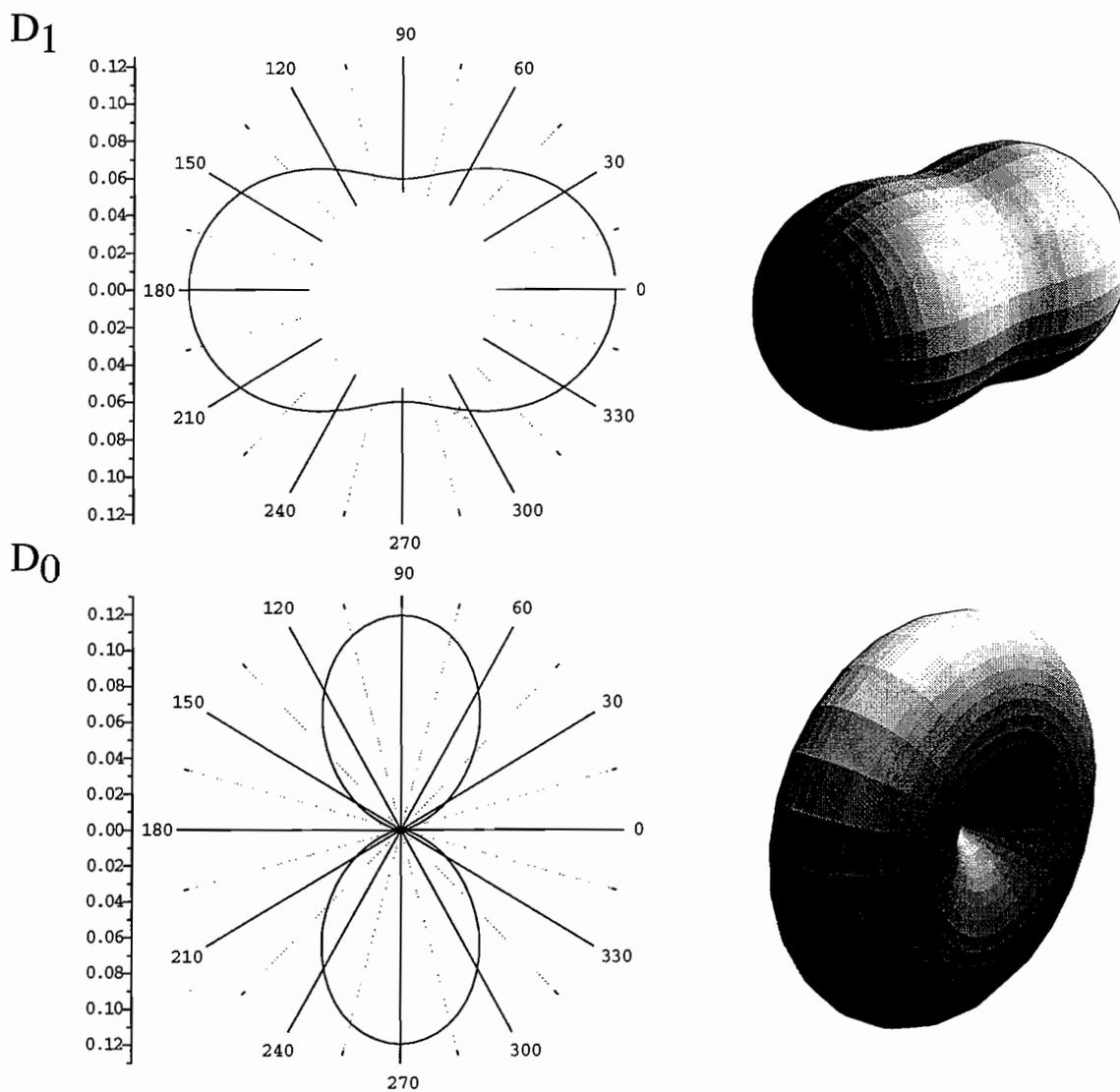


FIG. B.2: Diagrammes de rayonnement pour une transition dipolaire électrique simple en fonction de l'écart Δm des nombres quantiques m entre les niveaux magnétiques connectés. La figure du haut représente le diagramme de rayonnement \mathcal{D}_0 pour $\Delta m = 0$ et celle du bas \mathcal{D}_1 pour $\Delta m = \pm 1$. L'axe de quantification \vec{z} est horizontal et les diagrammes sont invariants par rotation autour de cet axe.

$\vec{\varepsilon}_i$:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{-2}^2(2) &= \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{2-2}^* \lambda_{0i}^* - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{2-1}^* \lambda_{-1i}^* \\
 \Phi_{-1}^2(2) &= \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{2-2}^* \lambda_{1i}^* + \sqrt{\frac{1}{6}} Y_{2-1}^* \lambda_{0i}^* - \sqrt{\frac{1}{2}} Y_{20}^* \lambda_{-1i}^* \\
 \Phi_0^2(2) &= \sqrt{\frac{1}{2}} Y_{2-1}^* \lambda_{1i}^* - \sqrt{\frac{1}{2}} Y_{21}^* \lambda_{-1i}^* \\
 \Phi_1^2(2) &= \sqrt{\frac{1}{2}} Y_{20}^* \lambda_{1i}^* - \sqrt{\frac{1}{6}} Y_{21}^* \lambda_{0i}^* - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{22}^* \lambda_{-1i}^* \\
 \Phi_2^2(2) &= \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{21}^* \lambda_{1i}^* - \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{22}^* \lambda_{0i}^*
 \end{aligned}$$

On rappelle les valeurs des harmoniques sphériques qui nous intéressent :

$$\begin{aligned}
 Y_{20} &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \\
 Y_{2\pm 1} &= \mp \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\varphi} \\
 Y_{2\pm 2} &= \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\varphi}
 \end{aligned}$$

Pour une transition donnée, la valeur de m' est $\Delta m = m_e - m_f$ et les coefficients de Clebsch-Gordan ne sont non nuls que pour $\Delta m = -2, -1, 0, 1, 2$. De la même manière que pour la transition dipolaire électrique, on somme $|\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_1^2$ et $|\langle f | \vec{j}_{\vec{k}} \vec{\lambda}^* | e \rangle|_2^2$ qui sont les modules des termes de couplage au carré pour les polarisations $\vec{\varepsilon}_1$ et $\vec{\varepsilon}_2$. Nous obtenons trois types de diagrammes $\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi)$ suivant la valeur de Δm qui valent après normalisation par leur intégrale sur tout l'espace

$$\begin{aligned}
 \Delta m = \pm 2 : \quad \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) &\propto |\Phi_{\pm 2}^2(2)_{\vec{\varepsilon}_1}|^2 + |\Phi_{\pm 2}^2(2)_{\vec{\varepsilon}_2}|^2 \Rightarrow \mathcal{Q}_2 = \frac{5}{16\pi} (1 - \cos^4 \theta) \\
 \Delta m = \pm 1 : \quad \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) &\propto |\Phi_{\pm 1}^2(2)_{\vec{\varepsilon}_1}|^2 + |\Phi_{\pm 1}^2(2)_{\vec{\varepsilon}_2}|^2 \Rightarrow \mathcal{Q}_1 = \frac{5}{16\pi} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) \\
 \Delta m = \pm 0 : \quad \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) &\propto |\Phi_0^2(2)_{\vec{\varepsilon}_1}|^2 + |\Phi_0^2(2)_{\vec{\varepsilon}_2}|^2 \Rightarrow \mathcal{Q}_0 = \frac{15}{8\pi} \sin^2 \theta \cos^2 \theta
 \end{aligned}$$

Ces diagrammes sont représentés sur la figure B.3

B.5 Diagramme de rayonnement dans deux cas particuliers d'atomes ayant été excités au préalable par un laser

Nous allons à présent considérer le cas d'un atome porté dans un état excité par un laser et qui se désexcite ensuite vers un troisième niveau par émission spontanée. Nous considérerons comme exemple deux transitions de l'hélium : $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ et $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$ pour lesquelles nous devons connaître le diagramme de rayonnement pour les expériences du chapitre 6. L'excitation du niveau métastable vers le niveau 2^3P_1 ou 2^3P_2 est dipolaire électrique. La désexcitation spontanée vers le niveau fondamental 1^1S_0 est de nature dipolaire électrique (même si elle est interdite) dans le cas $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$ et de nature quadrupolaire magnétique dans le cas $2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$. La complication par rapport à la partie précédente provient du fait que le niveau intermédiaire 2^3P_1 ou 2^3P_2 est dégénéré du fait de l'existence des sous-niveaux magnétiques. Si la polarisation du laser excite un sous-niveau magnétique du niveau 2^3S_1 à plusieurs sous-niveaux magnétiques

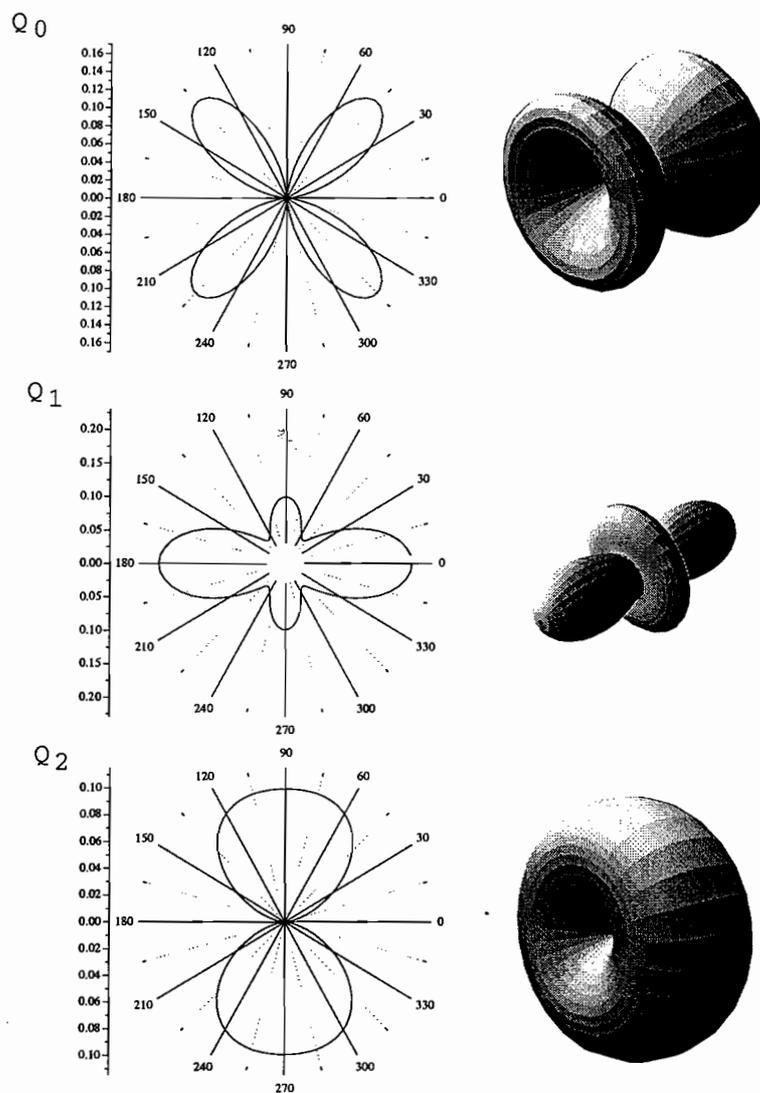


FIG. B.3: Diagrammes de rayonnement pour une transition quadrupolaire magnétique simple en fonction de l'écart Δm des nombres quantiques m entre les sous-niveaux magnétiques connectés. La figure du haut représente le diagramme de rayonnement Q_0 pour $\Delta m = 0$, celle du milieu Q_1 pour $\Delta m = \pm 1$, celle du bas Q_2 pour $\Delta m = \pm 2$. L'axe de quantification \vec{z} est horizontal et les diagrammes sont invariants par rotation autour de cet axe.

du niveau intermédiaire, nous obtenons des interférences provenant des différents termes de couplage. Nous allons étudier pour chacune des transitions concernées le diagramme attendu expérimentalement.

B.5.1 Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2 \leftrightarrow 1^1S_0$

B.5.1.1 Excitation des atomes dans l'état 2^3S_1 vers l'état 2^3P_2 avec un laser polarisé circulairement

Ce cas est simple. Compte tenu de la polarisation du laser $\vec{\varepsilon}_{\sigma+}$, il est naturel de choisir comme axe de quantification l'axe de propagation du laser noté \vec{z} . On peut considérer que tous les atomes sont pompés dans le sous-niveau $|m_z = +1\rangle$ du niveau 2^3S_1 . La puissance rayonnée dans un angle solide $d\Omega$ de direction (θ, φ) par un atome est

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_1, \theta, \varphi) + \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_2, \theta, \varphi) \right)$$

avec d'après l'équation (B.1.2) pour une polarisation $\vec{\varepsilon}_i$ avec $i = 1; 2$

$$\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_i, \theta, \varphi) \propto \frac{2\pi k c |\langle 1^1S_0; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 1_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots | H_{\text{atome-vide}} | 2^3P_2, m = +2; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots \rangle \times \langle 2^3P_2, m = +2; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots | H_{\text{atome-laser}} | 2^3S_1, m = +1; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L}, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots \rangle |^2}{E_{2^3S_1} - E_{2^3P_2} + \hbar k_{LC}}$$

Remarque

La somme a disparu puisque le laser ne peut connecter le sous-niveau $|m_z = +1\rangle$ de 2^3S_1 qu'au sous niveau $|m_z = +2\rangle$ de 2^3P_2 .

Le second terme de l'équation précédente n'étant pas lié à $\vec{\varepsilon}_i, \theta, \varphi$, le diagramme de rayonnement est du type Q_2 pur

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \frac{5}{16\pi} (1 - \cos^4 \theta)$$

avec $dP/d\Omega$ étant ici la puissance rayonnée par angle solide normalisée par la puissance totale rayonnée.

B.5.1.2 Excitation des atomes dans l'état 2^3S_1 vers l'état 2^3P_2 avec un laser polarisé linéairement

Ce cas est un peu plus complexe que le précédent. On choisit cette fois la direction de polarisation comme axe de quantification. Soient π_-, π_0, π_+ ⁶ les populations des trois

6. Ces notations sont définies par rapport à la projection du moment cinétique total sur l'axe de quantification.

sous niveaux magnétiques de 2^3S_1 , la puissance rayonnée dans un angle solide $d\Omega$ pointant dans la direction (θ, φ) est égale à

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \pi_- \times \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = -1) + \pi_0 \times \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = 0) + \pi_+ \times \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = +1)$$

avec

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e) = \frac{1}{2} \left(\frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_1, \theta, \varphi, m_e) + \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_2, \theta, \varphi, m_e) \right)$$

avec les notations précédentes pour $\vec{\varepsilon}_i$. Comme l'excitation laser est dipolaire électrique, on a

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega}(\vec{\varepsilon}_i, \theta, \varphi, m_e) \propto & \frac{2\pi k c}{E_{2^3S_1} - E_{2^3P_2} + \hbar k_L c} \left| \langle 1^1S_0; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 1_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots | H_{\text{atome-vide}} | 2^3P_2, m_e; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots \rangle \times \right. \\ & \left. \langle 2^3P_2, m_e; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots | H_{\text{atome-laser}} | 2^3S_1, m_e; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\varepsilon}_L}, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\varepsilon}_i}, \dots \rangle \right|^2 \\ & \frac{2\pi k c}{E_{2^3S_1} - E_{2^3P_2} + \hbar k_L c} \left| \langle n_e, j_e || \mathcal{J}^1(0) || n_f, j_f \rangle \frac{\langle 1j_f 0 m_e | 1j_f j_e m_e \rangle}{\sqrt{2j_e + 1}} \right|^2 \end{aligned}$$

Finalement, on aboutit à

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = -1) &= \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = +1) \propto \frac{1}{2} \mathcal{Q}_1 \\ \frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi, m_e = 0) &\propto \frac{2}{3} \mathcal{Q}_0 \end{aligned}$$

et

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \varphi) \propto (\pi_- + \pi_+) \times \frac{1}{2} \mathcal{Q}_1 + \pi_0 \times \frac{2}{3} \mathcal{Q}_0$$

On peut alors appliquer ces calculs aux cas

- d'une population dans l'état 2^3S_1 équirépartie, c'est-à-dire que les atomes ne sont pas pompés, le diagramme de rayonnement est alors de la forme $(3\mathcal{Q}_1 + 2\mathcal{Q}_0)/5 = \frac{3}{8\pi}(1 + \cos^2(\theta))$,
- ou au cas d'atomes pompés par le laser linéaire, ce qui nous conduit à un diagramme de rayonnement de la forme $(2\mathcal{Q}_1 + 3\mathcal{Q}_0)/5 = \frac{2}{8\pi}(1 + 6\cos^2(\theta) - 5\cos^4(\theta))$.

B.5.2 Cas de la transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1 \leftrightarrow 1^1S_0$

On s'intéresse au diagramme de rayonnement d'atomes excités de l'état 2^3S_1 vers 2^3P_1 par un laser polarisé linéairement puis se désexcitant vers 1^1S_0 par la transition interdite de nature dipolaire électrique rendue autorisée. Nous allons voir que ce cas est un peu plus compliqué que les précédents car nous allons voir apparaître des termes d'interférences entre les diagrammes de rayonnement.

Les directions de l'espace sont repérées par le trièdre orthonormé $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ avec les mêmes conventions que celles du chapitre 6. Le vecteur \vec{x} repère la direction du jet atomique, \vec{y} l'axe vertical. Le laser exciteur a un vecteur d'onde dirigé suivant \vec{z} , sa polarisation est linéaire parallèle à \vec{x} . Les atomes sont pompés dans l'état noir $|m_x = 0\rangle =$

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|m_z = -1\rangle - |m_z = +1\rangle)$ qui est couplé à l'état $|m_y = 0\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(|m_z = -1\rangle + |m_z = +1\rangle)$ en présence d'un champ magnétique dirigé suivant \vec{z} (voir 6.2.2.3). Le système est donc équivalent à un ensemble d'atomes dans l'état $|m_y = 0\rangle$ de 2^3S_1 excités par un laser de polarisé suivant \vec{x} .

L'axe de quantification peut être choisi par exemple suivant \vec{x} mais dans la base naturelle associée, l'état fondamental est une superposition de plusieurs sous-niveaux Zeeman. Il est plus simple de choisir l'axe de quantification suivant \vec{y} pour lequel l'état $|m_y = 0\rangle$ s'écrit simplement dans la base $(|m_y = -1\rangle, |m_y = 0\rangle, |m_y = +1\rangle)$. Dans la base de polarisation associée, le vecteur polarisation du laser s'écrit $\lambda_L = \vec{x} = \frac{i}{\sqrt{2}}(\vec{\epsilon}_{\sigma^+} + \vec{\epsilon}_{\sigma^-})$.

Afin de calculer l'allure du diagramme de rayonnement, nous devons pour chaque vecteur $\vec{\epsilon}_i$ avec $i = 1, 2$ déterminer $\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\epsilon}_i, \theta, \varphi)$ le taux de transition d'un atome dans l'état $|m_y = 0\rangle$ de 2^3S_1 vers le niveau fondamental 1^1S_0 avec émission d'un photon de polarisation $\vec{\epsilon}_i$ et donc le vecteur d'onde pointe dans un angle solide $d\Omega$ repéré par la direction (θ, φ) . D'après les résultats des parties B.1.2 et B.2.2, avec les mêmes notations,

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\epsilon}_i, \theta, \varphi) \propto & \left| \sum_m \langle f; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\lambda}_L} - 1, \dots, 1_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}, \dots | H_{int} | e; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\lambda}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}, \dots \rangle \right. \\ & \left. \langle e, m; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\lambda}_L} - 1, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}, \dots | H_{int} | i; \dots, N_{\vec{k}_L \vec{\lambda}_L}, \dots, 0_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}, \dots \rangle \right|^2 \\ & \left| \sum_{m_y = -1, 0, 1} \langle 1^1S_0 | j_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}^* | 2^3P_1, m_y \rangle \times \langle 2^3P_1, m_y | j_{-\vec{k}_L \vec{\lambda}_L} | 2^3S_1, m_y = 0 \rangle \right|^2 \end{aligned}$$

le vecteur polarisation du laser étant noté λ_L et k_L son vecteur d'onde.

Le terme d'interaction avec le laser s'écrit de manière générale

$$\langle 2^3P_1, m_y | j_{-\vec{k}_L \vec{\lambda}_L} | 2^3S_1, m_y = 0 \rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} (\langle 2^3P_1, m_y | j_{-\vec{k}_L} \vec{\epsilon}_{\sigma^+} | 2^3S_1, m_y = 0 \rangle + \langle 2^3P_1, m_y | j_{-\vec{k}_L} \vec{\epsilon}_{\sigma^-} | 2^3S_1, m_y = 0 \rangle)$$

D'après les résultats de la partie B.4.2 et la valeur des coefficients de Clebsch-Gordan utiles ici, un laser de polarisation $\vec{\epsilon}_{\sigma^+}$ (resp. $\vec{\epsilon}_{\sigma^-}$) ne connecte $|m_y = 0\rangle$ qu'à $|m_y = +1\rangle$ (resp. $|m_y = -1\rangle$) donc

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\epsilon}_i, \theta, \varphi) \propto |\langle 1^1S_0 | j_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}^* | 2^3P_1, m_y = 1 \rangle - \langle 1^1S_0 | j_{\vec{k} \vec{\epsilon}_i}^* | 2^3P_1, m_y = -1 \rangle|^2$$

La désexcitation spontanée vers le niveau fondamental est aussi dipolaire électrique, donc

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\epsilon}_i, \theta, \varphi) \propto |\lambda_{1i}^* - \lambda_{-1i}^*|^2$$

On rappelle que l'on cherche le diagramme de rayonnement total, il faut donc sommer les taux pour les deux polarisations $\vec{\epsilon}_1$ et $\vec{\epsilon}_2$ d'où

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} & \propto |\lambda_{11}^* - \lambda_{-11}^*|^2 + |\lambda_{12}^* - \lambda_{-12}^*|^2 \\ & \propto 1 - \cos^2(\varphi) \sin^2(\theta) \end{aligned}$$

Le diagramme de rayonnement est donc un diagramme de rayonnement de la forme \mathcal{D}_0 mais dont l'axe de symétrie est suivant \vec{z} . L'angle θ repère l'angle par rapport à l'axe de quantification qui est \vec{z} dans cet exemple.

On retrouve de manière purement mathématique le résultat de la partie 6.2.2.3. Le fait d'étudier les couplages dans la base $(|m_x = 0\rangle, |m_y = 0\rangle, |m_z = 0\rangle)$ montre directement que $|2^3S_1, m_y = 0\rangle$ n'est couplé qu'à $|2^3P_1, m_z = 0\rangle$ avec un laser polarisé suivant \vec{x} . La désexcitation vers l'état fondamental se fait donc avec un diagramme de rayonnement de la forme \mathcal{D}_0 avec \vec{z} comme axe de symétrie.

Bibliographie

- [1] F. Bardou. Refroidissement laser sub-recul par résonances noires, 1995. Thèse de l'Université de Paris-Sud.
- [2] F. Bardou, O. Emile, J.M. Courty, C.I. Westbrook, and A. Aspect. Magneto-Optical Trapping of Metastable Helium : Collisions in the Presence of Resonant Light. *Europhysics Letters*, 20(8) :681–686, 1992.
- [3] S. Bashkin. *Beam Foil Spectroscopy*. Springer-Verlag Berlin and New York, 1976.
- [4] G. Baym. *Lectures on Quantum Mechanics*. W.A.Benjamin,inc, 1969.
- [5] H. A. Bethe and E. E. Salpeter. *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*. Plenum/Rosetta, 1977.
- [6] I.S. Bowen. The Origin of the Nebular Lines and the Structure of the Planetary Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 67(1) :1–15, 1928.
- [7] A. Browaeys. Piégeage magnétique d'un gaz d'hélium métastable : vers la condensation de Bose-Einstein, 2000. Thèse de l'Université de Paris 6.
- [8] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijackers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect. Two Body Loss Rate In A Magneto-Optical Trap Of Metastable He. *Eur.Phys.J. D*, 8 :199–203, 2000.
- [9] C. Cohen-Tannoudji. *Cours des Houches*.
- [10] A. Dalgarno, G.W.F. Drake, and G. A. Victor. Proceedings of the First International Conference on Atomic Physics. 1968.
- [11] G.W.F. Drake. The $n^3p_2 - 1^1s_0$ Magnetic-Quadrupole transitions of The Helium Sequence and Erratum. *The Astrophysical Journal*, 158 :1199–1203, 1969.
- [12] G.W.F. Drake. Theory of Relativistic Magnetic Dipole Transitions : Lifetime of the Metastable 2^3S State of the Heliumlike Ions. *P.R.A.*, 3(3) :903–915, 1971.
- [13] G.W.F. Drake. Unified Relativistic Theory for $1s2p^3p_1-1s^2 1s_0$ Frequencies and Transition Rates in Heliumlike Ions. *P.R.A.*, 19(4) :1387–1397, 1979.
- [14] G.W.F. Drake and A. Dalgarno. Intercombination Line Oscillator Strengths In The Helium Sequence. *The Astrophysical Journal*, 157 :459–462, 1969.

- [15] R.C. Elton. Intercombination Line Oscillator Strengths In The Helium Isoelectronic Sequence. *The Astrophysical Journal*, 148 :573–578, 1967.
- [16] T. Fujimoto, A. Hirabayashi, S. Okuda, K. Shimizu, and H. Takuma. Emission and Absorption Studies of He I $\lambda 5874.5 \text{ \AA} (2^3p - 3^1d)$ and $\lambda 6679.7 \text{ \AA} (2^1p - 3^3d)$ Intercombination Transitions. *J.Phys.B :At.Mol.Phys*, 19 :571–580, 1986.
- [17] A. Gallager and D. E. Pritchard. *P.R.L.*, 63 :957, 1989.
- [18] R.H. Garstang. Magnetic Quadrupole Line Intensities. *The Astrophysical Journal*, 148 :579–584, 1967.
- [19] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. *Introduction aux Lasers et à l'Optique Quantique*. Ellipses, 1997.
- [20] N. Herschbach, P.J.J. Tol, W. Vassen, and W. Hogervorst. Suppression of Penning Ionization by Spin Polarisation of Cold He* Atoms. *P.R.A.*, 61(050702), 2000.
- [21] N. Herschbach, P.J.J. Tol, W. Vassen, W. Hogervorst, G. Woestenenk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus. Photoassociation Spectroscopy of Cold He (2^3S) Atoms. *P.R.L.*, 84:1874, 2000.
- [22] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1975.
- [23] C.J. Joachain. *Quantum Collision Theory*. North-Holland, 1975.
- [24] R. Kaiser. Manipulation par laser d'hélium métastable, 1990. Thèse de l'Université de Paris 6.
- [25] H. Katori and F. Shimizu. Lifetime Measurement of the $1s_5$ Metastable State of Argon and Krypton with a Magneto-Optical Trap. *P.R.L.*, 70(23) :3545–3548, 1993.
- [26] M. Kumakura and N. Morita. Laser Trapping of Metastable ^3He Atoms: Isotopic Difference in Cold Penning Collisions. *P.R.L.*, 82(14) :2848–2851, 1999.
- [27] G. Labeyrie. Deux outils pour l'optique atomique: Jet intense d'hélium métastable et Miroir à onde évanescente exaltée, 1998. Thèse de l'Université de Paris-Sud.
- [28] C. Laughlin. $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ Intercombination Transitions in the Helium Sequence. *J.Phys.B :At.Mol.Phys*, 8(16) :L400–L402, 1975.
- [29] C.D. Lin, W.R. Johnson, and A. Dalgarno. Radiative Decays of the $n=2$ States of He-Like Ions. *P.R.A.*, 15(1) :154–161, 1977.
- [30] Lyman. The Spectrum of Helium in the Extreme Ultra-Violet. *The Astrophysical Journal*, 60 :1–14, 1924.
- [31] R. Marrus and P.J. Mohr. Forbidden Transitions in One- and Two- Electron Atoms. *Advances in Atomic and Molecular Physics*, 14:181–224, 1978.

- [32] H. C. Mastwijk, 1997. Ph.D. Thesis.
- [33] H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus. Optical Collisions of Cold Metastable Helium Atoms. *P.R.L.*, 80(25):5516–5519, 1998.
- [34] H.C. Mastwijk, M. van Rijnbach, P. van der Straten, and A. Niehaus. Photo Induced Collisions with Laser Cooled He* Atoms. *Eur.Phys.J.D.*, 4:131–137, 1998.
- [35] M. W. Muller, M. W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer, and M. Movre. Experimental and Theoretical Studies of the Bi-Excited Collision Systems He*(2^3S)+He*($2^3S,2^1S$) at Thermal and Subthermal Kinetic Energies. *Z.Phys.D*, 21:89–112, 1991.
- [36] W. H. Press, B. P. Flanery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling. *Numerical Recipes in Pascal-The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1990.
- [37] G. V. Schlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, and M. W Reynolds. Decay Kinetics and Bose Einstein Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium. *P.R.L.*, 73(24):3247–3250, 1994.
- [38] I.A.. Sellin, B.L. Donally, and C.Y. Fan. Experimental Transition Probabilities for Triplet-Singlet Transitions in Heliumlike Heavy Ions. *P.R.L.*, 21(11):717–719, 1968.
- [39] H.Y.S. Tang and W. Happer. Experimental Determination of $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ Forbidden Decay Rate in Helium. *Bulletin of American Physical Society*, 17(2):476, 1972.
- [40] P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, and W. Vassen. Large Number of Cold Metastable Helium Atoms in a Magneto-Optical Trap. *P.R.A.*, 60(2):R761–R764, 1999.
- [41] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-Space Density in the Magneto-Optical Trap. *P.R.A.*, 52(2):1423–1440, 1995.
- [42] M. Walhout, A. Witte, and S.L. Rolston. Precision Measurement of the Metastable $6s (3/2)_2$ Lifetime in Xenon. *P.R.L.*, 72(18):2843–2846, 1994.
- [43] J.R. Woodworth and H.W. Moos. Experimental Determination of the Single-Photon Transition Rate Between the 2^3s_1 and 1^1s_0 States of He i. *P.R.A.*, 12(6):2455–2463, 1975.
- [44] A. Yariv. *Optical Electronics*. International Edition.

Articles

Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He

A. Browaeys¹, J. Poupard¹, A. Robert¹, S. Nowak^{1,a}, W. Rooijakkers^{1,b}, E. Arimondo², L. Marcassa³, D. Boiron¹, C.I. Westbrook¹, and A. Aspect¹¹ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique^c, B.P. 147, 91403 Orsay Cedex, France² INFN and Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Piazza Torricelli 2, 56126 Pisa, Italy³ IFSC, Universidad of São Paulo, Caixa Postal 369, 13560-970, São Carlos S.P., Brazil

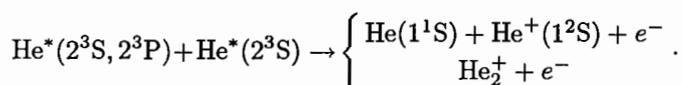
Received 20 April 1999 and Received in final form 12 July 1999

Abstract. We have measured the two body loss rate in a magneto-optical trap containing triplet metastable He atoms. We find a rate constant $\beta = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ at a -8 MHz detuning, with an uncertainty of a factor 2. This measurement is in disagreement with a recent experiment which measures the absolute, ion-producing collision rate, but agrees with several other published measurements.

PACS. 32.80.Pj Optical cooling of atoms; trapping – 34.50.Rk Laser-modified scattering and reactions

Metastable helium (He^*) is an interesting and unusual atom for laser cooling and trapping studies. It has a very well understood structure and is thus of interest for precision measurements [1]. Its large recoil velocity poses unusual problems for producing laser cooled samples, and also provides an interesting testing ground for the theory of laser cooling when the recoil velocity is large [2]. It has also been suggested as a promising candidate for evaporative cooling [3]. Dense, cold samples would clearly be useful for furthering these studies. Already in the first magneto-optical trap (MOT) for He^* however, it was reported that light assisted collisions lead to large two body loss rates and severely limit the density [4]. On the other hand, a recent experiment reported a very much lower loss rate constant [5]. It is obviously of great importance to resolve this discrepancy in order to understand the loss processes.

The loss rate measured in reference [4] was attributed to the following processes:



This rate was measured by monitoring all the ions produced by the trap and observing the non-exponential decay of the ion signal. By contrast, the work of reference [5] reports an absolute measurement of the He^+ and He_2^+ ion production rate and found a rate 40 times smaller than that of reference [4]. This new rate appeared to be in good agreement with a theoretical calculation made by the authors. Since the technique of reference [4] is sensitive to

the total two body loss rate while that of reference [5] observes only the ion production rate, this discrepancy may point to some other light-assisted collision process that does not produce ions.

In order to help clarify this issue, we have undertaken a new experiment to measure the two body loss rate paying close attention to several possible sources of systematic errors including the measurement of the density. We use the trapped atom fluorescence to observe the non-exponential decay of the trap. Our experiments confirm the measurements of reference [4] and seem to indicate that the two body loss rate is much higher than the rate measured by [5]. In addition, even more recent experiments, one measuring the trap loss [6] and one measuring the absolute ion production rate [7], appear to agree with our results. Thus, the preponderance of experimental data indicate that the two body loss rate from the trap is higher than measured in [5] and is largely due to ionizing collisions.

Our starting point is the phenomenological equation for the evolution of the number $N(t)$ of trapped atoms during the loading of the MOT

$$\frac{d}{dt}N(t) = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \int n^2(\mathbf{r}, t) d^3r. \quad (1)$$

In this equation R is the flux of atoms captured by the trap during the loading. It depends on various parameters of the MOT, particularly on the detuning and intensity of the trapping laser. The lifetime τ of the trap is due to collisions of He^* with background gas molecules. Our measurements indicate that τ is independent of the MOT parameters to within 20%. The last term of the equation describes the two body losses resulting from collisions between trapped atoms. Our definition of β is the same

^a e-mail: stephan.nowak@iota.u-psud.fr^b Present address: Sussex Center for Optical and Atomic Physics, University of Sussex, Brighton BN1 9QH, UK.^c Unité Mixte du CNRS No. 8501

as that of references [4–6], and we have assumed that the quantity β is independent of position.

If one assumes that the spatial distribution is independent of the number of atoms in the trap, one can write $n(\mathbf{r}, t)$ as a product $n_0(\mathbf{r})f(t)$ where $n_0(\mathbf{r})$ describes the shape of the trapped atom distribution. In this case the last term in equation (1) can be expressed as $-\beta N^2(t)/V_{\text{eff}}$, where V_{eff} is an effective volume of the trap. Our measurements indicate that V_{eff} is indeed independent of the number of trapped atoms and, during the trap decay, independent of time. As the trap has a Gaussian profile in 3 dimensions $V_{\text{eff}} = \pi^{\frac{3}{2}}(2\sigma_x)(2\sigma_y)(2\sigma_z)$, where σ is the rms size.

The decay of N is given by integrating equation (1) with respect to time in the absence of loading ($R = 0$) and assuming that the initial number of atoms is equal to the steady state value $N(0) = N_S$. This leads to

$$N(t) = \frac{N_S}{\left(1 + \frac{\beta N_S \tau}{V_{\text{eff}}}\right) e^{\frac{t}{\tau}} - \frac{\beta N_S \tau}{V_{\text{eff}}}}. \quad (2)$$

In the presence of a loading rate ($R \neq 0$) the solution for equation (1) with $N(0) = 0$ is

$$N(t) = N_S \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{1 + \frac{N_S^2 \beta}{V_{\text{eff}} R} e^{-\frac{t}{\tau_0}}} \quad (3)$$

where

$$\tau_0 = \frac{\tau}{\sqrt{1 + \frac{4\beta R \tau^2}{V_{\text{eff}}}}}. \quad (4)$$

Equation (3) describes the number of trapped atoms during the loading phase. The steady state solution for equation (1) gives a simple relation between β and N_S

$$\beta = \frac{R - \frac{N_S}{\tau}}{N_S^2 V_{\text{eff}}}. \quad (5)$$

The above equations all offer different, though related routes to get β . Taking for example equation (5), one can measure V_{eff} using camera observations, τ using the exponential decay of the trap when the density is low, and N_S from the number of trapped atoms observed in steady state. The quantity R can also be measured by observing the initial slope of the loading curve $R = dN/dt(t = 0)$. Note that the uncertainty with which one measures R is highly correlated with that of N_S . If τ is very large, N_S/τ can be neglected compared to R and thus τ is unimportant in determining β . Equations (2, 3) permit the determination of β by fitting the decay and loading curves. However, the fitting parameters contain combinations of the quantities β , N_S and V_{eff} , so that it is still necessary to make independent measurements of N_S and V_{eff} to extract β . Our strategy is to use all three methods to check

the consistency of our approach while making the best measurements we can of N_S and V_{eff} .

Our LN₂ cooled helium source is similar to the one described in references [8,9]: a high voltage DC discharge produces metastable atoms. The flux of metastable atoms is 10^{12} s^{-1} (luminosity of $4 \times 10^{14} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$). The mean longitudinal velocity is 1300 m/s and the FWHM of the velocity distribution is 300 m/s. We optically manipulate the atomic beam with laser light using the closed transition $2^3S_1-2^3P_2$ at a wavelength of 1083 nm. The natural linewidth is $\Gamma/2\pi = 1.6 \text{ MHz}$. The light is emitted by 50 mW DBR laser diodes. Their frequency width Γ_{diode} is estimated from the measured beat note between two identical diodes. The measured width was $4 \pm 0.5 \text{ MHz}$, FWHM from which we deduce $\Gamma_{\text{diode}}/2\pi = 2 \pm 0.3 \text{ MHz}$, assuming Lorentzian line shapes. They are locked on the transition $3^3S_1-3^3P_2$ using saturated absorption in a He RF discharge cell. The detuning of the laser trapping beams is controlled with an adjustable Zeeman shift produced by Helmholtz magnetic coils around the He cell.

We collimate the atomic beam using a transverse molasses with curved wave fronts [9–11]. Under normal trapping conditions, we observe an increase in the number of trapped atoms of a factor 6. This molasses also allows us to bend the atomic beam by an angle of 1° so as to reduce the flux of ground state atoms as well as ions and UV photons produced in the discharge. The atoms are then slowed down in a Zeeman slower to a velocity less than 50 m/s. The Zeeman field passes through zero partway along the slowing path so as to allow us to detune the slowing laser by -400 MHz from the $3^3S_1-3^3P_2$ resonance. The total slowing length is 2.4 m.

The resulting slow atomic beam then loads a MOT consisting of three retroreflected laser beams. The center intensity per beam is 4 mW/cm^2 , and the waist diameter of the order of 2 cm. The magnetic field gradients were 10, 6 and 4 G/cm in the different directions. The lack of symmetry is due to the presence of the Zeeman slower and a compensation coil which remained on during the experiment. A typical background pressure of $4 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ results in a lifetime τ of the trap of 150 ms. This lifetime is unchanged when either the atomic beam or the cooling laser is blocked by a mechanical shutter. The temperature of the trap was roughly measured by an absorption technique to be 1.5 mK at a detuning of the trapping laser of -20 MHz .

The measurement of β proceeds in two steps. First one fits the data to one of the equations (2, 3) or (5). For example typical decay curves of the trap fluorescence at $1.083 \mu\text{m}$ when cutting off the slowing laser beam at time $t = 0$ are shown in Figure 1 for two detunings of the trapping laser. For a -16 MHz detuning the decay is purely exponential whereas at -6.4 MHz the decay is exponential only for times bigger than 150 ms. Before that the influence of the non linear terms of equation (1) is clearly visible. Fitting this nonlinearity leads generally to a measurement of $\beta N_S/V_{\text{eff}}$. The next step is to measure N_S and V_{eff} to extract the rate constant β . We discuss these steps below.

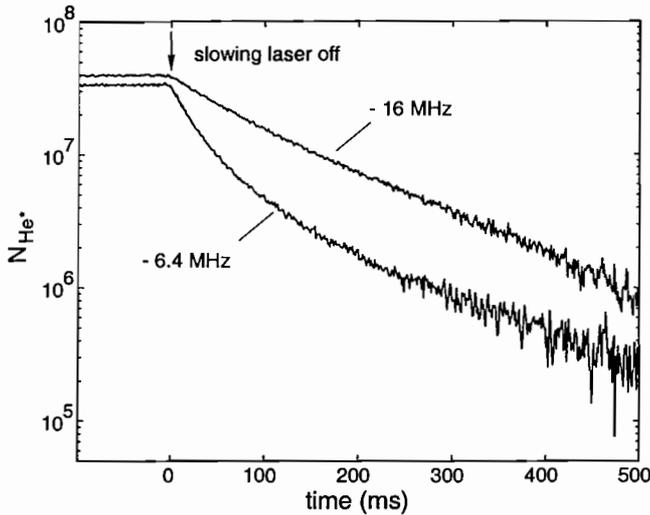


Fig. 1. Time dependence of the trap fluorescence for two different detunings. The vertical axis is logarithmic, and the curvature is due to two body loss processes

To analyse curves such as in Figure 1 we use the analytical solution (2) with $\beta N_S/V_{\text{eff}}$ and the lifetime τ as fitting parameters. We checked that the value of τ is the one deduced from a fit of the exponential part of the decay, reached when the number of trapped atoms is low enough for the two body collisions between He* atoms to be negligible. We measured V_{eff} as a function of the number of atoms in the trap. We did this both by changing the loading rate and observing the size in steady state as well as by taking pictures during the decay of the trap. In both cases we see a 30% increase in the size as the number of atoms increases from 3×10^6 to 3×10^7 . This change in size only has a small effect on the resulting value of β ($\sim 10\%$). We estimate the uncertainty in the fitted parameters to be approximately 10% by examining dispersion in the results when we fit the same data over different time intervals. Fits to data taken under nominally the same conditions within several hours show a statistical dispersion of 15%.

To confirm the results we get from the decay curves, we also performed a fit of the loading of the trap to the function in equation (3). Our fits give a value of $\beta N_S/V_{\text{eff}}$ that is a factor of 2 smaller than the one we get using the decay data from the same run. We also used equation (5) to get β by measuring R/N_S from the initial slope of the loading curve (and using the value of τ from the fit of the decay curve). This method also gives a β that is 2 times smaller than the decay curve. This disagreement is surprising because although the absolute uncertainties with which we measure N_S , V_{eff} , and β are of order a factor of two, most of the uncertainties should be common to the three methods.

To explain this discrepancy we first checked that it is not due to the presence of the slowing laser or the atomic beam. We found that decay data give the same value of β and τ regardless of the presence of the slowing laser and the atomic beam. We also checked that the value of β derived from the loading curve did not change when we

blocked that part of the slowing laser beam which intersected the MOT by an absorber, thus making a dark spot slower [12].

We also made measurements of the trap size and shape during loading. In the first 10 ms of loading the trap is not Gaussian but rather appears to have a slight halo in the direction from which the atomic beam arrives. It appears that in the early phases of loading the atoms are not immediately captured in the steady state volume of the trap. Thus the effective volume of the trap is slightly bigger than is assumed in equation (3). This may account for the discrepancy. It is difficult to quantitatively estimate the influence of this effect on the value of β deduced from the loading curve because the temporal resolution with which we were able to observe the loading trap was only of order 5 ms. At the start of the loading the number of atoms in the trap varies rapidly on this time scale. We conclude that the loading curves are probably not as reliable for extracting β as the decay data. On the other hand, in view of our overall uncertainty, this discrepancy is not large and thus the loading curves do confirm our results at the factor of two level. In what follows we will only show data derived from the decay curves.

In order to determine the number of trapped atoms N_S we monitor the total power P scattered by the trapped atoms into a solid angle Ω with a photodiode. This power is given by $P = \hbar\omega\Gamma(\Omega/4\pi)\pi_P N_S$, where ω and Γ are the frequency and natural linewidth of the MOT transition and π_P is the fraction of atoms in the excited state. We use the following formula to calculate π_P [13]

$$\pi_P = \frac{1}{2} \frac{C \frac{I}{I_0}}{1 + C \frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma_{\text{diode}} + \Gamma} \right)^2} \quad (6)$$

where Δ is the laser detuning from resonance and I is the total laser intensity of all 6 beams taken at the center of the Gaussian profile. I_0 is the saturation intensity of the transition taking into account the width of the lasers, that is $I_0 = (\Gamma_{\text{diode}} + \Gamma)I_{\text{sat}}/\Gamma = 0.37 \text{ mW/cm}^2$, where $I_{\text{sat}} = 0.16 \text{ mW/cm}^2$ for the transition $m_J = 1 \leftrightarrow m_J = 2$. The phenomenological parameter C would be equal to unity if a single, circularly polarized beam were present and all atoms were in $m_J = 1$ ground state. However, since 6 differently polarized beams are present at the center of the trap, C should be smaller. In reference [13] it was found empirically for a Cs MOT that C is somewhat larger than the average of the squares of the Clebsch-Gordan coefficients over all possible transitions. For the $J = 1 \leftrightarrow J = 2$ transition this average is 0.56. We will assume here $C = 0.8 \pm 0.2$. Because of the high saturation of our MOT, the uncertainty we have assumed for C amounts to only a 5% uncertainty in π_P for small detunings and 10% for large detunings. The high saturation also means that we are not very sensitive to the effect of the linewidth of the lasers.

We have roughly confirmed the value of π_P by measuring the absorption of a weak resonant probe beam through

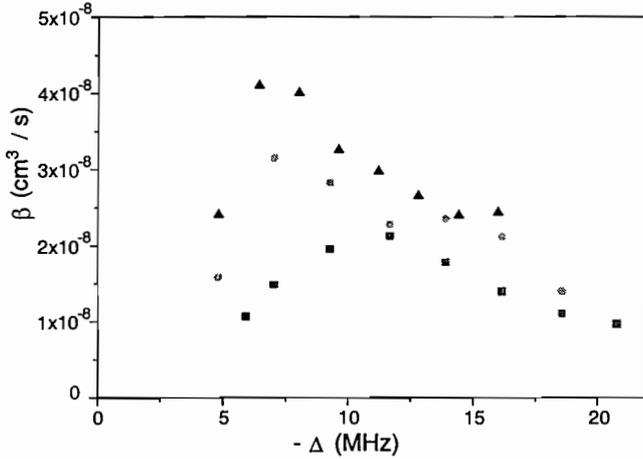


Fig. 2. Fitted two body loss rate coefficient β as a function of detuning at total intensity $I/I_{\text{sat}} = 160$. Different symbols refer to different runs taken on different days.

the atomic cloud after the MOT laser beams had been turned off. Our observation of 30% absorption on resonance confirms the measurement of the number of trapped atoms to within a factor of two. Note also that the observed absorption indicates that, at typical MOT detunings, the optical thickness of the cloud is negligible. The calibration of our photodiode is known to the order of 10%. The major source of uncertainty in N_S is the solid angle which we can only estimate to within a factor of 1.5. We estimate the uncertainty in our detected power measurement (P) to be about 20%.

The volume V_{eff} is measured by observing the size of the trap along three orthogonal axes in the steady state regime using a calibrated CCD camera. The Zeeman shift due to the magnetic field gradient is negligible compared to our detuning and therefore does not affect our estimate of the volume. Similarly the Doppler shift at 1.5 mK, about 2 MHz, is negligible as well. We estimate the uncertainty in V_{eff} to be about 20%.

Our final uncertainty in the absolute value of β is the quadrature sum of the contributions described above and is dominated by the statistical fluctuations in $\beta N_S/V_{\text{eff}}$ and by the uncertainty in the solid angle, both of order 50%. The total uncertainty is a little less than a factor of two. Therefore our conclusion that $\beta = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ at a -8 MHz detuning of the trapping laser is to be understood as $1.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s} < \beta < 6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$.

We performed the measurement of β for various detunings of the trapping beams, from -5 MHz to -16 MHz , and various intensities corresponding to I/I_{sat} varying from 10 to 160. We found that in steady state, the shape of the trap is always Gaussian. The volume V_{eff} varies between 30 mm^3 and 200 mm^3 . The number of trapped atoms slightly increases with the detuning of the trapping beams from 3×10^7 up to 4×10^7 while the density at the center decreases from $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ to $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. The dependence of β with the detuning and the intensity is shown in Figures 2 and 3. Figure 2 presents the measured values for β versus the detuning of the trapping laser for

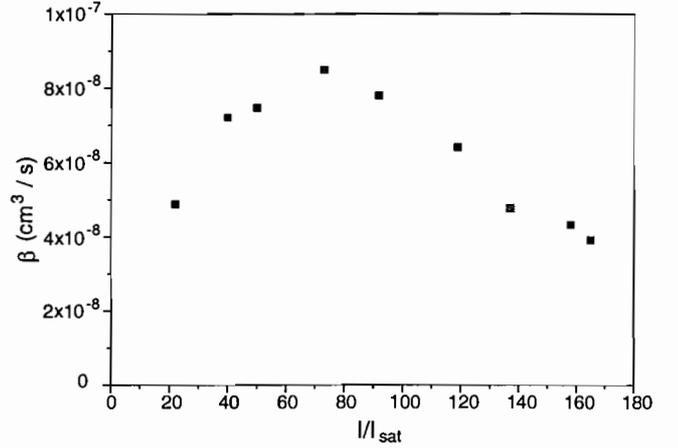


Fig. 3. Fitted two body loss rate coefficient β as a function of total intensity at detuning $\Delta = -6 \text{ MHz}$.

experiments carried out on 3 different days at nominally the same conditions. There are clearly some conditions in the MOT that are not very reproducible. The uncertainty in the solid angle is common to all measurements, therefore the trends shown in Figures 2 and 3 are weak but statistically significant. The detuning dependence shows the same general behavior as the data of reference [5] although it was taken over a much smaller range of detunings. This behavior can be understood in terms of a model similar to reference [14] in which one assumes that a competition between incident flux and survival give a maximum collision rate at some value of the detuning.

In order to compare our results to other measurements, we note that our results are consistent with those of reference [4], which found $2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s} < \beta < 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ for a detuning of -5 MHz and approximately the same intensity. Our results also agree with two recent experiments done with MOT parameters similar to ours: reference [6] used the decaying trap signal to find $\beta = 1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ and reference [7] reports a measurement $\beta = 4 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ using the absolute ion signal. All these results disagree with that of [5], who measured $\beta = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ at -5 MHz detuning and about the same intensity. The experiment of reference [7] is very important in ruling out the possibility that a decay mechanism producing no ions can account for the result of reference [5]. Note also that the work of reference [6] also includes measurements of trap loss processes resulting in metastables escaping from the trap (radiative escape). This also lends credence to the view that ionizing collisions are indeed the primary trap loss mechanism.

S.N. acknowledges support from the EU under grant ERBFMRX CT96-0002 and from the DFG under grant No. 392/1-1. This work was supported by the Région Ile de France. We thank P. Tol for helpful comments and for communicating his results before publication.

References

1. F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio Pastor, G. Giusfredi, F.S. Pavone, M. Inguscio, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1112 (1999).
2. B. Saubaméa, T.W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3146 (1997).
3. P. Fedichev, M. Reynolds, U. Rahmanov, G. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).
4. F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).
5. H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1998).
6. P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen, *Phys. Rev. A* **60**, 761 (1999).
7. M. Kumakura, N. Morita, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2849 (1999).
8. W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, *Opt. Commun.* **123**, 321 (1996).
9. G. Labeyrie, Ph.D. thesis, University Paris-Sud, 1998.
10. J. Nellesen, J. Müller, K. Sengstock, W. Ertmer, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2149 (1989).
11. N. Vansteenkiste *et al.*, *J. Phys. II France* **1**, 1407 (1991).
12. S. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999).
13. C.G. Townsend, N. Edwards, C. Cooper, K. Zetie, C. Foot, A. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
14. A. Gallagher, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).

Rapid Communication

Magnetic trapping of metastable helium atoms

S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C. Westbrook, A. Aspect

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Unité Mixte du CNRS n° 8501, BP 147, F – 91403 Orsay CEDEX, France

Received: 18 October 1999/Revised version: 13 January 2000 – ©Springer Verlag 2000

Abstract. Metastable helium atoms were efficiently transferred from a MOT to a magnetic quadrupole trap, producing samples of up to 3×10^7 magnetically trapped atoms at a temperature of about 1 mK. We observe purely exponential decay of the samples with time constants of 9–10 s and derive an upper bound for the rate coefficient of inelastic Penning collisions.

PACS: 32.80Pj, 42.50.Vk, 34.50.Rk

The breakthrough achievement of Bose-Einstein condensation (BEC) [1, 2] in dilute atomic vapors was largely due to the successful combination of laser cooling, magnetic trapping and evaporative cooling. But, although cooling and trapping techniques have been applied to many different atomic species, BEC in dilute gases has been achieved for only a few elements. Metastable helium (He^*) is an interesting and challenging candidate for extending the list of Bose condensed gases beyond the first column of the periodic table [3]. Cold, dense samples of He^* could possibly have many applications in precision measurements [4] and in surface potential studies [5]. Metastable helium however, poses particularly difficult problems for experiments. One of the worst of these is the severe limit for the particle density in a magneto-optical trap (MOT) due to light assisted Penning ionizing collisions [6, 7, 8, 9, 10]. The rate of Penning ionization can be greatly suppressed in magnetic traps, first because of the absence of resonant light, and secondly because in a magnetic trap, Penning ionizing collisions are highly forbidden by spin conservation when the sample is spin polarized in the magnetic trap. A 5 order of magnitude suppression is estimated in theory [11]. In addition, Ref. [11] estimates an elastic collision rate in the spin polarized sample large enough that evaporative cooling should be possible. In this paper we report the efficient transfer of He^* -atoms from a MOT to a magnetic trap. The observed magnetic trap lifetime allows us to put an upper limit on the inelastic collision rate coefficient for spin polarized atoms.

An atom with magnetic moment $\vec{\mu}$, adiabatically following a magnetic field $\vec{B}(\vec{r})$, experiences a potential

$$W_{\text{mag}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = g_J m_J \mu_B B(\vec{r}). \quad (1)$$

Here, μ_B is the Bohr magneton and for He^* $m_J = -1, 0, +1$ and $g_J = 2$. For $m_J = +1$, this potential is

confining at a local minimum of the magnitude of the magnetic field, $B(\vec{r})$. In our experiment we use a simple magnetic quadrupole potential produced by two parallel coils with opposite currents, which has already proven useful in BEC experiments [2]. This potential has the advantage of having nonzero gradient close to the center, thus confining more tightly than a parabolic trap [12, 13], and producing an exponentially peaked density distribution.

We use a DC-gas discharge source [14] to produce a beam of metastable helium atoms (intensity $10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), which is transversely collimated with a molasses, and slowed with a Zeeman slower to a velocity of 10–30 m/s to load a magneto-optical trap in the standard 6-beam σ^+/σ^- configuration. There we have 10^8 atoms (based on absolute fluorescence measurements) at a central density of 10^9 cm^{-3} (limited by Penning collisions), at temperatures between 0.6 and 1.5 mK, depending on laser detuning. Laser light resonant with the atomic transition $2^3S_1 - 2^3P_2$ (1083 nm) is provided by DBR laser diodes (Spectra Diode Labs) locked to this transition, with a fine tuning by acousto-optical modulators. We transfer the atomic sample from the MOT to the magnetic quadrupole trap by shutting off the laser light and ramping up the magnetic field at the same time. This scheme ensures good alignment of the magnetic trap with respect to the MOT, as at typical working parameters the atomic cloud is quite large compared to any displacement induced by gravity or laser radiation imbalances.

We detect the atoms with a multichannel plate (MCP) stack (HAMAMATSU 4655) with a detector anode, mounted five centimeters below the trap. Its upper side is set to -2 kV , with the lower side on ground potential. The detector anode is set to a small positive voltage to help extract the electrons from the MCP. Two fine grids are mounted above the detector. The first is at ground potential and used to shield the trap region from the high electric fields produced around the MCP stack. The second one is biased so as to repel positive ions. In the absence of metastables hitting the detector we detect negligible anode current. We have calibrated this He^* -detector and tested its linearity by comparing its signal to fluorescence and absorption measurements of particle numbers in the MOT.

Figure 1a) shows the timing in the experiment. During the loading phase all lasers are on, as well as the atom beam and the magnetic field B_{Zeem} of the Zeeman slower. The gradient of the quadrupole field B_{quad} for the MOT

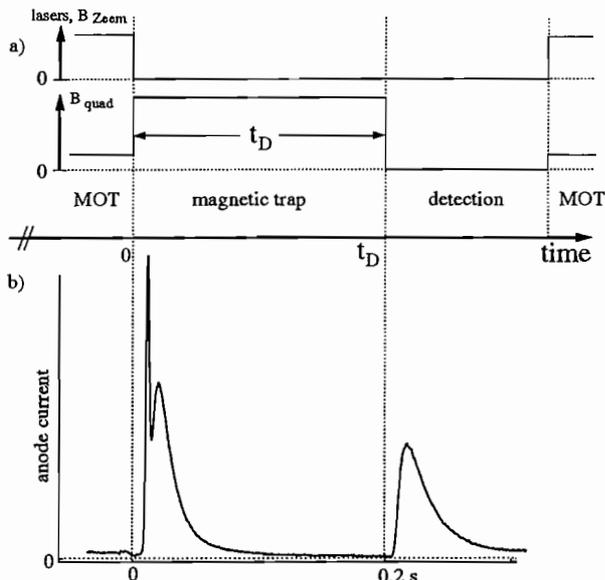


Fig. 1: Timing of a typical experimental run, together with some typical TOF data. The nonzero offset during the MOT phase is due to detection of not trapped atoms, and UV photons coming from the atom source. The two peaks just after turning on the magnetic trap correspond to untrapped atoms in the $m_J = -1$ state (expelled) and in the $m_J = 0$ state (insensitive to the magnetic field).

is low (typ. 5 G/cm in the radial direction). At $t = 0$, after typically 1 s of loading, the laser and magnetic field of the Zeeman slower are switched off, the atom beam is blocked with a mechanical shutter, and the MOT lasers are switched off. The MOT lasers are switched using an acousto-optical modulator in series with a mechanical shutter. The field gradient of the quadrupole is raised in about 3 ms to 50–80 G/cm (radial direction) to produce the magnetic trap. After a delay t_D the magnetic trap is switched off with a time constant of $\sim 500 \mu\text{s}$ and we observe the arrival of the atoms on the MCP. The quadrupole magnetic fields of the MOT and the magnetic trap are produced by the same pair of coils. They have a diameter of 11 cm and are placed at a separation of 7 cm outside the vacuum. The pressure is around 10^{-9} mbar when the atom beam is on, as was measured with an ion gauge and somewhat lower when the atom beam is shut off after loading the MOT.

Figure 1b) shows the time-of-flight signals of the metastable atoms detected by the MCP detector. The first peak is due to those atoms in the MOT which could not be transferred to the magnetic trap, the second peak is produced by atoms released from the magnetic trap. Detailed inspection of the first peak reveals a double structure, corresponding to atoms in the $m_J = -1$ state, which are repelled from the magnetic field minimum, and in the $m_J = 0$ state, which are insensitive to the magnetic field. By integrating the area of these signals, tak-

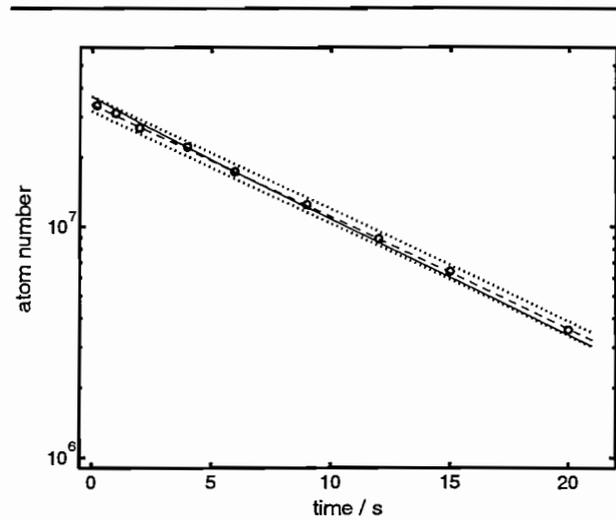


Fig. 2: Particle number in the magnetic trap as a function of time. Circles are measured data, the dashed line is a fitted linear curve in the semilog plot showing a trap lifetime of 9 s and the dotted lines indicate the uncertainty in particle number produced by the fit. The thin solid line is what we would expect in the presence of inelastic two-body collisions with a rate coefficient of $8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

ing into account a geometrical correction factor accounting for atoms that do not hit the detector, we derive a transfer efficiency from the MOT to the magnetic trap of typically 30%, showing that atoms in a MOT are unpolarized in the average.

For further analysis we fit calculated time of flight (TOF) signals to our data, assuming Maxwell-Boltzmann velocity distribution in the trap and taking into account gravity. We neglect the size of the trap, because for trap diameters up to 10 mm, which is the largest trap diameter we used, its size has only a small influence on the detected signal. The only parameters for the fit are the temperature T of the sample and a scaling factor proportional to the number of atoms. We found that the value of the gradient of the magnetic trap does not dramatically affect the transfer efficiency nor the change of mean energy of the atomic cloud.

By repeating measurements with different delay times t_D and evaluating the number of particles in the detected TOF peak we measured the lifetime of the magnetic trap. The data set in Fig. 2 is fitted very well by a purely exponential decay, revealing a decay constant of $\alpha^{-1} = 9$ s. We varied the pressure in the chamber by a factor of 3 by reducing the rotation rate of our turbo pumps and found that this lifetime is approximately inversely proportional to the residual gas pressure. Besides collisions with residual gas particles, Majorana spin flips can contribute to losses from a quadrupolar magnetic trap at a rate [13] $\Gamma_M \sim \frac{\hbar}{m \lambda} \frac{1}{l}$, where l is the typical length scale of the radius of the trapped atomic cloud. Evaluating l from the

temperature and the magnetic field gradient of the trap, we find that Majorana spin flips occur at time constants of about $\Gamma_M^{-1} \sim 60$ s. Therefore, we do not expect this to be a lifetime-limiting factor for the trap, in agreement with the observation of the pressure dependence of the lifetime.

It is interesting to attempt to derive an upper limit for the rate coefficient β of inelastic collisions of polarized atoms inside the trap. To do so, we need to determine the particle density in the trap, i. e. the shape of the atomic cloud. As a working hypothesis we assume that the atoms in the trap are in thermal equilibrium. The TOF characteristics (see Fig. 3) of the atoms released from the trap show that this is not exactly the case, but the deviation from a Maxwell-Boltzmann distribution is small enough that this hypothesis is reasonable. This permits us to estimate the diameter of the cloud inside the magnetic trap and so determine the density. Using the measured particle number in the magnetic trap we find a peak density of $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ in the trap, from which we deduce an effective density [15] inside the trap of $n_{\text{eff}} = 4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Experimentally we found, that the statistical scatter of our measurements of particle numbers is at most 5%, so the statistical scatter of the density amounts to the same value.

To the data in Fig. 2 we fit the solution of the equation $\dot{N}/N = -\alpha - \beta n_{\text{eff}}$ which describes one- and two-body losses from the trap [6, 7, 8, 9, 10]. Using the same fitting function as in [6, 8, 10], with n_{eff} adapted to our

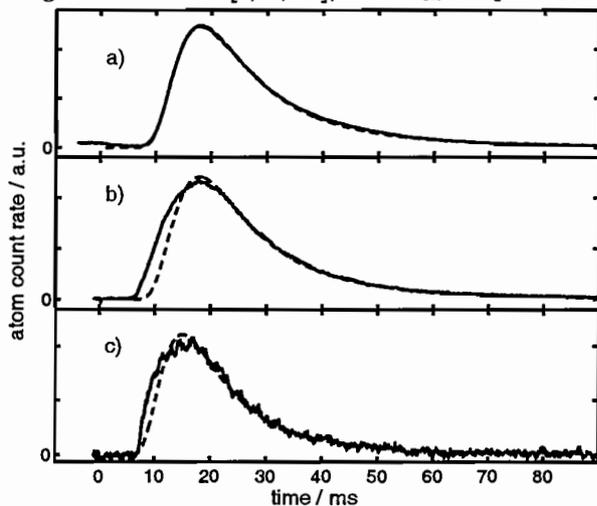


Fig. 3: Typical TOF data of atoms from the magneto-optical trap (a) and from the magnetic trap after storing times of 0.5 s (b) and 20 s (c). Solid curves are experimental data, dashed lines show the respective best fits to TOF signals as expected from a Maxwell-Boltzmann distribution, corresponding to about 1.0 mK in a) and b) and 1.3 mK in c). The data in c) deviate somewhat less from the Maxwell-Boltzmann case than the data curve in b). This may be interpreted as an effect of the onset of thermalization due to elastic collisions. It is, however, not possible to deduce a time constant for thermalization from these data.

case, we find that β is negligible. To derive the most conservative upper limit for this coefficient we proceed as fol-

lows: A linear fit to the data in the linear-logarithmic plot (dashed line in Fig. 2) provides us with the decay coefficient α . We find that the uncertainty in this fit (indicated by dotted lines) is practically identical to the uncertainty of the fitted initial number of atoms. We then superpose the experimental data with tentative fit functions with different values of β , keeping α fixed. With this method we can determine $8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ as an upper limit for this rate coefficient. Figure 2 shows a decay curve using this coefficient (straight line). This value is consistent with calculations presented by Mastwijk *et al.* [7] for an unpolarized sample of metastable helium 2^3S_1 and compatible with the suppression factor measured by Hill *et al.* [16] for a polarized sample. The uncertainty in this coefficient is mainly due to the statistical scatter in the number of atoms in the trap and due to the deviation of the velocity distribution from a Maxwell-Boltzmann distribution, which affects the value of n_{eff} .

To conclude, we have set up a magnetic trap for metastable helium and demonstrated efficient transfer of atoms from the MOT ($\sim 30\%$), atom numbers as high as 3×10^7 and background-gas limited lifetimes of more than 9 s in the magnetic trap. From this lifetime we deduce an upper limit of $8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ for the inelastic collisional rate coefficient with polarized atoms. Application of a stronger field gradient and improved vacuum will bring us into a good starting position for evaporative cooling experiments to increase the phase space density of our sample and to more precisely measure collision rate coefficients as well as the scattering length for ultra cold elastic He*-He* collisions.

Acknowledgments. The work of SN is funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (grant n° NO 392/1-1). This work was supported by the Région Ile de France and the CNRS.

References

- [1] C.J. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995); C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [2] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [3] W. Vassen, OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC **7**, 20 (1997).
- [4] F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio-Pastor, G. Giusfredi, F.S. Pavone, M. Inguscio, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1112 (1999).
- [5] B. Segev, R. Côté, and M. Raizen, *Phys. Rev. A* **56**, R3350 (1997); R. Marani, L. Cognet, V. Savalli, N. Westbrook, C. Westbrook, A. Aspect, *Phys. Rev. A*, in press.
- [6] F. Bardou, O. Emile, J.M. Courty, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Eur. Phys. Lett.* **20**, 681 (1992).

- [7] H. C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten, and A. Niehaus, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1998).
- [8] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Phys. Rev. A.* **60**, 761 (1999).
- [9] M. Kumakura and N. Morita, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).
- [10] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijackers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Europ. Phys. J. D*, **8**, 199 (2000).
- [11] G. Shlyapnikov, J. Walraven, U. Rahmanov, and M. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994); P. Fedichev, M. Reynolds, U. Rahmanov, and G. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).
- [12] T. Bergeman, E. Erez, and H. Metcalf, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).
- [13] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher, and E. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [14] G. Labeyrie, A. Browaeys, W. Rooijackers, D. Voelker, J. Gasperrin, B. Wanner, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Europ. Phys. J. D* **7**, 341 (1999); J. Gasperrin, W. Rooijackers, A. Browaeys, G. Labeyrie, B. Wanner, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Ann. Phys.* **23**, 207 (1998).
- [15] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
- [16] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, and G. K. Walters, *Phys. Rev. A* **5**, 189 (1972).