



Atomes double-Rydberg. Atomes froids : diffusion multiple et optique atomique

Laurence Pruvost

► To cite this version:

Laurence Pruvost. Atomes double-Rydberg. Atomes froids : diffusion multiple et optique atomique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris XI, Orsay, 2004. tel-03349873

HAL Id: tel-03349873

<https://hal.science/tel-03349873>

Submitted on 20 Sep 2021

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

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

Université Paris XI

Habilitation à diriger des recherches

présentée par

Laurence PRUVOST

Sujet :

**Atomes double-Rydberg.
Atomes froids : diffusion multiple et optique
atomique.**

soutenue le 20 décembre 2004 devant le jury composé de

M. Alain ASPECT	Examineur
M. Patrick JUNCAR	Rapporteur
M. Jean-Claude KELLER	Rapporteur
Mme Michèle LEDUC	Présidente
M. Pierre PILLET	Examineur
M. Jean-François ROCH	Rapporteur

Chapitre 1

Atomes double-Rydberg de grand moment angulaire du baryum

résumé : Après une introduction concernant les atomes doublement excités et en particulier les atomes double-Rydberg (avec deux électrons très excités) on retracera le travail expérimental réalisé au laboratoire Aimé Cotton. En 1989 une corrélation électronique avait été observée dans des états de type $Nsnd$ ou $Ndnd$ avec $N \sim 25$ et $n \sim 30$. Cette expérience a été une des premières à montrer l'existence de tels états et à mettre en évidence des corrélations dues à la polarisation du coeur du système. Elle a aussi clairement montré une courte durée de vie de ces états.

Pour créer des états plus stables, l'expérience fut aménagée pour préparer des atomes de Rydberg de grand moment angulaire de type $NLnl$ avec $l \geq 6$. On a ainsi étudié de nombreuses séries de Rydberg : $6pnl$, $6dnl$, $7dnl$, $7snl$, $8snl$,... Pour chaque étude un protocole d'excitation ainsi que les lasers correspondants furent mis au point. Pour les séries peu excitées ($6pnl$, $6dnl$) nous avons montré qu'un modèle atomique à deux électrons, et une méthode de calcul perturbative pouvaient rendre compte quantitativement des valeurs des énergies des niveaux excités. Pour les séries plus excitées, la corrélation étant beaucoup plus importante, le modèle perturbatif a été remplacé par une approche plus correcte. Les expériences ont aussi montré que de tels systèmes, même stabilisés avec un électron externe de grand moment angulaire étaient extrêmement sensibles à de petites perturbations extérieures comme de faibles champs électriques.

En 1996, cette opération de recherche fut définitivement abandonnée. Il persiste quelques questions auxquelles nous n'avons pas pu répondre.

1.1 Introduction

1.1.1 Atomes à un électron

Les atomes alcalins, éléments de la première colonne du tableau périodique, possèdent un seul électron de valence. Dans l'état fondamental de l'atome, l'électron est de type s. En première approche un tel système est analogue à l'atome d'hydrogène : un coeur positif chargé positivement et un électron en interaction avec lui. La différence entre l'hydrogène et l'alcalin se situe au niveau

du coeur, où l'interaction doit tenir compte de la nature composite du coeur. Ces effets à courtes distances modifient le potentiel d'interaction électron-coeur et sont responsables des modifications du spectre d'énergie de l'alcalin par rapport à celui de l'hydrogène. La spectroscopie des alcalins a permis de déterminer les spectres et de confronter les mesures aux modèles. Il a fallu, bien sûr, introduire en plus de l'interaction coulombienne, les interactions fine, hyperfine, les déplacements relativistes, etc...

1.1.2 Atomes de Rydberg

Dès les années 1960, les atomes de Rydberg sont devenus des objets d'études particulièrement intéressants. Plusieurs raisons à cela :

(i) Ces atomes, comportant un électron très excité, sont décrits par des modèles analytiques (ou semi-analytiques) qui autorisent l'image semi-classique d'un électron qui gravite autour du coeur chargé sur une orbite fermée, elliptique ou circulaire.

(ii) Les niveaux d'énergie suivent une loi de Rydberg, légèrement modifiée. Pour une série donnée, dont le moment cinétique est fixé, il suffit d'un seul paramètre, appelé défaut quantique, pour rendre compte globalement des effets du potentiel à courte portée.

(iii) La durée de vie de tels atomes peut être très longue : elle croît rapidement avec le nombre quantique principal. On peut alors utiliser l'atome de Rydberg avant qu'il ne se désexcite, par exemple comme relai d'excitation.

1.1.3 Atomes à deux électrons

Les atomes alcalino-terreux, situés dans la seconde colonne du tableau périodique, contiennent deux électrons de valence. Naturellement on les comparerait volontiers à l'atome d'hélium, qui est l'élément le plus simple possédant deux électrons. Pour les premiers niveaux excités, cette comparaison conduit à une compréhension satisfaisante des observations. Ce n'est pas le cas pour les niveaux plus excités. Le hamiltonien qui modélise le plus simplement le système se complique par rapport à celui d'un alcalin : on doit décrire l'ensemble par un coeur chargé de deux charges positives, deux électrons attirés par ce coeur et qui se repoussent l'un l'autre via l'interaction coulombienne. Les mouvements ne sont pas séparables, et quantiquement, après avoir séparé les variables angulaires et radiales on obtient une équation aux dérivées partielles du second ordre non soluble exactement. L'enjeu de l'étude des atomes à deux électrons est de dégager le rôle du terme d'interaction entre les électrons -dit corrélation électronique- dans ce système à trois corps non séparable. La corrélation électronique détermine l'énergie des niveaux "profonds" de l'atome, en général plus stables, mais elle peut expliquer les processus observés dans des états très excités instables, comme par exemple, l'auto-ionisation, la double photo-ionisation, qui conduisent à l'éjection d'un ou de deux électrons. La corrélation électronique est aussi responsable des effets de stabilisation du système et l'existence d'états doublement excités de grande durée de vie.

1.1.4 Atomes double-Rydberg

Les atomes double-Rydberg sont des atomes à deux électrons très excités. A partir de l'image de l'atome alcalin dans un état de Rydberg on a fabriqué celle de l'atome alcalino-terreux dans un état double-Rydberg : les électrons de valence qui ont été excités, gravitent autour du coeur

chargé de deux charges positives, sur des trajectoires que l'on peut imaginer fermées (ellipse, cercle ou autre) ou quasi-fermées. En fait cette image ne tient pas longtemps. Dès que les électrons passent à une distance l'un de l'autre de l'ordre de grandeur de la distance coeur-électron, les trajectoires électroniques sont fortement modifiées. Contrairement aux états de Rydberg, où l'électron excité peut faire de nombreux tours autour du coeur avant que l'atome ne se désexcite, en général, dans les états double-Rydberg (au moins ceux présentés ici), l'électron, tellement perturbé, fait au plus un tour et est expulsé du système. C'est le phénomène d'auto-ionisation.

Si l'image est conservée, c'est surtout parce qu'elle permet d'illustrer la méthode expérimentale de formation de ces états et parce que la modélisation des états repose sur le modèle de l'atome de Rydberg. On verra aussi que pour les états de grand moment cinétique, la durée de vie de l'atome double-Rydberg est plus longue. On peut, dans ce cas, donner une image classique d'un électron effectuant plusieurs tours d'orbite avant l'autoionisation.

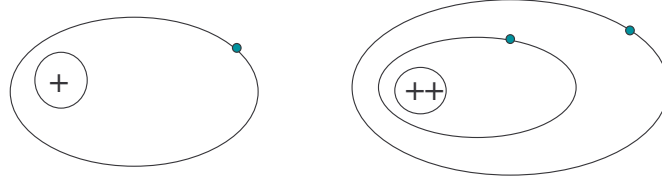


FIG. 1.1: Illustration, à gauche, d'un atome de Rydberg et, à droite, d'un atome double-Rydberg.

Excitation du coeur isolé : Expérimentalement, pour obtenir des atomes double-Rydberg, on procède en deux étapes. La première est destinée à préparer un état de Rydberg de l'atome alcalino-terreux : un des deux électrons de valence est excité sur une orbite de grand rayon ; son état est caractérisé par son nombre quantique principal n et son moment cinétique l . En général, cette première étape contient elle-même plusieurs étapes d'excitation. La seconde étape permet d'exciter le deuxième électron de valence. Son état final est caractérisé par les nombres quantiques N , L . On résume l'excitation d'un atome double-Rydberg par le schéma :

$$n_0 s^2 \xrightarrow{\text{étape 1}} n_0 s n l \xrightarrow{\text{étape 2}} N L n l$$

Cette méthode s'appelle l'excitation du coeur isolé (ICE, "Isolated Core Excitation" en anglais) et a été introduite par Cooke *et al.* en 1978¹. Elle suppose qu'une fois le premier électron excité (atome de Rydberg $n_0 s n l$), on peut exciter le coeur de cet ensemble (qui est un ion positif) en considérant le premier électron comme spectateur. Tout se passe comme si on faisait l'excitation vers un état de Rydberg d'un ion. L'appellation ICE est confirmée par le fait que l'énergie nécessaire pour cette excitation est, en effet, proche de celle de l'excitation de l'ion. Cependant, pendant l'excitation du coeur, le premier électron peut être un peu perturbé et changer d'état. C'est pourquoi l'excitation d'un atome double-Rydberg s'écrit plutôt :

$$n_0 s^2 \xrightarrow{\text{exc. Rydberg}} n_0 s n l \xrightarrow{ICE} N L n' l'$$

où n' désigne le nombre quantique principal de l'électron excité, après l'excitation.

¹"Doubly Excited Autoionizing Rydberg States of Sr", W. E. Cooke, T. F. Gallagher, S. A. Edelstein, R. M. Hill, Phys. Rev. Lett. **40**, 178, 1978.

1.2 Expérience

L'expérience a été menée avec l'atome de baryum. Cet atome alcalino-terreux peut être excité vers un état de Rydberg avec des lasers émettant dans le visible. Son ion possède un spectre dans le visible et le proche ultra-violet. Le baryum est compatible avec l'utilisation de lasers nanosecondes à colorant avec, si besoin est, doublage de fréquence ou mélange de fréquences. A l'époque où ont été entreprises ces expériences, beaucoup de données spectroscopiques concernant les états de Rydberg du baryum étaient disponibles et ont aussi déterminé le choix de cet atome.

1.2.1 Méthode expérimentale

Les atomes de baryum sont produits dans un jet thermique dans leur état fondamental $6s^2$. Au centre de l'enceinte ils croisent plusieurs faisceaux lasers dirigés perpendiculairement au jet. Deux lasers permettent d'exciter l'atome dans un état de Rydberg $6snl$ et réalisent ainsi la première étape d'excitation. L'ICE est réalisée ensuite avec une autre impulsion laser. La troisième étape de l'expérience est la détection des atomes double-Rydberg et l'enregistrement des spectres.

1.2.1.1 Excitation Rydberg.

Pour atteindre l'état $6snl$, l'excitation à deux couleurs utilise la transition $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^1P_1$ à 553.5 nm, et la transition $6s6p \rightarrow 6snl$ dont la longueur d'onde est de l'ordre de 400 à 440 nm pour n variant de 10 à 40. La valeur du moment cinétique l vaut 0 ou 2 puisque la transition est de type dipolaire électrique.



En utilisant une excitation à deux couleurs on évite de travailler dans l'ultra-violet et on profite de la transition $6s^2 \rightarrow 6s6p$ qui est très efficace.

Pour produire des états de Rydberg de grand moment cinétique on utilise la méthode dite de "Stark switching", ou excitation Stark avec extinction adiabatique^{2 3}. La transition $6s6p \rightarrow 6snl$ est réalisée en présence d'un champ électrique intense (typiquement 1000-1500 V/cm). L'état Stark $6snk$ ainsi peuplé est un mélange d'états $6snl$. En diminuant adiabatiquement le champ électrique, on atteint l'état final $6snl$ avec la valeur du moment cinétique l égale à k (l'état Stark de départ choisi). Le passage adiabatique de l'état Stark à l'état de Rydberg impose une contrainte de décroissance du champ qui doit être plus rapide que la durée de vie de l'état de Rydberg et que les temps de propagation des atomes dans les faisceaux lasers, et qui doit être suffisamment long pour que l'atome suive adiabatiquement les niveaux d'énergie des diagrammes Stark. Au voisinage du champ nul, les états étant proches en énergie la condition est plus difficile à satisfaire. Expérimentalement, on utilise une impulsion de champ à forte décroissance au début puis à décroissance exponentielle⁴.

²proposition : "Core polarization and quantum defects in high-angular-momentum states of alkali atoms", R. R. Freeman, D. Kleppner, Phys. Rev. A **14**, 1614, 1976.

"Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms", M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, D. Kleppner, Phys. Rev. A **20**, 2251, 1979.

³utilisation : "Doubly Excited Autoionizing Rydberg States of Sr", W. E. Cooke, T. F. Gallagher, S. A. Edelstein, and R. M. Hill, Phys. Rev. Lett. **40**, 178, 1978.

"Autoionization of high- l Ba $6p_{1/2}nl$ states", R. R. Jones and T. F. Gallagher, Phys. Rev. A **38**, 2846, 1988.

⁴Fig. 1 de "High angular momentum $6pnl$ and $6dnl$ doubly excited states of baryum", L. Pruvost, P. Camus, J.-

1.2.1.2 Excitation du coeur isolé

La ICE est réalisée à partir du niveau $6snl$ avec une autre impulsion laser, voire plusieurs si le moment cinétique L est différent de 1. La longueur d'onde du laser est voisine de celle de la transition de l'ion $Ba^+ 6s \rightarrow NL$. L'écart d'énergie de la transition $6snl \xrightarrow{ICE} NLn'l$ par rapport à la transition $Ba^+ 6s \rightarrow NL$ est égale à la différence des énergies de liaison de l'électron de Rydberg à son coeur dans $6snl$ et dans $NLn'l$.

Dans les expériences citées ici, avec $l > 5$, on n'observe pas de changement de nombre quantique principal n pendant l'ICE, et on a : $6snl \xrightarrow{ICE} NLnl$. L'ICE a été faite avec une impulsion laser de longueur d'onde adaptée à chaque cas. Il a fallu pour chaque étude, soit doubler le laser en fréquence, soit utiliser une transition à deux photons, soit réaliser plusieurs transitions (excitation à plusieurs couleurs).

1.2.1.3 Détection des atomes double-Rydberg

La détection des atomes double-Rydberg utilise le processus d'auto-ionisation et une technique de détection d'ions par temps de vol. Dès que l'atome est excité dans l'état double-Rydberg il auto-ionise⁵. Le processus dure quelques picosecondes, voire des dizaines de pico-secondes. Il conduit à la formation d'un ion simplement chargé Ba^+ , qui est dans un état $N'L$ (plusieurs voies d'auto-ionisation sont possibles). Cet ion est l'achèvement de l'excitation du coeur isolé. La quantité d'ions formés en fonction de la longueur d'onde du laser de ICE donne le spectre d'excitation $6snl \xrightarrow{ICE} NLnl$. Pour détecter les ions on applique entre deux grilles, une impulsion de champ électrique qui extrait les ions de cette région et les envoie vers un détecteur sensible formé de deux galettes de micro-canaux.

Avec certains processus d'excitation, par exemple dans le domaine ultra-violet, les ions Ba^+ produits par auto-ionisation peuvent être efficacement photo-ionisés en Ba^{++} par le laser réalisant la ICE. Dans ce cas, le temps de vol permet de séparer temporellement ces ions des autres. La quantité d'ions Ba^{++} est alors proportionnelle à celle d'atomes $NLn'l$ produits.

1.2.2 Montage

Les composants du montage expérimental ont été décrits dans des articles⁶ et dans ma thèse doctorat⁷. J'ai repris ici la vue d'ensemble du montage (fig. 1.2).

Les lasers utilisés étaient des lasers à colorant fonctionnant avec des lasers de pompe en impulsions de type Nd :YAG doublé en fréquence ou de type excimère XeCl* à 308 nm, la durée typique d'une impulsion valant 15 ns. Les cavités à colorants commerciales ou construites au LAC, de type Littrow, servaient à générer la longueur d'onde variable. L'élément dispersif des cavités est un réseau. Son mouvement de rotation est effectué par un moteur. Pour plusieurs expériences il a fallu doubler les lasers en fréquence pour atteindre du rayonnement ultra-violet. On a alors utilisé des

M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, J. Phys. B **24**, 4723, 1991.

⁵La désexcitation radiative est un processus concurrent qui, dans certains cas, réduit considérablement la probabilité d'auto-ionisation. Néanmoins, la quantité d'ion Ba^+ formés reste tout à fait suffisante pour la détection.

⁶"Double-Rydberg spectroscopy of the barium atom", J. Boulmer, P. Camus, P. Pillet, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 805, 1987.

⁷"Corrélations électroniques des états double-Rydberg du baryum : contributions expérimentales et théoriques", L. Pruvost, thèse de doctorat de l'université de Paris XI, soutenue le 16 mai 1990.

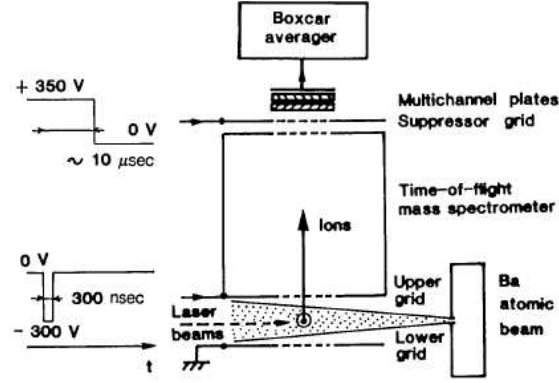


FIG. 1.2: Montage expérimental (fig.1 de J. Opt. Soc. Am. B 4, 805, 1987).

cristaux de KDP ou de BBO couplés à des systèmes d'asservissement qui garantissaient le maintien de l'efficacité maximale (accord de phase) pendant le balayage en fréquence de la cavité à colorant. L'énergie des faisceaux est de l'ordre de 1 à 10 mJ par impulsion. Ces systèmes fonctionnent à une cadence de 10 ou 20 Hz. Chaque déclenchement de laser est gouverné par une porte logique avec un retard ajustable à la nano-seconde près.

1.2.3 Spectres

L'étude d'une série $NLnl$ nécessite l'enregistrement de nombreux spectres. Pour chaque valeur de n (variant typiquement sur une décade) on enregistre, en fonction du laser de ICE, le spectre $6snl \xrightarrow{ICE} NLnl$. Simultanément, le laser balayé en fréquence est analysé via un interféromètre de Fabry-Perot. Dans de nombreux spectres, montrés ici, le Fabry-Perot était installé dans une chambre à vide. Son intervalle libre était de 1 cm^{-1} . Ainsi, avec l'enregistrement d'une raie de référence et de la transmission du Fabry-Perot, les spectres sont calibrés en énergie. Très souvent, la raie de l'ion $\text{Ba}^+ 6s \rightarrow NL$ qui apparaît dans le spectre sert de référence absolue d'énergie. Les résonances double-Rydberg sont donc déterminées énergétiquement en pointant leur centre. Les largeurs des résonances donnent les durées de vie des niveaux (ou la durée d'autoionisation).

L'énergie de la résonance est égale à $E(NLnl) - E(6snl)$. Les études des états de Rydberg (à un électron) ont montré que $E(6snl)$ suit une loi de Rydberg modifiée :

$$E(6snl) = E(6s) - \frac{R}{(n - \delta_{6snl})^2}$$

où $E(6s)$ est l'énergie de l'ion Ba^+ dans l'état $6s$, R est la constante de Rydberg pour le baryum (constante pour l'hydrogène corrigée par la masse réduite) et δ_{6snl} le défaut quantique. Lorsque la série suit la loi de Rydberg, δ_{6snl} ne dépend pas de n . La quantité $\frac{R}{(n - \delta_{6snl})^2}$ représente l'énergie de liaison de l'électron au coeur ionique. Pour l'état double-Rydberg, la quantité $E(NL) - E(NLnl)$ est l'énergie de liaison entre l'électron le plus externe et le coeur excité dans l'état NL . Cette quantité peut être écrite sous la forme $\frac{R}{(n - \delta_{NLnl})^2}$. Cette écriture permet de caractériser l'énergie de liaison de l'électron par un paramètre δ_{NLnl} ayant le même ordre de grandeur pour tous les valeurs de n , et qui, pour certaines séries est presque indépendant de n . Le pararamètre δ_{NLnl} , aussi appelé défaut quantique, caractérise à lui seul l'interaction avec le coeur excité. L'énergie de l'état $NLnl$

s'écrit donc :

$$E(NLnl) = E(NL) - \frac{R}{(n - \delta_{NLnl})^2}$$

et l'énergie de la résonance est égale à :

$$E(NLnl) - E(6snl) = \{E(NL) - E(6s)\} - \left\{ \frac{R}{(n - \delta_{NLnl})^2} - \frac{R}{(n - \delta_{6snl})^2} \right\}$$

c'est-à-dire l'énergie de la transition ionique à laquelle on déduit la différence des énergies de liaison. Cette écriture est bien adaptée à l'étude des spectres qui possèdent la résonance ionique. La résonance $6snl \xrightarrow{ICE} NLnl$ se situe donc à une énergie $-R [1/(n - \delta_{NLnl})^2 - 1/(n - \delta_{6snl})^2]$ de la résonance ionique. La mesure de cette différence d'énergie donne δ_{NLnl} . En traçant δ_{NLnl} en fonction de n , pour en montrer les variations on réalise un graphe de Lu-Fano. En général, les variations de δ_{NLnl} n'excèdent pas une unité, on trace donc la partie entière de δ_{NLnl} .

1.3 Résultats

Les résultats présentés ici concernent les atomes double-Rydberg $NLnl$ pour lesquels $N \ll n$ et qui possèdent un électron externe de grand moment cinétique $l \geq 5$. L'étude commence par les états ayant un coeur peu excité : $6pnl$ et $6dnl$, pour lesquels une approche perturbative permet le calcul des énergies des niveaux. Ensuite, on s'est attaché à augmenter l'excitation du coeur ($7dnl$, $8snl$...) et de nouveaux effets sont apparus : corrélation plus forte, sensibilité aux champs extérieurs. La complexité des spectres des états $Ndnl$ nous a conduit à nous focaliser sur les états $Nsnl$, pour lesquels la structure attendue présente au plus deux résonances. Dans ce cadre on a analysé les séries $7snl$, $8snl$, $9snl$ et $10snl$.

Le diagramme de la fig. 1.3 présente l'ensemble des séries double-Rydberg pour $L \leq 3$ et permet de situer les séries étudiées.

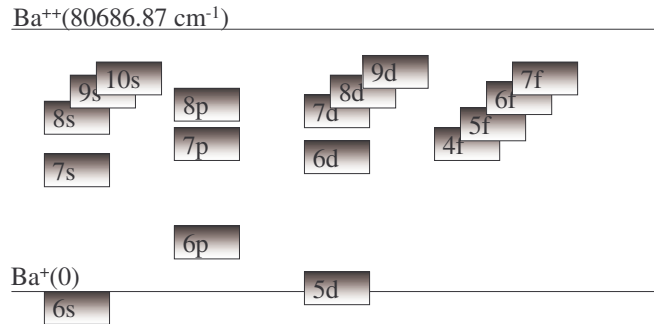


FIG. 1.3: Séries double-Rydberg du baryum. Sont indiquées les limites de chaque série (état de l'ion Ba^+)

1.3.1 Séries $6pnl$ et $6dnl$

1.3.1.1 Spectres et mesures expérimentales

Les spectres sont obtenus en fixant la longueur d'onde du second laser sur la transition $6s6p \xrightarrow{\lambda \sim 400-440nm} 6snk/6snl$ (la notation $6snk/6snl$ rappelle le débranchement adiabatique du

champ électrique) et en balayant le troisième laser autour de la longueur d'onde de la raie ionique $\text{Ba}^+6s \rightarrow NL$ pour réaliser l'ICE $6snl \xrightarrow{\lambda_3} NLnl$. Le tableau suivant donne les longueurs d'onde utilisées pour les séries $6pnl$ et $6dnl$:

transition ionique	λ_3
$6s_{1/2} \rightarrow 6p_{1/2}$	493 nm
$6s_{1/2} \rightarrow 6p_{3/2}$	455 nm
$6s_{1/2} \rightarrow 6d_{3/2}$	2 photons à 436 nm
$6s_{1/2} \rightarrow 6d_{5/2}$	2 photons à 433 nm

Une partie des spectres obtenus est présentée par les fig. 1.4 et 1.7. La fig. 1.4(a) montre que chaque spectre $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 6p_{1/2}nl$ ($n = 13, l = 5$ à 12) présente une résonance dont le centre est décalée de la raie ionique d'une quantité qui diminue avec la valeur de l . Cet écart d'énergie qui vaut $\Delta E_l = -R \left[1/(n - \delta_{6p_{1/2}nl})^2 - 1/(n - \delta_{6snl})^2 \right]$ mesure la corrélation, qui est plus importante pour les faibles valeur de l . On peut simplement dire que l'orbitale de $l = 5$ est plus pénétrante que celle de $l = 12$, et que l'électron de $l = 5$ est en moyenne plus proche du coeur que celui de $l = 12$. Les spectres montrent aussi un accroissement de la largeur de la résonance lorsque l diminue. Néanmoins, pour les grandes valeurs de l , une mesure quantitative de la largeur reste peu précise car la largeur spectrale du laser est voisine, voire plus grande que celle de la résonance. De chaque spectre on extrait l'écart d'énergie ΔE_l . Compte tenu des faibles valeurs des défauts quantiques comparés au nombre quantique n , cette quantité s'écrit : $\Delta E_l = \frac{-2R}{n^3} [\delta_{6p_{1/2}nl} - \delta_{6snl}]$. Les mesures donnent donc directement la différence des défauts quantiques $\delta_{6p_{1/2}nl} - \delta_{6snl}$. Cette quantité est tracée en fonction de l , sur la fig. 1.5.

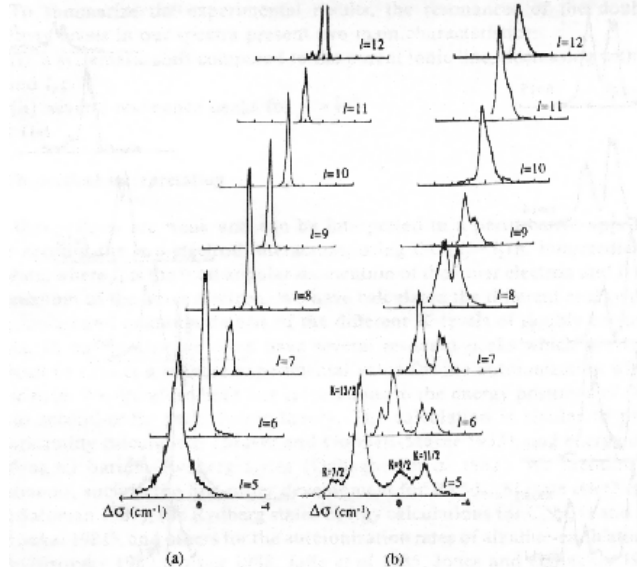


FIG. 1.4: (a) Spectres $6snl \rightarrow 6p_{1/2}nl$ ($n = 13, l = 5$ à 12); (b) $6snl \rightarrow 6p_{3/2}nl$ ($n = 13, l = 5$ à 12). L'origine des énergies est la raie ionique $\text{Ba}^+ 6s \rightarrow 6p_{1/2ou3/2}$.

La fig. 1.4(b) montre que chaque spectre $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 6p_{3/2}nl$ ($n = 13, l = 5$ à 12) présente quatre résonances bien résolues pour $l \leq 7$. Les positions des résonances sont mesurées par rapport à la raie ionique et donnent la quantité $\delta_{6p_{3/2}nlK} - \delta_{6snl}$ (fig. 1.6) où K indique le moment cinétique obtenu

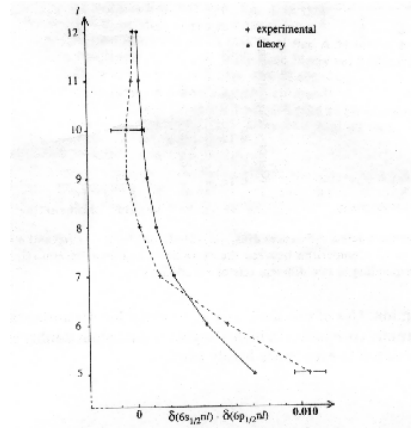


FIG. 1.5: Différence des défauts quantiques $\delta_{6p_{1/2}nl} - \delta_{6s_{nl}}$ ($n=13$) en fonction de l , théorie et expérience.

en couplant le moment cinétique total de l'électron interne, J , et le moment orbital de l'électron externe l (cf p. 18). Quatre valeurs de K sont possibles : $l \pm \frac{3}{2}; l \pm \frac{1}{2}$. Là encore, on observe une corrélation plus importante pour les faibles valeurs de l .

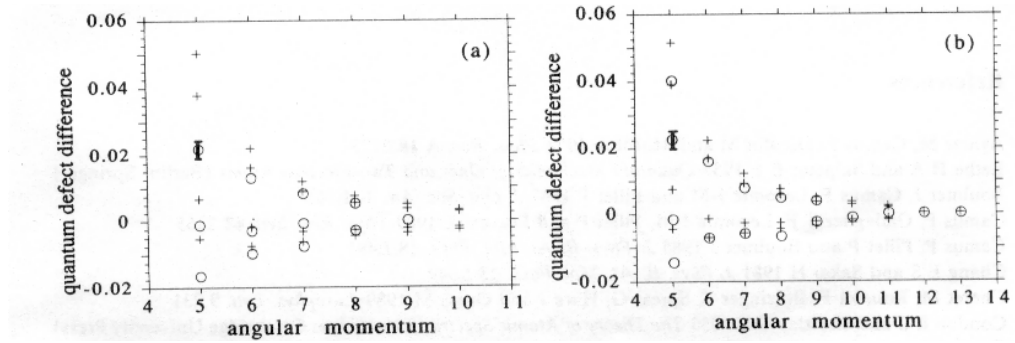


FIG. 1.6: Différence des défauts quantiques $\delta_{6p_{3/2}nl} - \delta_{6s_{nl}}$: (a) pour $n=11$ et (b) $n=14$, en fonction de l , théorie (croix) et expérience (cercles).

La fig. 1.7 montre les spectres $6s_{nl} \xrightarrow{\lambda_3} 6d_{5/2}nl$ ($n = 13, l = 7 - 12$) qui présentent plusieurs pics plus ou moins bien résolus. Les positions des résonances sont mesurées par rapport à la raie ionique et donnent la quantité $\delta_{6d_{5/2}nlK} - \delta_{6s_{nl}}$ (fig. 1.8). Six valeurs de K sont possibles : $l \pm \frac{5}{2}; l \pm \frac{3}{2}; l \pm \frac{1}{2}$. Là encore, on observe une corrélation plus importante pour les faibles valeurs de l .

Je parlerai peu des spectres $6s_{nl} \xrightarrow{\lambda_3} 6d_{3/2}nl$ que nous n'avons pas étudiés de façon systématique. La structure est semblable à celle des spectres $6s_{nl} \xrightarrow{\lambda_3} 6p_{3/2}nl$.

Ces mesures ont été confrontées à un calcul d'énergie de niveaux utilisant une approche perturbative. La démarche est justifiée puisque l'excitation du coeur reste faible et que les défauts quantiques mesurés sont très inférieurs à l'unité.

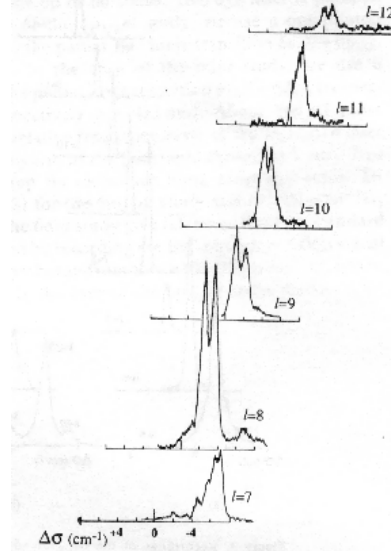


FIG. 1.7: Spectres $6snl \rightarrow 6d_{5/2}nl$ ($n = 13$, $l = 7$ à 12). L'origine des énergies correspond à la raie ionique $\text{Ba}^+ 6s \rightarrow 6d_{5/2}$.

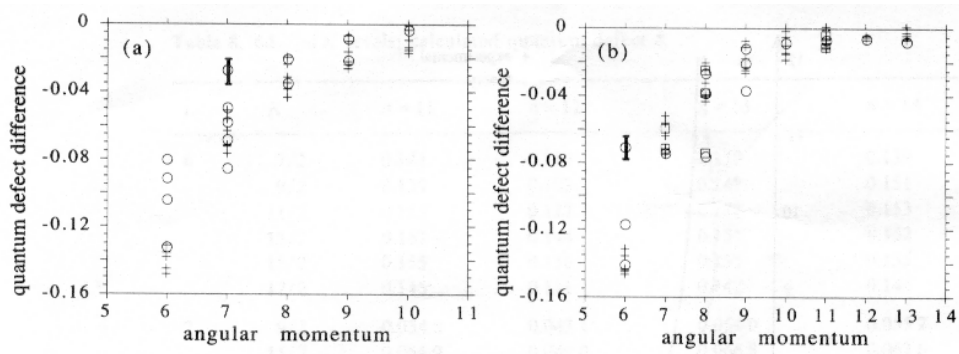


FIG. 1.8: Différence des défauts quantiques $\delta_{6d_{5/2}nlK} - \delta_{6snl}$ en fonction de l : (a) pour $n=11$ et (b) $n=14$, théorie (croix) et expérience (cercles).

1.3.1.2 Calcul de l'énergie des niveaux par une approche perturbative

Hamiltonien de l'atome à 2 électrons. Le hamiltonien de l'atome à 2 électrons (supposés sans spin) s'écrit en unités atomiques :

$$H = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + V(r_1) + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m} + V(r_2) + \frac{1}{r_{12}} \quad (1.1)$$

où $\mathbf{p}_1$ (resp. $\mathbf{p}_2$) est l'impulsion de l'électron 1 (resp. 2), r_1 (resp. r_2) est sa distance au coeur chargé, V est le potentiel d'interaction entre le coeur et l'électron, et $\frac{1}{r_{12}}$ la répulsion coulombienne entre les deux électrons. Pour l'atome d'hélium, $V(r)$ s'écrit :

$$V(r) = -\frac{e^2}{r}$$

Pour un atome alcalino-terreux $V(r)$ ne prend cette forme que asymptotiquement, pour r très grand. Pour les faibles valeurs de r , la présence des autres électrons modifie considérablement cette loi. A cause du terme de répulsion coulombienne, le hamiltonien donné par 1.1 n'est pas séparable. Pour trouver les solutions stationnaires de $H\Psi = E\Psi$ des approximations sont nécessaires. Pour l'hélium, cas d'école par excellence, plusieurs méthodes ont été utilisées⁸.

Cas où les électrons ont des excitations différentes. Dans le cas qui nous intéresse, l'un des électrons est beaucoup plus excité que l'autre. Classiquement, cela signifie que sa probabilité de présence est grande pour de grandes valeurs de r . Cet électron est donc principalement soumis au potentiel attractif d'une charge positive $+e$, formée du coeur et du second électron. Sa description est à rapprocher de celle d'un électron de Rydberg dans un alcalin. Cette hypothèse peut être prise en compte dans l'équation 1.1 si on l'écrit sous la forme :

$$H = \left[\frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + V(r_1) \right] + \left[\frac{\mathbf{p}_2^2}{2m} + V(r_2) + \frac{1}{r_2} \right] + \left[\frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_2} \right] \quad (1.2)$$

On pose alors :

$$H_1 = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + V(r_1) \quad (1.3)$$

$$H_2 = \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m} + V(r_2) + \frac{1}{r_2} \quad (1.4)$$

$$V_{pert} = \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_2} \quad (1.5)$$

H_1 représente le hamiltonien d'un électron soumis à un coeur chargé de 2 charges positives : il décrit l'ion Ba^+ . H_2 représente le hamiltonien d'un électron soumis à un coeur chargé d'une charge positive : il décrit l'électron externe que l'on a noté nl . V_{pert} contient l'interaction entre les deux électrons (la corrélation). Lorsque les excitations des deux électrons sont très différentes on pourra traiter ce terme par la méthode des perturbations.

Le hamiltonien formé de $H_1 + H_2$ est séparable. On connaît pour chacun des termes ses états propres et les énergies propres associées. A ce stade, pour décrire convenablement le système il est correct d'ajouter les termes de spin-orbite que nous avons ignorés avant. On montre facilement que

⁸"Quantum mechanics of one- and two- electron atoms", Bethe, Salpeter, Springer Verlag, 1957 ; "Atomic many body theory", I. Lindgren, J. Morrison, Springer Verlag, 1986.

l'énergie associée à l'interaction spin-orbite de l'électron externe est très faible, négligeable devant le terme V_{pert} . C'est pourquoi, seul H_1 sera modifié en

$$H_1 = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + V(r_1) + \xi(r_1) \vec{l}_1 \cdot \vec{s}_1 \quad (1.6)$$

Ses états propres sont $|NLJM_J\rangle$ et sont associés à l'énergie $E_1(NLJ)$, où N est le nombre quantique principal, L le moment cinétique, J le moment cinétique total ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}_1$), et M_J la projection de ce moment. Les états propres de H_2 sont $|nlm\rangle$ associés à l'énergie $E_2(nl)$ où n est le nombre quantique principal, n le moment cinétique, et m la projection de ce moment. Si on traitait l'atome d'hélium dans ce cadre, H_2 serait le hamiltonien de l'hydrogène, et $E_2(nl) = -R/n^2$. Pour l'atome de baryum, on aura une loi de Rydberg modifiée tenant compte du défaut quantique : $E_2(nl) = -\frac{R}{(n-\delta_{nl})^2}$.

Correction à l'énergie due à V_{pert} . Il ne s'agit pas ici de reprendre un calcul qui figure en détail dans l'article⁹. On montre d'abord que, puisque N et n sont très différents, l'intégrale d'échange est négligeable devant l'intégrale directe. Cela revient à ignorer le principe de Pauli qui conduit à l'antisymétrisation de la fonction d'onde de deux électrons. Ensuite, en analysant les bases adaptées simultanément à H_1 , H_2 et V_{pert} , on définit un nouveau nombre quantique que l'on appelle couplage intermédiaire K : $\vec{K} = \vec{J} + \vec{l}$. On note M sa projection.

La correction à l'énergie au premier ordre est donnée par :

$$E^{(1)} = \langle NLJ, nl, KM | V_{pert} | NLJ, nl, KM \rangle$$

La correction à l'énergie au second ordre est :

$$E^{(2)} = \sum_{e \neq NLJnl} \frac{|\langle NLJ, nl, KM | V_{pert} | e \rangle|^2}{E(NLJnl) - E(e)}$$

où e désigne un état différent de NLJ, nl, KM pouvant être noté $N'L'J', n'l', K'M'$. Le calcul est effectué en utilisant le développement multipolaire de $1/r_{12}$ et l'algèbre de Racah. Des règles de sélection permettent de limiter la somme infinie du développement en un nombre fini de termes.

Les valeurs de $E^{(1)}$ sont nulles si $J = 1/2$. Pour les séries $6s_{nl}$, $6p_{nl}$ et $6d_{nl}$ elles valent :

$$E^{(1)}(6s_{1/2}nlKM) = 0$$

$$E^{(1)}(6p_{1/2}nlKM) = 0$$

$$\begin{aligned} E^{(1)}(6p_{3/2}nlKM) &= \langle 6p | r_1^2 | 6p \rangle \langle nl | 1/r_2^3 | nl \rangle (-1)^{K+\frac{1}{2}} [1] \left[\frac{3}{2} \right] [l] \\ &\times \left\{ \begin{matrix} \frac{3}{2} & l & K \\ l & \frac{3}{2} & 2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \frac{3}{2} & 2 & \frac{3}{2} \\ 1 & \frac{1}{2} & 1 \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & 2 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

⁹ "High angular momentum 6pnl and 6dnl doubly excited states of baryum", L. Pruvost, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, J. Phys. B **24**, 4723, 1991.

$$E^{(1)}(6d_{3/2}nlKM) = \langle 6d | r_1^2 | 6d \rangle \langle nl | 1/r_2^3 | nl \rangle (-1)^{K+\frac{1}{2}} [2] \left[\frac{3}{2} \right] [l] \\ \times \left\{ \begin{matrix} \frac{3}{2} & l & K \\ l & \frac{3}{2} & 2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \frac{3}{2} & 2 & \frac{3}{2} \\ 2 & \frac{1}{2} & 2 \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & 2 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$E^{(1)}(6d_{5/2}nlKM) = \langle 6d | r_1^2 | 6d \rangle \langle nl | 1/r_2^3 | nl \rangle (-1)^{K+\frac{1}{2}} [2] \left[\frac{5}{2} \right] [l] \\ \times \left\{ \begin{matrix} \frac{5}{2} & l & K \\ l & \frac{5}{2} & 2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \frac{5}{2} & 2 & \frac{5}{2} \\ 2 & \frac{1}{2} & 2 \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & 2 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ + \langle 6d | r_1^4 | 6d \rangle \langle nl | 1/r_2^5 | nl \rangle (-1)^{K+\frac{1}{2}} [2] \left[\frac{5}{2} \right] [l] \\ \times \left\{ \begin{matrix} \frac{5}{2} & l & K \\ l & \frac{5}{2} & 4 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \frac{5}{2} & 4 & \frac{5}{2} \\ 1 & \frac{1}{2} & 1 \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} 2 & 4 & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & 2 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

où les intégrales radiales $\langle 6p | r_1^2 | 6p \rangle$, $\langle 6d | r_1^2 | 6d \rangle$, $\langle 6d | r_1^4 | 6d \rangle$ sont calculées numériquement par M. Aymar en utilisant un potentiel modèle. Les intégrales radiales $\langle nl | 1/r_2^3 | nl \rangle$, $\langle nl | 1/r_2^5 | nl \rangle$ sont celles de l'hydrogène atomique¹⁰ et valent en unités atomiques :

$$\langle nl | 1/r^3 | nl \rangle = \frac{1}{n^3 l(l+1/2)(l+1)} \\ \langle nl | 1/r^5 | nl \rangle = \frac{5n^2 - 3l(l+1) + 1}{2n^5(l-1)(l-\frac{1}{2})l(l+\frac{1}{2})(l+1)(l+\frac{3}{2})(l+2)}$$

Le signe de $E^{(1)}$ est donné par les parties angulaires : elle est négative pour les états $6p_{3/2}nl, K = l \pm \frac{1}{2}$ et $6d_{5/2}nl, K = l \pm \frac{1}{2}, l + \frac{3}{2}$. Aux grandes valeurs de n et l , $E^{(1)}$ varie comme sa partie quadrupolaire c'est-à-dire comme $1/(nl)^3$.

Le calcul de la correction au deuxième ordre $E^{(2)}$ utilise les mêmes outils mathématiques. On peut regrouper les termes qui comporteront les mêmes intégrales angulaires. Les différences d'énergie aux dénominateurs ont été approximées par la différence des énergies ioniques (on néglige les énergies de liaison de l'électron externe dans les états NLJ, nl, KM et $N'L'J', n'l', K'M'$). Une comparaison avec un calcul exact¹¹ justifie pleinement cette approximation. En remarquant que les termes dipolaires sont plus grands que les quadrupolaires et ainsi de suite, on trouve pour $E^{(2)}$ les formes suivantes :

$$E^{(2)}(6s_{1/2}nlKM) = \alpha_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \beta |\langle 6s | r_1 | 6p \rangle|^2 + \gamma |\langle 6s | r_1 | 7p \rangle|^2 + \delta |\langle 6s | r_1 | 8p \rangle|^2 + \dots \} \\ + \alpha_{quad} \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle \{ \beta' |\langle 6s | r_1^2 | 5d \rangle|^2 + \gamma' |\langle 6s | r_1^2 | 6d \rangle|^2 + \delta' |\langle 6s | r_1^2 | 7d \rangle|^2 + \dots \} \\ E^{(2)}(6p_{1/2}nlKM) = \alpha_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \beta |\langle 6p | r_1 | 6s \rangle|^2 + \gamma |\langle 6p | r_1 | 7s \rangle|^2 + \delta |\langle 6p | r_1 | 8s \rangle|^2 + \dots \} \\ + \alpha'_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \lambda |\langle 6p | r_1 | 5d \rangle|^2 + \mu |\langle 6p | r_1 | 6d \rangle|^2 + \nu |\langle 6p | r_1 | 7d \rangle|^2 + \dots \} \\ + \alpha_{quad} \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle \{ \beta' |\langle 6p | r_1^2 | 4f \rangle|^2 + \gamma' |\langle 6p | r_1^2 | 5f \rangle|^2 + \delta' |\langle 6p | r_1^2 | 8d \rangle|^2 + \dots \}$$

¹⁰ p. 17, "Quantum mechanics of one and two electrons atoms", H. A. Bethe, E. E. Salpeter, Berlin Springer, 1957.

¹¹ fig. 8, page 4736, " High angular momentum 6pnl and 6dnl doubly excited states of baryum ", L. Pruvost, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, J. Phys. B **24**, 4723, 1991.

$$\begin{aligned}
E^{(2)}(6p_{3/2}nlKM) = & \alpha_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \beta |\langle 6p | r_1 | 6s \rangle|^2 + \gamma |\langle 6p | r_1 | 7s \rangle|^2 + \delta |\langle 6p | r_1 | 8s \rangle|^2 + \dots \} \\
& + \alpha'_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \lambda |\langle 6p | r_1 | 5d \rangle|^2 + \mu |\langle 6p | r_1 | 6d \rangle|^2 + \nu |\langle 6p | r_1 | 7d \rangle|^2 + \dots \} \\
& + \alpha_{quad} \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle \{ \beta' |\langle 6p | r_1^2 | 4f \rangle|^2 + \gamma' |\langle 6p | r_1^2 | 5f \rangle|^2 + \delta' |\langle 6p | r_1^2 | 8d \rangle|^2 + \dots \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E^{(2)}(6d_{5/2}nlKM) = & \alpha_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \beta |\langle 6d | r_1 | 6p \rangle|^2 + \gamma |\langle 6d | r_1 | 7p \rangle|^2 + \delta |\langle 6p | r_1 | 8p \rangle|^2 + \dots \} \\
& + \alpha'_{dip} \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle \{ \lambda |\langle 6d | r_1 | 4f \rangle|^2 + \mu |\langle 6d | r_1 | 5f \rangle|^2 + \nu |\langle 6d | r_1 | 6f \rangle|^2 + \dots \} \\
& + \alpha_{quad} \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle \{ \beta' |\langle 6d | r_1^2 | 6s \rangle|^2 + \gamma' |\langle 6d | r_1^2 | 7s \rangle|^2 + \delta' |\langle 6d | r_1^2 | 8s \rangle|^2 + \dots \} \\
& + \alpha'_{quad} \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle \{ \lambda' |\langle 6d | r_1^2 | 5d \rangle|^2 + \mu' |\langle 6d | r_1^2 | 7d \rangle|^2 + \nu' |\langle 6d | r_1^2 | 8d \rangle|^2 + \dots \}
\end{aligned}$$

où les coefficients du type α_{dip} sont des coefficients angulaires et ceux du type, $\alpha, \beta, \gamma \dots$ contiennent les termes de différence d'énergies. Les intégrales $\langle nl | 1/r^4 | nl \rangle$ ou $\langle nl | 1/r^6 | nl \rangle$ proviennent de la règle de somme de Van Vleck¹² : $\sum_{n'} |\langle nl | 1/r^k | n'l' \rangle|^2 = \langle nl | 1/r^{2k} | nl \rangle$ et valent :

$$\langle nl | 1/r^4 | nl \rangle = \frac{3n^2 - l(l+1)}{2n^5(l - \frac{1}{2})l(l + \frac{1}{2})(l+1)(l + \frac{3}{2})}$$

$$\langle nl | 1/r^6 | nl \rangle = \frac{35n^4 - 5n^2(6l(l+1) - 5) + 3(l-1)l(l+1)(l+2)}{8n^7(l - \frac{3}{2})(l-1)(l - \frac{1}{2})l(l + \frac{1}{2})(l+1)(l + \frac{3}{2})(l+2)(l + \frac{5}{2})}$$

Globalement $E^{(2)}$ contient une contribution dipolaire de la forme $\langle nl | 1/r^4 | nl \rangle K_{dip}$ et une contribution quadrupolaire de la forme $\langle nl | 1/r^6 | nl \rangle K_{quad}$. Les calculs¹³ confirment que la contribution quadrupolaire est en général faible. Aux grandes valeurs de n et l , $E^{(2)}$ varie comme sa partie dipolaire c'est-à-dire comme $1/(n^3l^5)$.

Je ne redonne pas ici les tables des valeurs de défauts quantiques obtenus par le calcul. J'ai repris les graphes donnant la comparaison entre la théorie et l'expérience pour les spectres présentés plus haut, c'est-à-dire pour $n = 13$. Comme le montrent les fig. 1.5, 1.6 et 1.8, la comparaison avec l'expérience est très satisfaisante.

Remarque. La méthode perturbative permet aussi de déterminer la fonction d'onde (fonction d'onde d'ordre zéro perturbée), et donc de calculer les amplitudes de transitions. Ce calcul permettrait de reproduire l'allure des spectres. Ce calcul n'a pas été fait. Rapidement nous avons abordé des séries plus excitées présentant une corrélation plus importante.

1.3.2 Série $7dnl$

1.3.2.1 Spectres et mesures expérimentales

En augmentant l'excitation du cœur on augmente la corrélation électronique. La suite logique du travail précédent aurait été l'étude de la série $7pnl$ (voir fig. 1.3). Pour cette étude il aurait fallu reprendre un dispositif laser déjà testé¹⁴ qui mettait en oeuvre un doublage et un mélange de

¹² Van Vleck J.H., Proc. Nat. Acad. Sci **15**, 757, 1929.

¹³ tables 2,3,4,5 " High angular momentum $6pnl$ and $6dnl$ doubly excited states of baryum ", L. Pruvost, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, J. Phys. B **24**, 4723, 1991.

¹⁴ "UV laser spectroscopy of $7pnd$ doubly excited states of barium", L. Pruvost, A. Bolovinos, P. Camus, J.-M. Lecomte, P. Pillet, J. Phys. B **23**, L95, 1990.

fréquences pour générer un faisceau laser à 200 nm. On a préféré travailler avec des transitions à deux photons utilisant un rayonnement rouge ou bleu généré via un seul cristal doubleur.

Comme pour les expériences précédentes, les spectres sont obtenus en fixant la longueur d'onde du second laser sur la transition $6s6p \xrightarrow{\lambda \sim 400-440 \text{ nm}} 6snk/6snl$ et en balayant le troisième laser autour de la longueur d'onde à 333.9 nm de la raie ionique $\text{Ba}^+ 6s \rightarrow 7d_{5/2}$ pour réaliser la ICE $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 7d_{5/2}nl$. L'auto-ionisation de l'atome dans l'état $7d_{5/2}nl$ donne des ions Ba^+ dans les états $5f, 8s, 7p, 4f, 6d, 7s, 6p, 6s$. Les canaux de plus grande probabilité sont $5f, 8s, 7p$. Le rayonnement UV à 333.9 nm photo-ionise très efficacement une partie de ces ions, ceux dans les états $5f$ et $8s$, c'est pourquoi les spectres $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 7d_{5/2}nl$ sont enregistrés via le signal d'ions Ba^{++} .

Le faisceau laser à 333.9 nm est obtenu par doublage de fréquence d'un laser à colorant à 667.8 nm pompé par un laser à Nd :YAG doublé en fréquence. La calibration du spectre utilise les franges d'interférence d'un interféromètre de Fabry-Perot qui donne une graduation de 4 cm^{-1} . La calibration absolue utilise la raie du strontium $5s5p^3P_1 \rightarrow 5s12s^3S_1$ connue à 0.1 cm^{-1} .

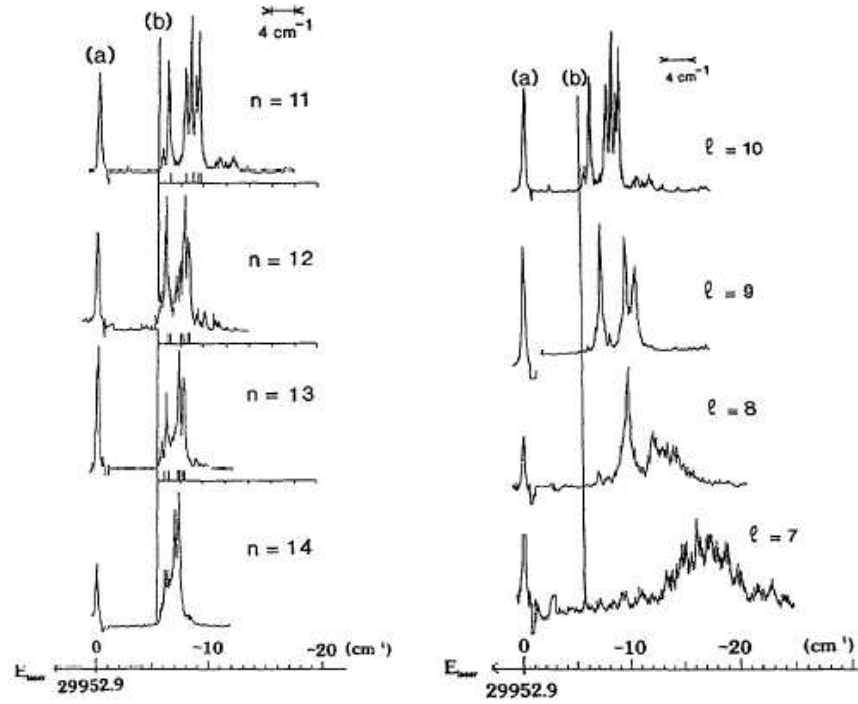


FIG. 1.9: Spectres $6snl \rightarrow 7d_{5/2}nl$: à gauche, $n=11$ à 14 et $l=10$; à droite, $n=11$, $l=7$ à 10 . (a) indique la raie du strontium $5s5p^3P_1 \rightarrow 5s12s^3S_1$. (b) indique la raie ionique $\text{Ba}^+ 6s \rightarrow 7d_{5/2}$.

La fig. 1.9(gauche) présente les spectres obtenus pour $n = 11$ à 14 et $l = 10$. Plusieurs résonances assez fines sont bien résolues. On s'attend à 6 valeurs du couplage intermédiaire K : $K = l \pm \frac{5}{2}, l \pm \frac{3}{2}, l \pm \frac{1}{2}$. La corrélation électronique, qui s'évalue avec l'écart entre les pics, augmente lorsque n décroît. La fig. 1.9(droite) présente les spectres obtenus pour $n = 11$ et $l = 7$ à 10 . Pour $l = 9$ et 10 on reconnaît la forme spectrale vue à la figure de gauche. Pour $l = 7$ et 8 , les pics s'élargissent et ne peuvent plus être identifiés. Dans ces cas, la probabilité de présence au centre de l'atome est plus importante car la barrière centrifuge est plus basse et l'interaction entre les deux électrons est très importante.

1.3.2.2 Interprétation des spectres

Une méthode perturbative ne convient pas. Nous avons essayé la méthode utilisée pour les séries $6pnl$ et $6dnl$. Cependant la corrélation électronique ne peut être calculée par perturbation car (i) le nombre de termes à considérer est très important et la convergence n'est pas garantie, (ii) l'hypothèse d'une fonction d'onde hydrogénoïde pour l'électron externe n'est plus convenable.

J.-M. Lecomte a effectué les calculs. Sa démarche a consisté à inclure les premiers termes du développement de V_{pert} dans le hamiltonien décrivant l'électron externe¹⁵. La fonction d'onde de cet électron à l'ordre zéro n'est plus hydrogénoïde. De plus, elle dépend du couplage intermédiaire K qui apparaît dans les parties angulaires des premiers termes du développement. A l'ordre zéro les états $7d_{5/2}nlK$ ne sont pas dégénérés en énergie. Le reste du terme V_{pert} est alors traité comme une perturbation d'états non-dégénérés. Le calcul donne non seulement les positions en énergie des résonances, qui sont en très bon accord avec les expériences (fig. 1.10), mais permet aussi la détermination de la forme spectrale. Pour cela la largeur d'autoionisation est calculée avec la règle de Fermi. Si elle est supérieure à la largeur du laser (typiquement 0.5 cm^{-1}) le spectre calculé prend en compte la largeur d'autoionisation. Dans la cas contraire le spectre est calculé avec une convolution incluant la largeur expérimentale. La fig. 1.10 illustre la qualité de cette démarche pour $n = 11$, $l = 8$ à 10 .

1.3.3 Séries $Nsnl$ ($N=7, 8, 9, 10$)

Une grande valeur du moment cinétique total J conduit à $2J+1$ valeurs de K et en conséquence à des calculs incluant un très grand nombre de voies. De plus, les spectres sont relativement compliqués et les raies ne sont pas facilement identifiables. Pour étudier la corrélation plus aisément on a donc choisi des états doublement excités a priori plus simples $Nsnl$, avec deux valeurs de K : $K = l \pm \frac{1}{2}$. Il sont accessibles par une excitation à deux photons : $6snl \xrightarrow{\lambda_3} Nsnl$. Les longueurs d'onde sont données dans le tableau suivant. On y donne aussi le type de laser utilisé.

transition ionique	λ_3	laser
$6s_{1/2} \rightarrow 7s_{1/2}$	2 photons à 472.06 nm	colorant pompé par XeCl*
$6s_{1/2} \rightarrow 8s_{1/2}$	2 photons à 344.6 nm	colorant pompé par Nd :YAG X2, doublé en fréq.
$6s_{1/2} \rightarrow 9s_{1/2}$	2 photons à 304.4 nm	colorant pompé par Nd :YAG X2, doublé en fréq.
$6s_{1/2} \rightarrow 10s_{1/2}$	2 photons à 285.57 nm	colorant pompé par Nd :YAG X2, doublé en fréq.

A part pour les état $7snl$, l'enregistrement du spectre $6snl \xrightarrow{\lambda_3} Nsnl$ passe par l'analyse en temps de vol des ions Ba^{++} , qui sont la conséquence de la photo-ionisation des produits de l'auto-ionisation (voir la détection des états $7dnl$, p.21). Pour les état $7snl$, la photoionisation vers Ba^{++} qui nécessite deux photons est beaucoup moins efficace et on détecte les ions Ba^+ .

L'approche perturbative présentée à la p. 17 montre que la correction à l'énergie au premier ordre $E^{(1)} = \langle Ns_{1/2}, nl, KM | V_{pert} | Ns_{1/2}, nl, KM \rangle$ est nulle. Au premier ordre, les états $K = l \pm \frac{1}{2}$ sont dégénérés en énergie. Les principales contributions de la correction à l'énergie au second ordre $E^{(2)}$ sont de type dipolaire $E_{dip}^{(2)}$ et quadrupolaire $E_{quad}^{(2)}$. $E_{dip}^{(2)}$ résulte du couplage avec les séries $N'pnl$ ($N' = 6, 7, 8, \dots$) et $E_{quad}^{(2)}$ du couplage avec les séries $N'dnl$ ($N' = 5, 6, 7, \dots$). Ils peuvent s'écrire sous la forme : $E_{dip}^{(2)} = \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle K_{dip}$ et $E_{quad}^{(2)} = \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle K_{quad}$ et varient donc

¹⁵ "High l double-Rydberg states $7d5/2nl$ of barium", P. Camus, J.-M. Lecomte, C.R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, J. Phys. II France **2**, 715, 1992.

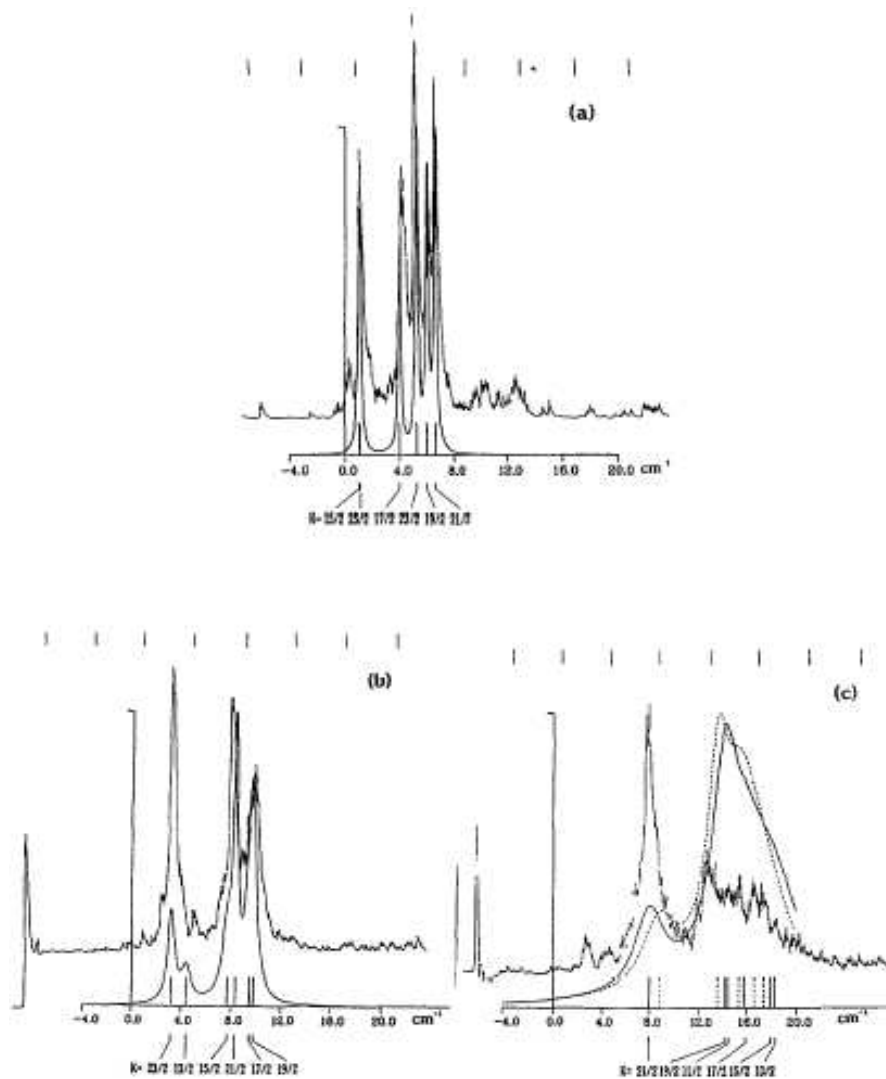


FIG. 1.10: Comparaison théorie-expérience des spectres $6s nl \rightarrow 7d_{5/2} nl$, $n=11$, $l=10$ (a) , 9 (b) et 8 (c). Les valeurs de K sont indiquées sous les repères des positions. La courbe en pointillés de la courbe (c) est obtenue dans une approche perturbative.

respectivement comme $1/(n^3 l^5)$ et $1/(n^3 l^9)$ aux grandes valeurs de n et l . Les coefficients K_{dip} et K_{quad} contiennent les coefficients angulaires de couplage.

Si on écrit $E^{(2)}$ en faisant apparaître le défaut quantique $E^{(2)} = R/n^2 - R/(n - \delta_{Nsnl})^2 \simeq -2R\delta_{Nsnl}/n^3$ on montre facilement que pour les grandes valeurs de l , le défaut quantique doit varier comme :

$$\delta_{Nsnl} = \frac{C_{dip}}{l^5} + \frac{C_{quad}}{l^9}$$

1.3.3.1 Série $7snl$: spectres et mesures expérimentales

La fig. 1.11 montre les spectres $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 7snl$ pour $n = 14$ et l variant de 5 à 12. Chaque résonance est repérée par rapport à la raie ionique $6s \xrightarrow{\lambda_3} 7s$ indiquée en pointillés. La calibration absolue des spectres utilise une raie connue du baryum. Les spectres ne comportent qu'une seule résonance assez fine (limitée par la largeur du laser) et son écart d'énergie à la raie ionique décroît quand l augmente. La mesure de cet écart¹⁶ conduit à la quantité $\delta_{7snl} - \delta_{6snl}$ et par conséquent à δ_{7snl} puisque δ_{6snl} a été donné dans un article antérieur¹⁷. La fig. 1.12 présente les défauts quantiques mesurés et leur ajustement avec la loi précédente. Les valeurs $C_{dip} = 634 \pm 89$ et $C_{quad} = (19 \pm 5)10^3$ confirment que l'interaction dominante est dipolaire : pour $l = 5$ on a $E_{dip}^{(2)}/E_{quad}^{(2)} = 21$ et pour $l = 13$, $E_{dip}^{(2)}/E_{quad}^{(2)} = 953$.

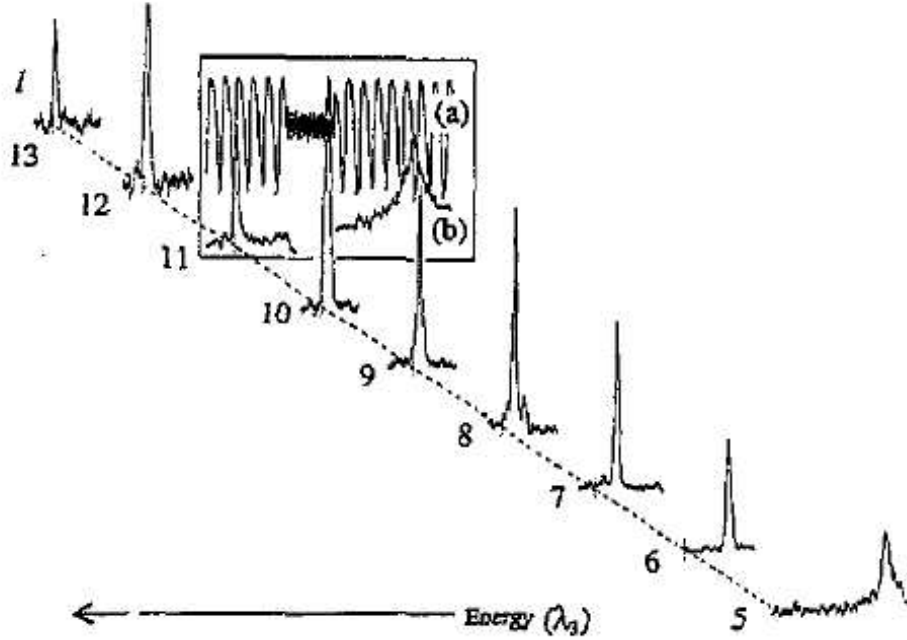


FIG. 1.11: Spectres $6snl \rightarrow 7snl$ pour $n = 15$, $k = 10$ à 13 . La position de la raie ionique est indiquée par la ligne en pointillés. (a) montre les franges de Fabry-Perot espacées de 2 cm^{-1} . (b) indique la raie de calibration $\text{Ba } 6s5d \rightarrow {}^1D_2 \text{ } 6s7p \text{ } {}^1P_1$.

¹⁶table 1 p.225 "Ba $6snl \rightarrow 7snl$ and $10snl$ double Rydberg spectra and stray electric field effects", P. Camus, C. R. Mahon, L. Pruvost, J. Phys. B **26**, 221, 1993.

¹⁷"High angular momentum $6pnl$ and $6dnl$ doubly excited states of baryum", L. Pruvost, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, J. Phys B **24**, 4723, 1991.

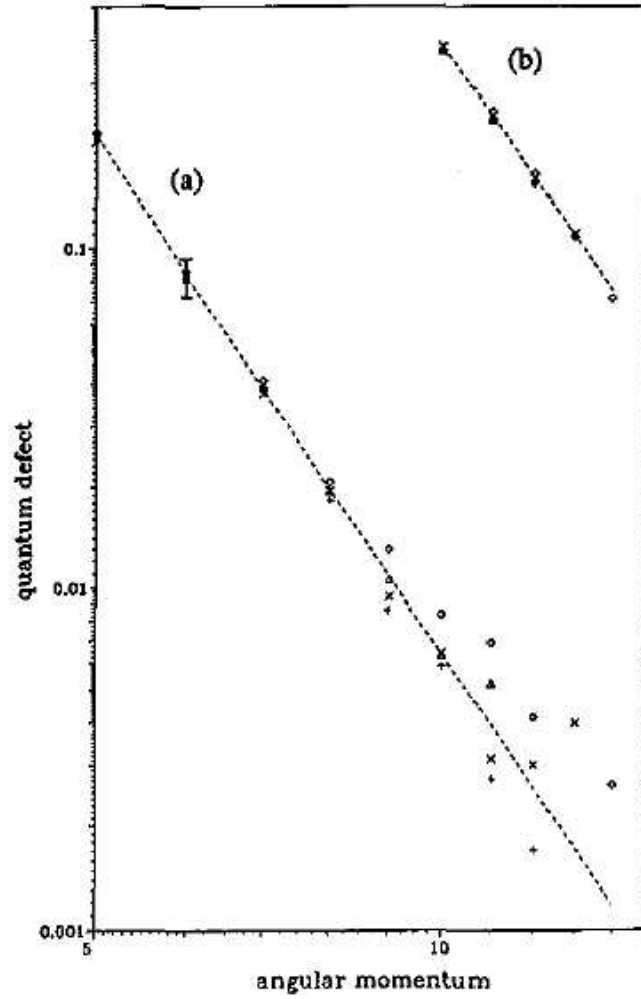


FIG. 1.12: Défauts quantiques des séries $7snl$ et $10snl$ pour $n=12$ (Δ), 13 ($+$), 14 ($\times$), 15 ($\diamond$). Les courbes en pointillés sont des ajustements utilisant la loi $\delta_{Nsnl} = \frac{C_{dip}}{l^5} + \frac{C_{quad}}{l^9}$.

1.3.3.2 Série $10snl$: une sensibilité au champ électrique

Historiquement cette série a été étudiée en même temps que la série $7snl$. C'est pourquoi j'en parle maintenant. La fig. 1.13 présente les spectres $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 10snl$ pour $n = 14$ et l variant de 10 à 13. Chaque spectre contient la raie ionique $6s \xrightarrow{\lambda_3} 10s$ qui sert à la calibration en énergie.

Il est surprenant d'observer trois pics pour une valeur donnée de l , alors que deux valeurs de K sont attendues. En étudiant précisément ces spectres, et en variant légèrement l'impulsion de champ électrique qui réalise l'effet Stark, nous avons pu comprendre que chaque spectre est la superposition de trois spectres de valeur de l différents : un faible champ électrique même de l'ordre de 1 V/cm provoque un mélange de fonctions d'onde dans l'état final $10snl$. Cet effet est illustré à la fig. 1.14 où le spectre (b) est obtenu en ajoutant un champ de 3 V/cm . La résonance de $l = 12$ a disparu au profit de celles de $l = 11$ et $l = 13$.

Comme on le voit sur cette même figure, pour de tels champs, les résonances sont peu déplacées

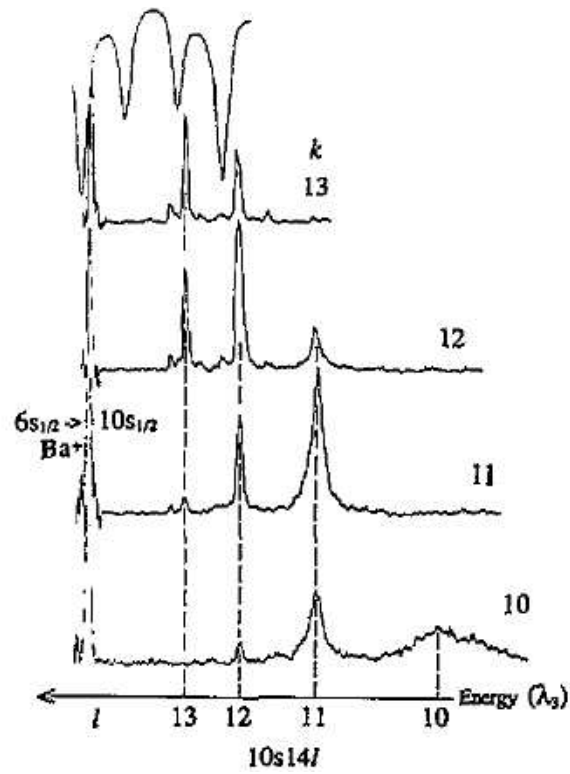


FIG. 1.13: Spectres $6snl \rightarrow 10snl$ pour $n = 14$ et k variant de 10 à 13. La raie ionique est indiquée à gauche. Le signal de Fabry-Perot est montré en haut de la figure.

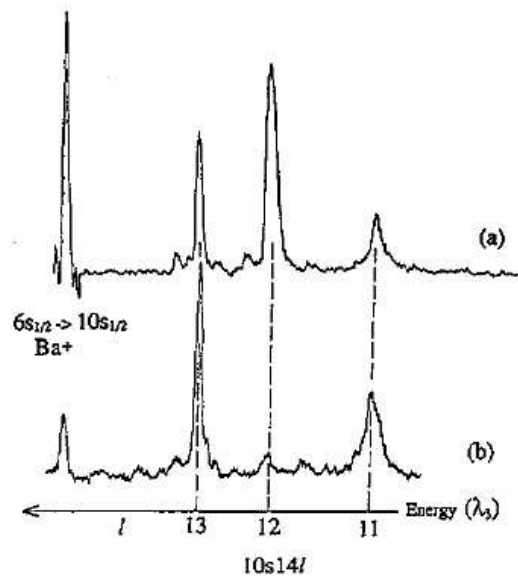


FIG. 1.14: Spectres $6snl \rightarrow 10snl$, $n=14$, $k=14$, sans champ supplémentaire appliqué (a), avec un champ additionnel de 3 V/cm (b).

en énergie. C'est pourquoi la mesure de leur position en énergie¹⁸ ainsi que la déduction de leurs défauts quantiques sont possibles. La fig. 1.12 présente les défauts quantiques mesurés et leur ajustement avec la loi précédente. Les valeurs $C_{dip} = (41.4 \pm 5.8)10^3$ et $C_{quad} = -(3.4 \pm 0.9)10^6$ confirment que l'interaction dominante est dipolaire : en effet pour $l = 5$ on a $E_{dip}^{(2)}/E_{quad}^{(2)} = 7.6$ et pour $l = 13$ $E_{dip}^{(2)}/E_{quad}^{(2)} = 348$.

1.3.3.3 Série $8snl$: un couplage octupolaire avec la série $5fnl$

Les spectres de ICE $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 8snl$ ont été étudiés pour $n = 12$ à 15 et $l = 6$ à $n - 1$. La fig. 1.15 présente les spectres $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 8snl$ obtenus pour $n = 13$ et $l = 7$ à 11 . La raie ionique $6s \xrightarrow{\lambda_3} 8s$ sert de calibration absolue, les franges du Fabry-Perot d'intervalle libre de 4 cm^{-1} de calibration relative. Les spectres ont été enregistrés en présence d'un champ électrique résiduel estimé à 1 V/cm . C'est pourquoi les résonances sont accompagnées des résonances de l adjacents, d'amplitude plus faible. Comme on l'a vu pour l'étude de la série $10snl$ les résonances sont suffisamment séparées en énergie pour être identifiées sans ambiguïté et sont peu déplacées, ce qui permet des mesures de l'énergie des transitions $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 8snl$. Pour $l \geq 8$, la résonance principale est fine et non dédoublée car on ne résout pas les deux composantes K . L'écart d'énergie à la raie ionique (noté $\Delta\sigma_3$ sur la fig. 1.15) donne l'énergie de la transition et la différence des défauts quantiques $\delta_{8snl} - \delta_{6snl}$.

Pour $l = 7$ ($k = 7$ si on parle de l'état Stark intermédiaire), une structure apparaît : on y voit au moins cinq pics, qui ne peuvent être expliqués par le nombre quantique K . La structure provient donc d'un mélange avec des séries voisines en énergie. Pour une valeur plus faible de l on s'attend donc à un effet plus important de ce couplage. La figure 1.16 montre le spectre $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 8snl$ ($n = 13, l = 7$) et les spectres $6snl \xrightarrow{\lambda_3} 8snl$ ($n = 13$ et $14, l = 6$). On y voit apparaître des ensembles de raies qui forment des séries et qui ont été identifiées aux séries $5f_{5/2}n'l$ et $5f_{7/2}n'l$ compte tenu des nombres quantiques mesurés et des limites de convergence. Le couplage entre $8snl$ et $5fn'l$ est de type octupolaire ($q = 3$ dans le développement de $1/r_{12}$). Puisque $K = 11/2$ et $13/2$ ($l = 6$ et $J = 1/2$) les séries potentiellement couplées à $8snl$ sont au nombre de 14 (voir les tableaux ci-dessous). Les valeurs de n' attendues sont de l'ordre de $n' = 40$ pour $5f_{5/2}n'l$ et $n' = 22$ pour $5f_{7/2}n'l$. Un ordre de grandeur montre que dans ce cas les structures K ne peuvent pas être résolues avec la précision de notre expérience, ce qui réduit à 8 le nombre de séries attendues. L'analyse des raies montrent clairement quatre séries, deux qui convergent vers $5f_{5/2}n'l$ avec des défauts quantiques de 0.14 et 0.41, et deux séries qui convergent vers $5f_{7/2}n'l$ avec des défauts quantiques de 0.72 et 0.95. L'identification peut être faite en analysant l'amplitude des couplages qui ne diffèrent les uns les autres que par les facteurs angulaires. Pour $l = 6, l' = 3, 5, 7, 9, K = \frac{11}{2}$ et $\frac{13}{2}$, les résultats des calculs figurent dans les tables suivantes. Les 4 valeurs les plus grandes sont celles des séries : $5f_{5/2}n'l' = 3, K = \frac{11}{2}, 5f_{7/2}n'l' = 9, K = \frac{11}{2}, 5f_{5/2}n'l' = 9, K = \frac{13}{2}, 5f_{7/2}n'l' = 3, K = \frac{13}{2}$.

L'analyse détaillée des niveaux d'énergies, de leur position en énergie, les couplages entre les voies fermées et ouvertes a été faite par P. Camus et S. Cohen¹⁹. Dans cette référence on peut trouver les graphes de Lu-Fano qui illustrent les couplages.

¹⁸ table 3 p.228 "Ba $6snl - > 7snl$ and $10snl$ double Rydberg spectra and stray electric field effects", P. Camus, C. R. Mahon, L. Pruvost, J. Phys. B **26**, 221, 1993.

¹⁹"Neutral Ba $8snl(l = 6, 7) + 5fn'l'$ double Rydberg spectroscopy", P. Camus, S. Cohen, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2430, 1997.

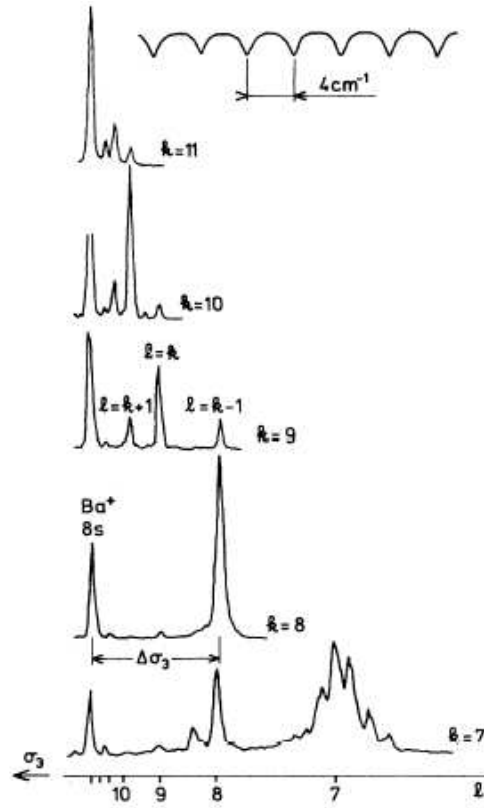


FIG. 1.15: Spectres $6snk/6snl \rightarrow 8snl$ pour $n = 13$ et $l = 7$ à 11. La raie ionique $6s \rightarrow 8s$ sert de calibration absolue, les franges du Fabry-Perot d'intervalle libre de 4 cm^{-1} de calibration relative.

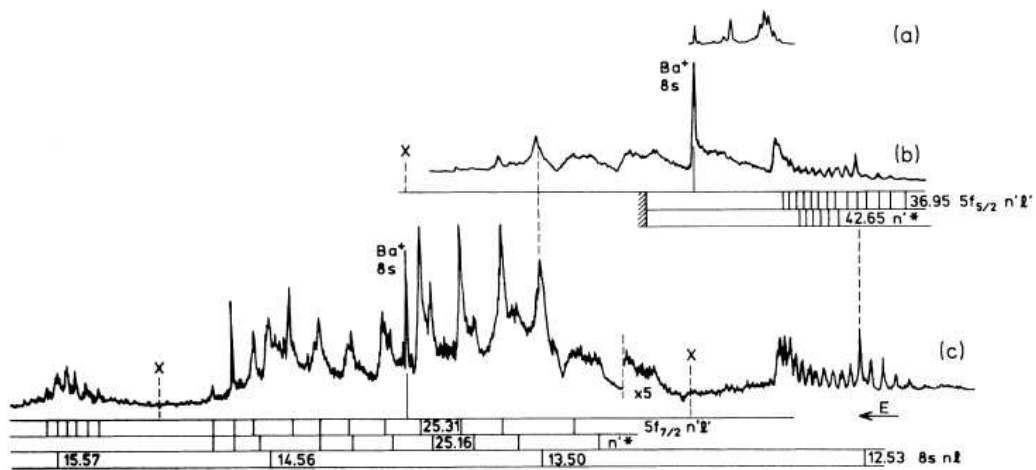


FIG. 1.16: Spectres $6snl \rightarrow 8snl$, (a) $n = 13, l = 7$, (b) $n = 13, l = 6$, (c) $n = 14, l = 6$. Les résonances des séries $5fnl$, identifiées sont indiquée sous chaque spectre.

série $K = \frac{11}{2}$	facteur angulaire
$5f_{5/2}n'l' = 3$	$\left[3, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 3 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{25}{21021} = 1.2 * 10^{-3}$
$5f_{5/2}n'l = 5$	$\left[5, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 5 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 5 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{5}{7098} = 7.04 * 10^{-4}$
$5f_{5/2}n'l = 7$	$\left[7, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 7 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 7 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{6}{13013} = 4.6 * 10^{-4}$
$5f_{7/2}n'l = 3$	$\left[3, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 3 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{25}{273273} = 9.15 * 10^{-5}$
$5f_{7/2}n'l = 5$	$\left[5, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 5 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 5 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{1}{3549} = 2.8 * 10^{-4}$
$5f_{7/2}n'l = 7$	$\left[7, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 7 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 7 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{150}{221221} = 6.7 * 10^{-4}$
$5f_{7/2}n'l = 9$	$\left[9, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{11}{2} \\ 9 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 9 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{6}{2873} = 2 * 10^{-3}$
série $K = \frac{13}{2}$	facteur angulaire
$5f_{5/2}n'l = 5$	$\left[5, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 5 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 5 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{3}{16562} = 1.8 * 10^{-4}$
$5f_{5/2}n'l = 7$	$\left[7, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 7 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 7 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{5}{8281} = 6.04 * 10^{-4}$
$5f_{5/2}n'l = 9,$	$\left[9, \frac{5}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 9 & \frac{5}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{5}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 9 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{684}{595595} = 1.15 * 10^{-3}$
$5f_{7/2}n'l = 3$	$\left[3, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 3 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{50}{39039} = 1.28 * 10^{-3}$
$5f_{7/2}n'l = 5$	$\left[5, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 5 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 5 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{20}{244843} = 8.1 * 10^{-5}$
$5f_{7/2}n'l = 7$	$\left[7, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 7 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 7 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{972}{1548547} = 6.2 * 10^{-4}$
$5f_{7/2}n'l = 9$	$\left[9, \frac{7}{2}\right] \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 6 & \frac{13}{2} \\ 9 & \frac{7}{2} & 3 \end{smallmatrix} \right\}^2 \left\{ \begin{smallmatrix} \frac{1}{2} & 3 & \frac{7}{2} \\ 3 & \frac{1}{2} & 0 \end{smallmatrix} \right\}^2 \begin{pmatrix} 6 & 3 & 9 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{60}{140777} = 4.2 * 10^{-4}$

1.3.3.4 Séries $Nsnl$ ($N = 7$ à 10 et $l \geq 8$) : polarisabilités dipolaire et quadrupolaire

Pour des valeurs de n variant de 12 à 15, et pour les grandes valeurs de moment angulaire $l \geq 8$, les spectres des quatres séries $6snl \xrightarrow{\lambda_3} Nsnl$ ($N = 7, 8, 9, 10$) ont été réalisés et analysés. Les résonances sont fines, non résolues en $K = l \pm \frac{1}{2}$ et leurs position en énergie permettent la mesure des défauts quantiques δ_{Nsnl} . Comme il a été dit pour la série $10snl$, la présence de champ électrique résiduel fait apparaître dans un spectre $6snl \xrightarrow{\lambda_3} Nsnl$ les raies de l adjacents avec une intensité en général moins grande. Cela ne nuit, ni à l'identification des pics, ni à la mesure de

l'énergie de la transition.

Comme on l'a vu à la p. 22, la correction à l'énergie de liaison de l'électron externe contient deux contributions : dipolaire et quadrupolaire. La formule de correction à l'énergie (ou celle donnant le défaut quantique) peut être écrite sous la forme :

$$\Delta E(Nsnl) = -\frac{1}{2} [\alpha_d \langle nl | 1/r^4 | nl \rangle + \alpha_q \langle nl | 1/r^6 | nl \rangle]$$

où α_d et α_q sont les polarisabilités dipolaires et quadrupolaires et $\langle nl | 1/r^4 | nl \rangle$ et $\langle nl | 1/r^6 | nl \rangle$ les éléments de matrice donnés à la p. 20. En traçant $\Delta E(Nsnl)$ en fonction de l , pour chaque valeur de n , et en ajustant avec la loi proposée, on déduit les valeurs α_d et α_q ²⁰. Les valeurs confirment le caractère dipolaire prédominant comme on l'avait observé pour les séries $7snl$ et $10snl$.

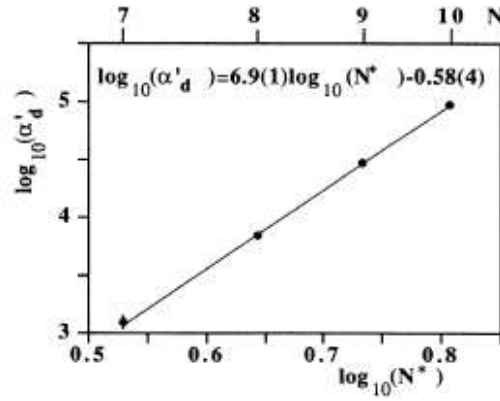


FIG. 1.17: Polarisabilité dipolaire en fonction de N^* , pour les series $Nsnl$, $N=7$ à 10 et $N=12$ à 15.

La polarisabilité dipolaire varie avec N (plus précisément avec N^*) selon la loi $N^{*6.9(1)}$, comme le montre la fig. 1.17. Cette loi est en bon accord avec une prédiction utilisant un raisonnement simple. En effet dans la théorie des perturbations chaque terme dipolaire contient des facteurs du type :

$$\frac{|\langle Ns | r | N'p \rangle|^2}{E(Ns) - E(N'p)}$$

où $N'p$ désigne le coeur ionique d'une série couplée. La série qui contribue le plus à la correction à l'énergie sera la plus proche en énergie : on peut alors dire, très qualitativement, que $N'^* \sim N^*$. Ainsi le numérateur vaut environ $|\langle Ns | r | N'p \rangle|^2 \sim N^{*4} a_0^4$ (a_0 est le rayon de Bohr) et le dénominateur $E(Ns) - E(N'p) = R(1/N'^{*2} - 1/N^{*2}) \sim R(N'^* - N^*)/N^{*3}$, ce qui donne un rapport qui varie comme N^{*7} . Cette loi est d'autant mieux vérifiée que N est grand. Dans le cas des séries $Nsnl$, le nombre de voies couplées par interaction dipolaire est faible (seules les séries $Npn'l'$) et explique le bon accord entre la loi qualitative et les mesures expérimentales. Une approche théorique moins qualitative a été faite : on inclut dans une méthode perturbative (p. 17) les séries $Npn'l'$. Les éléments de matrices $|\langle Ns | r | N'p \rangle|$ sont calculés, soit par un potentiel hydrogénoïde²¹, soit avec un

²⁰ fig. 3, tables II et IV de "Effective core polarisabilities in Ba high- l $Nsnl$ double Rydberg atoms", P. Camus, S. Cohen, Phys Rev A **51**, 1985, 1995.

²¹ "A semi-empirical model for computing radial matrix elements in one-electron atoms and ions", M. Poirier, Z Phys. **25**, 117, 1993.

potentiel modèle²². L'accord avec les mesures expérimentales est très satisfaisant : la polarisabilité dipolaire calculée suit une loi en N^{*p} avec p variant de 6.35 à 6.42 selon la valeur de l et la méthode utilisée pour le calcul des éléments de matrice.

La polarisabilité quadrupolaire a été analysée avec une démarche similaire. Elle est positive pour $N = 7$ et 8 et négative pour $N = 9$ et 10. Le modèle qualitatif précédent donnerait une loi de variation en N^{*11} . Les valeurs calculées de la polarisabilité quadrupolaire montrent un comportement en N^{*p} avec $p = 10.69$ ou 10.52 et sont en accord avec cette loi. Les valeurs expérimentales ne sont pas reproduites par ce calcul : ni les valeurs, ni les signes. Le modèle perturbatif doit être remis en cause pour de telles excitations du coeur ($N = 9$ et 10).

1.4 Conclusion

1.4.1 Conclusion de l'expérience menée au LAC

En 1996 cette opération de recherche fut arrêtée. L'expérience a été démontée et les lasers transférés pour d'autres applications. Dès 1992, j'avais personnellement été chargée d'un autre projet concernant le refroidissement des atomes par laser et ma contribution à l'opération des double Rydberg a, en conséquence, été diminuée.

Je pense que les moyens techniques disponibles sur le montage des double Rydberg ont été exploités au mieux. Après l'observation d'une corrélation importante dans les états $Nsnd$ et $Ndnd$ l'étude des états de grand moment angulaire a fourni de nombreux résultats. Elle a confirmé l'idée première qui consistait à essayer de produire des états de durée de vie plus longue (moins auto-ionisants). Cependant, il n'est pas apparu possible de créer des états à forte corrélation stabilisés au sens où l'imaginait Wannier : sorte de système "planétaire" où les deux électrons gravitent sur des orbites très similaires tout en évitant de se rencontrer pour limiter la répulsion coulombienne. Le mode d'excitation vers de tels états n'a pas été découvert. Peut-être resteront-ils des objets de pensée.

Cette expérience a permis à S. Cohen, P. Camus et A. Bolovinos de mettre en évidence le phénomène de double-photonionisation²³ : deux électrons éjectés de l'édifice neutre, de façon simultanée et non-séquentielle.

1.4.2 Evolution internationale du sujet depuis 1995

Dans les années 1980-1990 plusieurs groupes menaient des expériences de spectroscopie des alcalino-terreux en particulier des états double-Rydberg pour étudier les corrélation électroniques. Beaucoup d'entre elles ont été arrêtées parce que leurs responsables se sont engagés vers d'autres sujets, peut être plus prometteurs. Quelques unes se sont poursuivies, et se sont orientées de façon spécifique vers l'étude d'états doublement excités qui étaient des objets d'études théoriques. En effet, dès que la corrélation électronique devient importante le calcul des niveaux d'énergie et des probabilités de transition requiert des gros moyens de calcul : on peut dire aujourd'hui, que dans

²²"Eigenchannel R-matrix calculation of the J=1 odd-parity spectrum of barium", M. Aymar J. Phys. B **23**, 2697, 1990.

²³"Resonant double multiphoton ionization via planetary states", S. Cohen, P. Camus, A. Bolovinos, J. Phys. B, **26**, 3783, 1993.

ce cas, seule la méthode de la R matrice est adéquate²⁴. Cette méthode utilise des bases de grandes dimensions, et par conséquent demande la diagonalisation de grandes matrices.

Les dernières expériences menées sur ce sujet concernent surtout la spectroscopie de haute résolution (avec des lasers continus) d'états autoionisants :

séries peu excitées du bayum en champ électrique^{25 26}.

séries peu excitées de grand moment angulaire du bayum²⁷.

séries $4fng$, $4fnh$ et $4fni$ du baryum^{28 29}.

séries peu excitées du magnésium³⁰, du calcium^{31 32} et du strontium³³.

états de double-Rydberg de grand moments angulaire du strontium^{34 35 36} et du baryum (jusque $N=5$)³⁷.

²⁴"Multichannel Rydberg spectroscopy of complex atoms", M.Aymar, Ch. Greene, E. Luc-Koenig, Rev.Mod. Phys. **68**, 1015, 1996.

²⁵"Interference effects in Stark spectra of weakly autoionising 5dnf states of barium", G.J.Kuik, W.Vassen, C. T. W. Lahaije, W. Hogervorst, Z.Phys.D **39**, 127, 1997.

²⁶"Scaled-energy spectroscopy of barium autoionizing Rydberg atoms in an electric field", G.J.Kuik, A. Kips, W. Vassen, W. Hogervorst, J.Phys.B.**29**, 2159, 1996.

²⁷"CW laser spectroscopy of autoionising $6p\ 3/2nl$ states of barium", G.J. Kuik-, W.Vassen, W.Hogervorst, Z. Phys.D **38**, 201, 1996.

²⁸"Channel mixing in 4fng autoionizing series of barium", R.Van-Leeuwen, M. Aymar, W. Ubachs, W. Hogervorst, J.Phys.B **29**, 1007, 1996.

²⁹"Interference effects in the autoionization of 4f7h and 6dni states of barium", R. van-Leeuwen, W. Ubachs, W. Hogervorst, M. Aymar, E. Luc-Koenig, Phys.Rev.A **52**, 4567, 1995.

³⁰"Mg 3snf-3sng-3snh-3sni intervals and the Mg+ dipole polarizability", B. J. Lyons, T. F. Gallagher, Phys. Rev. A**57**, 2426,1998.

"Autoionization of the J=2 and J=4 3pnf states of magnesium", B. J. Lyons, J. A. Shanchuck, J. Hostetler, T. F. Gallagher, Phys. Rev. A**52**, 4586, 1995.

³¹"3dnd J=4,5 autoionizing levels in Ca : laser optogalvanic spectroscopy and theoretical analysis", S. Assimopoulos, A. Bolovinos, E. Luc-Koenig, S. Cohen, A. Lyras, P. Tsekeris, M. Aymar, Eur. Phys. J. D. **1**, 243, 1998.

³²"4pnp J=0-2 autoionizing series of calcium : experimental and theoretical analysis", A. Bolovinos, E. Luc-Koenig, S. Assimopoulos, A. Lyras, N. E. Karapanagioti, D. Charalambidis, M. Aymar, Z. Phys.D **38**, 265, 1996.

³³"Experimental and theoretical analysis of the 5pnp J=0, 1, 2 autoionizing spectrum of Sr", S. Cohen, M. Aymar, A. Bolovinos, M. Kompitsas, E. Luc-Koenig, H. Mereu, P.Tsekeris, Eur. Phys. J. D. **13**, 165, 2001.

³⁴"Long-range interactions in planetary three-body Coulomb systems", K. D. Heber, M. Seng, M. Halka, U. Eichmann, W. Sandner, Phys. Rev.A**56**, 1255, 1997.

³⁵"Electron spectroscopy of planetary atoms", M.Seng, M. Halka, K. D. Heber, W. Sandner, Phys. Rev. Lett.**74**; 3344, 1995.

³⁶"Multipole effects in the excitation of high-l doubly excited states in Sr", W.Huang, C. Rosen, U. Eichmann, W. Sandner, Phys. Rev. A **61**, 40502, 2000.

³⁷"Electron correlation in three-body Coulomb states of barium", R. van-Leeuwen, W.Ubachs, P. Camus, W. Hogervorst, Phys. Rev.A**54**, R17 1996.

Chapitre 2

Diffusion multiple dans des échantillons d'atomes froids

Résumé : Dès les années 1980, avec la maîtrise des échantillons d'atomes refroidis par laser s'est posée la question de la diffusion de la lumière dans ces échantillons relativement denses. Pour un échantillon dans un piège magnéto-optique ou dans une mélasse optique on atteint souvent le régime du milieu optiquement dense ($n\sigma L \sim 1$, avec n la densité, σ la section efficace d'absorption, et L la dimension de l'échantillon). Dans ces conditions, le photon qui entre dans l'échantillon peut être diffusé plusieurs fois avant de ressortir.

Dans les expériences que nous avons menées nous n'avons pas regardé exactement l'histoire des photons mais les effets de cette diffusion sur le nuage lui-même. Cette diffusion traduit une interaction non-linéaire entre la lumière et les atomes, des échanges d'énergie entre le milieu et le laser qui l'éclaire.

La méthode choisie pour l'étude consiste à préparer une mélasse brillante : un échantillon refroidi par un laser intense, et contenant ainsi beaucoup de photons "emprisonnés" au sein du nuage d'atomes. Ensuite on laisse évoluer librement l'échantillon. En absence de diffusion multiple on sait que le nuage grossit en suivant les lois prédites par le modèle du mouvement brownien. En présence de diffusion multiple, on observe une expansion bien plus rapide, avec une variation temporelle très différente. Nous avons montré, en étudiant ce phénomène en fonction des paramètres du laser, que l'évolution du nuage peut être décrite comme une explosion "coulombienne" d'un système visqueux de particules chargées portant chacune une très faible charge (typiquement $10^{-5} e$).

2.1 Diffusion multiple

Considérons un échantillon éclairé par une radiation résonnante ou quasi-résonnante. Les photons qui entrent dans l'échantillon sont absorbés par une particule qui, ensuite, ré-émet l'énergie, sous forme de photons s'il s'agit d'émission induite ou spontanée. Si le milieu est optiquement dense, et si la longueur d'onde des photons ré-émis est adéquate, ces photons peuvent être ré-absorbés par des particules du milieu. Il s'agit du phénomène de diffusion multiple. Selon le milieu et les caractéristiques de la radiation, la diffusion multiple pourra être élastique, résonnante, ou

incluant même des processus complexes (non-linéaires, effet Raman...). On trouve en physique pas mal d'exemples où la diffusion multiple est le processus invoqué pour expliquer les observations. Au terme de diffusion multiple de photons on préfère parfois le piégeage de radiation (*eng.* radiation trapping).

2.1.1 Quelques observations et phénomènes dûs à la diffusion multiple.

La diffusion multiple (DM) intervient lors de la traversée par la lumière d'un milieu optiquement dense : parmi les nombreux exemples d'illustration, citons l'émission lumineuse des nuages de gaz interstellaires, du soleil, des lampes à décharges... La DM explique les difficultés d'imagerie dans un milieu dit turbide, par exemple la photographie dans une salle enfumée, ou l'imagerie médicale dans le milieu sanguin.

La signature la plus intuitive du phénomène est l'accroissement apparent de la durée de vie radiative : pour atteindre un détecteur placé hors de l'échantillon, le photon aura passé plus de temps dans le milieu dense (i fois plus si i est le nombre de diffusions) que dans le milieu dilué. L'effet de moyenne sur tous les photons donne une durée de vie plus longue d'un facteur g , appelé le facteur de piégeage ou de Biberman-Holstein. Une autre signature est la modification (déformation, élargissement) du spectre d'émission de l'échantillon en présence de DM. Pour décrire ces deux effets la théorie de Holstein¹ est bien adaptée. Selon les échantillons et dans certaines circonstances elle devra être complétée². La réponse de l'échantillon est donc modifiée en cas de DM. Dans le cas des atomes froids, les modifications de l'échantillon peuvent s'accompagner d'autres effets : nous verrons que le nuage peut être chauffé ou qu'il peut subir une expansion "non habituelle".

2.1.2 Diffusion multiple dans des échantillons d'atomes froids

Dès les premières études des pièges magnéto-optiques (MOT), la DM est apparue comme un processus limitant la densité du nuage et le processus de refroidissement. En général une forte diffusion des photons du laser va de pair avec une forte absorption de celui-ci. Il faut donc tenir compte des deux processus : l'absorption du laser par le nuage et la DM.

Historiquement, c'est Dalibard qui a d'abord souligné le rôle de l'absorption du laser par le nuage³. Dès que la densité est suffisante, l'absorption du faisceau laser de refroidissement par le nuage d'atomes conduit à un gradient d'intensité lumineuse. Les atomes situés à l'intérieur du nuage sont donc soumis à une radiation moins intense et en conséquence à une force de pression de radiation moins forte. Le gradient de force entre les atomes situés au bord de l'échantillon et de ceux situés au centre conduit à une compression du nuage.

Le processus de DM met en jeu des paires d'atomes. Un premier atome absorbe le photon du laser, et le ré-émet. Lorsqu'un atome voisin l'absorbe, il subit une force de pression de radiation, qui est proportionnelle au flux lumineux reçu et caractérisée par la section efficace de ré-absorption de l'atome. Cette force tend donc à éloigner les deux atomes l'un de l'autre, et son effet global conduit à une augmentation de la taille du nuage avec un abaissement de sa densité.

¹"Imprisonment of Resonance Radiation in Gases", T. Holstein, Phys. Rev. **72**, 1212-1233, 1947.

"Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II", T. Holstein, Phys. Rev. **83**, 1159-1168, 1951.

²"Radiation trapping in atomic vapours", A. F. Molisch, B. P. Oehry, Oxford University Press, 1998.

³"Laser cooling of an optically thick gas : the simplest radiation pressure trap?", J. Dalibard, Opt. Comm. **68**, 203, 1988.

2.1.2.1 Limitation de la densité atomique d'un piège magnéto-optique

Observation : En 1990, Sesko, Walker et Wieman en observant la forme des MOT⁴ montrent que, pour les nuages quasi-sphériques, la taille du nuage augmente avec le nombre d'atomes (les autres paramètres étant constants) et que la densité moyenne du nuage reste constante. Pour un nombre d'atomes très élevé, le nuage devient instable et prend une autre forme, par exemple un anneau autour d'un centre quasi homogène.

Forces d'absorption et de piégeage de radiation : Pour expliquer ces observations ils proposent d'ajouter à la description classique du piège magnéto-optique deux forces, l'une due à l'absorption du milieu, l'autre à la DM.

Comme l'a montré Dalibard, en considérant l'absorption du nuage la force de pression de radiation est modifiée et fait apparaître la *force d'absorption* $F_A(r)$ qui est régie par :

$$\vec{\nabla} \vec{F}_A(r) = -\sigma_L^2 \frac{I}{c} n(r) \quad (2.1)$$

où σ_L est la section efficace d'absorption, I l'intensité laser, et $n(r)$ la densité du nuage. L'analogie avec la force électrostatique créée par un ensemble de charges permet de comprendre que la force qui s'exerce entre deux atomes est *attractive* et que, pour une densité atomique présentant un maximum en son centre, les atomes seront attirés vers le maximum de densité.

La *force de piégeage de radiation* $F_R(r)$ est donnée par :

$$\vec{\nabla} \vec{F}_R(r) = \sigma_L \sigma_R \frac{I}{c} n(r) \quad (2.2)$$

où σ_R est la section efficace d'absorption de la lumière diffusée (section efficace de ré-absorption). Cette force est *répulsive* et conduit à l'expansion du nuage.

Dans les conditions usuelles d'une expérience, on montre que $\sigma_R > \sigma_L$ et que la force répulsive est plus importante que la force attractive. Les deux forces coexistent et souvent on parle de la force totale de piégeage de radiation (RTF, radiation trapping force) $\vec{F}(r) = \vec{F}_A(r) + \vec{F}_R(r)$ qui vérifie alors :

$$\vec{\nabla} \vec{F}(r) = K n(r) \quad (2.3)$$

où on pose $K = (\sigma_R - \sigma_L) \sigma_L I / c$. Le coefficient K inclut non seulement les caractéristiques du laser via les coefficients σ_L , σ_R et I , mais aussi celle de l'interaction atome-laser via σ_L et σ_R .

Dans la description classique d'un MOT, chaque atome est soumis à une force de friction (refroidissement du nuage) et à une force de rappel (force magnéto-optique de confinement). L'équation du mouvement de l'atome est :

$$m \ddot{\vec{r}} = -\alpha \dot{\vec{r}} - \kappa \vec{r}$$

où α est le coefficient de friction et κ la constante de rappel (α et κ sont des tenseurs si le problème n'est pas isotrope). Le comportement des atomes est modifié quand on inclut la RTF $F(r)$:

$$m \ddot{\vec{r}} = -\alpha \dot{\vec{r}} - \kappa \vec{r} + \vec{F}(r)$$

⁴"Collective behavior of optically trapped neutral atoms", T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408, 1990.

"Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap", D. W. Sesko, T. G. Walker, C. E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946, 1991.

Pour un **nuage** supposé **homogène** et **sphérique** de rayon R , contenant N atomes, la résolution de 2.3 donne $F(r)$ pour $r \leq R$:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\sigma_L(\sigma_R - \sigma_L) \frac{I}{c} \frac{N}{4\pi R^3} \vec{r} \quad (2.4)$$

En écrivant le mouvement des atomes situés à la bordure de la sphère ($r = R$) on obtient :

$$m \ddot{R} = -\alpha \dot{R} - \kappa R + K \frac{N}{4\pi R^2} \quad (2.5)$$

et en particulier, pour un système en équilibre on conclut que la densité du nuage, n_m , vaut :

$$n_m = \frac{N}{4/3\pi R^3} = \frac{3\kappa c}{\sigma_L(\sigma_R - \sigma_L)I}$$

Cette relation donne une valeur limite de la densité qui ne dépend que des caractéristiques du laser et du gradient de champ magnétique utilisé via le coefficient κ .

Walker, Sesko et Wieman ont vérifié que leurs observations étaient compatibles avec cette valeur.

2.1.2.2 Autres observations du piégeage de radiation dans les échantillons d'atomes froids.

D'autres manifestations de la DM dans des nuages d'atomes froids ont été observées. Je donne ici quelques exemples, pour lesquels le phénomène est analysé via l'observation de grandeurs différentes : durée de vie du niveau excité, retro-diffusion de lumière ou densité atomique du nuage.

Allongement apparent de la durée de vie du niveau excité : En mesurant la durée de vie de l'atome de césium dans un piège magnéto-optique en présence de diffusion multiple Fioretti et al.⁵ ont observé l'allongement apparent de la durée de vie conformément à la théorie de Holstein. Le calcul Monte-Carlo proposé s'appuie sur l'approche de Holstein.

Retro-diffusion cohérente de la lumière éclairant un nuage d'atomes froids : L'expérience menée à Nice a mis en évidence une retro-diffusion conique de la lumière qui provient d'interférences entre différents chemins de diffusion lors de la DM dans une vapeur dense⁶. Le phénomène déjà connu pour des vapeurs chaudes⁷ a été vu ici pour un nuage d'atomes de rubidium refroidis dans un piège magnéto-optique et récemment pour les atomes de strontium piégés.

Compression d'un nuage lorsque $\sigma_R < \sigma_L$: On montre que pour une grande intensité laser et pour de très faibles désaccords du laser la section efficace de ré-absorption peut être inférieure à la section efficace d'absorption du laser. Dans ce cas, la RTF est attractive et on s'attend à une compression du nuage. On ne peut pas espérer voir cet effet très longtemps car les effets de diffusion multiple à un ordre supérieur réduisent beaucoup l'effet de compression, voire l'annule. Khaykovich et Davidson ont observé cet effet en provoquant la compression pendant une durée courte⁸.

⁵"Observation of radiation trapping in a dense Cs magneto-optical trap" A. Fioretti, A. F. Molisch, J. H. Müller, P. Verkerk, M. Allegrini, Opt. Comm. **149**, 415, 1998.

⁶"Coherent backscattering of light by cold atoms", G. Labeyrie, F. de Tomasi, J.-C. Bernard, C.A. Müller, Ch. Miniatura and R. Kaiser, Phys. Rev. Lett. **83**, 5266, 1999.

⁷"Coherent backscattering of light by an inhomogeneous cloud of cold atoms", G. Labeyrie, D. Delande, C. A. Müller, C. Miniatura, R. Kaiser, Phys. Rev. A **67**, 033814, 2003.

⁸"Conical emission in barium vapour", W. Chalupczak, W. Gawlik, J. Zachorowski, Opt. Comm.. **99**, 49, 1993.

⁹"Compression of a cold atomic cloud by on-resonance laser light", L. Khaykovich, N. Davidson, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 702, 1999.

2.2 Dynamique de l'expansion et du refroidissement d'une mélasse brillante

Beaucoup d'études de la DM ont été menées sur les nuages d'atomes froids en pièges magnéto-optiques brillants. Notre étude a concerné les mélasses optiques : c'est-à-dire pas de force de rappel magnéto-optique. Les seules force à considérer sont la friction et la RTF. Dans ce cas, le système n'est pas en équilibre et une étude temporelle s'impose.

2.2.1 Principe

L'expérience consiste à préparer une mélasse à l'aide de faisceaux lasers intenses et/ou de fréquence faiblement décalée de la résonance. Dans de telles conditions la RTF est très intense. On est dans la situation où les atomes se repoussent fortement les uns des autres, via une interaction en $1/r^2$. Dans une mélasse, puisqu'il n'existe pas de force de rappel pour confiner les atomes, la diffusion multiple produit alors une expansion du nuage. On peut la comparer à une explosion coulombienne d'un ensemble de charges qui se repoussent via la force de Coulomb. On donnera des données quantitatives de cette comparaison au paragraphe 2.2.1.3.

L'expérience consiste à suivre l'évolution temporelle du nuage. L'explosion permet de mesurer les paramètres qui caractérisent les forces d'absorption et de piégeage de radiation.

Reprenons, pour illustration, le modèle de la **sphère homogène** et l'équation 2.5 dans laquelle la force de rappel est nulle :

$$m \ddot{R} = -\alpha \dot{R} + K \frac{N}{4\pi R^2} \quad (2.6)$$

Dans le cas où l'amortissement des vitesses est suffisamment rapide, la solution de :

$$\alpha \dot{R} = K \frac{N}{4\pi R^2}$$

conduit à

$$\frac{4\pi R^3(t)}{3} - \frac{4\pi R_0^3}{3} = \frac{K}{\alpha} N t \quad (2.7)$$

Cette relation indique que le volume du nuage s'accroît de façon linéaire avec le temps. La constante vaut $KN/\alpha = \sigma_L(\sigma_R - \sigma_L)\frac{I}{\alpha c}N$ et dépend des sections efficaces σ_L et σ_R , de l'intensité du laser, de la friction et du nombre d'atomes. On peut aussi faire apparaître dans l'équation précédente la densité du nuage : $n(t) = N/(\frac{4\pi}{3}R^3(t))$. Ainsi, on obtient la décroissance temporelle de la densité selon la loi :

$$\frac{1}{n(t)} = \frac{1}{n_0} + \frac{K}{\alpha} t \quad (2.8)$$

La pente de cette variation linéaire ne dépend que des paramètres du laser. La constante de temps caractéristique vaut :

$$\tau = \frac{\alpha}{K n_0} \quad (2.9)$$

2.2.1.1 Diffusion d'une mélasse en regime de faible saturation

Dans le régime non saturé, c'est-à-dire pour de faibles intensités du laser ou pour un grand désaccord de fréquence, l'expansion du nuage est caractérisée par une loi de diffusion : le carré de la dimension croît linéairement avec le temps. Cette évolution est caractéristique du mouvement brownien des atomes soumis au processus de refroidissement Doppler, faisant intervenir la force de pression de radiation et l'émission spontanée qui conduit à l'émission de photons dans une direction de l'espace à priori aléatoire. Des études complètes ont montré et caractérisé cette diffusion^{9 10}. En présence de DM l'expansion du nuage est très différente.

2.2.1.2 Description d'une mélasse brillante-Equation de Fokker-Planck

La mélasse brillante dans le cas général, est décrite par l'équation de Fokker-Planck qui donne l'évolution temporelle de la distribution (normée à 1) de Wigner $w(r, v, t)$ du nuage. Dans le cadre de nos expériences la diffusion peut être négligée¹¹. Alors, $w(r, v, t)$ vérifie :

$$\frac{\partial w(r, v, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} w(r, v, t) = -\frac{1}{m} \vec{\nabla}_v [(-\alpha \vec{v} + \vec{F}(r)) \cdot w(r, v, t)] \quad (2.10)$$

Une intégration des variables de vitesses et en utilisant $n(r, t) = \int w(r, v, t) d^3 \vec{v}$ donne :

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \int \vec{v} w(r, v, t) d^3 \vec{v}$$

En remarquant que la friction est suffisamment forte¹² pour que la vitesse soit vite amortie et atteigne la vitesse limite $\vec{v} = \vec{F}(r)/\alpha$ on obtient l'équation qui donne l'évolution de la densité :

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\alpha} \cdot \vec{\nabla} (\vec{F}(r) \cdot n(r, t))$$

Cette évolution est couplée à celle de la force $\vec{F}(r)$. Ainsi pour connaître le système entier on doit résoudre les équations couplées suivantes :

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\alpha} \cdot \vec{\nabla} [\vec{F}(r) \cdot n(r, t)] \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \vec{F}(r) = K n(r, t) \quad (2.12)$$

Cet ensemble d'équations différentielles peut se résoudre assez aisément dans le cas de géométries de pièges particulières. Par exemple, en **symétrie sphérique**, on obtient deux équations différentielles pour les grandeurs $n(r, t)$ et $F(r, t)$:

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\alpha} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t) n(r, t)] \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t)] = K n(r, t) \quad (2.14)$$

⁹ "Three dimensional spatial diffusion in optical molasses", T. W. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, J. Dalibard, Appl. Phys. B **60**, 135, 1995.

¹⁰ "Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap", M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, Appl. Phys. B **59**, 283, 1994.

¹¹ p. 5, "Expansion and cooling of a bright rubidium three dimensional optical molasses", L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, J. Jortner, Phys. Rev. A **61**, 53408, 2000.

¹² Cette hypothèse est vérifiée a posteriori par un ordre de grandeur, lors de l'évaluation de α (2.2.3.1, p. 48).

et par ailleurs, la vitesse est radiale en chaque point (dirigée selon $\vec{r}$), donnée par :

$$v(r, t) = F(r, t)/\alpha$$

Ainsi, pour la **sphère homogène** où $n(r, t)$ est constante sur un rayon R et vaut : $n(t) = \frac{N}{\frac{4\pi}{3}R^3(t)}$, le problème est régi par :

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t} = -\frac{n(t)}{\alpha} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t)] \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t)] = Kn(t) \quad (2.16)$$

$$v(r, t) = F(r, t)/\alpha \quad (2.17)$$

Ce qui donne pour la densité : $\frac{\partial n(t)}{\partial t} = -\frac{K}{\alpha} n^2(t)$ et immédiatement :

$$\frac{1}{n(t)} = \frac{1}{n_0} + \frac{K}{\alpha} t$$

où n_0 est la densité à l'instant $t = 0$. Cette relation est la même que celle de la page 37.

Pour la force on a :

$$F(r, t) = K \frac{r}{3} n(t) = K \frac{r}{3} \frac{n_0}{1 + \frac{Kn_0}{\alpha} t}$$

et pour la vitesse :

$$v(r, t) = \frac{K}{\alpha} \frac{r}{3} n(t) = \frac{K}{\alpha} \frac{r}{3} \frac{n_0}{1 + \frac{Kn_0}{\alpha} t}$$

La vitesse varie linéairement avec r , de 0 à $v_m = \frac{K}{\alpha} \frac{R(t)}{3} n(t) = \frac{K}{\alpha} \frac{N}{4\pi R(t)^2}$. La valeur moyenne de v^2 (énergie cinétique à $\frac{1}{2}m$ près) est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \langle v^2 \rangle &= \frac{1}{N} \int_0^{R(t)} \left(\frac{K}{\alpha} \frac{r}{3} n(t) \right)^2 n(t) 4\pi r^2 dr = \frac{K^2}{N\alpha^2} n(t)^3 \frac{4\pi}{9} \int_0^{R(t)} r^4 dr \\ &= \frac{K^2}{N\alpha^2} n(t)^3 \frac{4\pi}{9} \frac{R(t)^5}{5} = \frac{3}{5} v_m^2 \end{aligned}$$

soit en fonction du temps :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{K^2 N^2}{(4\pi\alpha)^2} \frac{3}{5 R_0^4} \frac{1}{(1 + \frac{Kn_0}{\alpha} t)^{4/3}} \quad (2.18)$$

ou en fonction du volume :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{K^2 N^2}{(4\pi\alpha)^2} \frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{4/3} \frac{1}{V^{4/3}}$$

Ces relations indiquent une variation de la température T_{MS} , définie par $k_B T_{MS} = m \langle v^2 \rangle$, en $T_0/(1 + t/\tau)^{4/3}$ où T_0 est la température à $t = 0$, τ la constante de temps définie par $\tau = \frac{\alpha}{Kn_0}$ et la relation $TV^{4/3} = cte$ pendant la phase d'expansion.

Les lois que nous venons d'établir pour la sphère homogène sont en fait assez générales : pour le milieu de symétrie sphérique nous avons programmé la résolution numérique de

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\alpha} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t) n(r, t)] \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 F(r, t)] = K n(r, t) \quad (2.20)$$

en partant d'une densité atomique à $t = 0$, $n(r, 0)$ de forme raisonnable : un maximum en $r = 0$, et une décroissance en r plus rapide que $1/r^2$ (par exemple une gaussienne, une lorentzienne). Dans tous les cas, on a observé que la forme de $n(r, t)$ s'approche de plus en plus de la fonction carrée (densité constante) et que le volume moyen varie linéairement avec le temps¹³. La constante de temps τ est un peu modifiée, par rapport à celle trouvée précédemment : pour la gaussienne on trouve $\tau = 2.38 \frac{\alpha}{K n(r=0)}$ où $n(r=0)$ est la densité au centre du nuage à $t=0$.

2.2.1.3 Comparaison avec l'explosion coulombienne d'un ensemble de charges

Comme nous l'avons déjà dit, le comportement de la mélasse brillante est caractérisé par deux processus : une friction qui amortit rapidement la vitesse des particules et une interaction répulsive entre les particules de la même forme que l'interaction de Coulomb. En effet, la force totale $\vec{F}(r) = \vec{F}_A(r) + \vec{F}_R(r)$ peut se mettre sous la forme usuelle de la force de Coulomb :

$$\nabla \vec{F}(r) = \frac{q^2 n(r)}{\varepsilon_0} = K n(r) \quad (2.21)$$

en définissant la charge de chaque particule : $q = \sqrt{\varepsilon_0 K} = \sqrt{\varepsilon_0 \sigma_L (\sigma_R - \sigma_L) \frac{I}{c}}$. Avec les valeurs numériques de l'expérience : on trouve $q=10^{-5}$ soit $10^{-5} e$ où e est la charge de l'électron. C'est une charge extrêmement faible comparée aux charges rencontrées dans un système ionique (agrégat chargé, plasma, molécule ionisée...) et elle conduit à des temps caractéristiques très différents.

Dans un système ionique, en général, la répulsion coulombienne est le seul processus à considérer. Il n'y a pas ou peu de friction. L'évolution temporelle du système est déterminée essentiellement par la répulsion coulombienne. Pour un nuage **sphérique et homogène** l'évolution du rayon de la sphère serait décrite par l'équation :

$$m \ddot{R} = \frac{q^2}{\varepsilon_0} \frac{N}{4\pi R^2} \quad (2.22)$$

Cette équation se résout analytiquement^{14 15 16}. Néanmoins, sans même connaître la solution analytique, on peut introduire un temps caractéristique T_{coul} que l'on fait apparaître en écrivant

¹³ p. 5-6, figure 4, "Expansion and cooling of a bright rubidium three dimensional optical molasses", L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, J. Jortner, Phys. Rev. A **61**, 53408, 2000.

¹⁴ "Kinetic energy distributions of ionic fragments produced by subpicosecond multiphoton ionization of N₂", K. Boyer, T. S. Luk, J. C. Solem, and C. K. Rhodes, Phys. Rev. A **39**, 1186-1192, 1989.

¹⁵ p. 6688 "Energetics and dynamics of Coulomb explosion of highly charged clusters", I. Last, I. Schek, J. Jortner, J. Chem. Phys. **107**, 17, 1997.

¹⁶ L'équation s'écrit aussi $\ddot{R} = \frac{q^2 N}{m 4\pi \varepsilon_0 R^2}$ et conduit à $\dot{R} = \sqrt{\frac{2q^2 N}{m 4\pi \varepsilon_0} (1/R_0 - 1/R)}$ soit : $t(R) = \sqrt{\frac{m 4\pi \varepsilon_0}{2q^2 N}} \int_{R_0}^R \frac{dR}{\sqrt{1/R_0 - 1/R}}$; En posant $u = R_0/R$ et on a : $t(u) = \sqrt{\frac{m 4\pi \varepsilon_0 R_0^3}{2Nq^2}} \int_u^1 \frac{du}{u^2 \sqrt{1-u}}$ soit $t(u) = \sqrt{\frac{m 4\pi \varepsilon_0 R_0^3}{2Nq^2}} \left[\frac{\sqrt{1-u}}{u} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\sqrt{1-u}}{1-\sqrt{1-u}} \right) \right]$

l'équation précédente comme :

$$\ddot{R} / R_0 = \frac{q^2}{m\varepsilon_0 R_0} \frac{N}{4\pi R^2} = \frac{Nq^2}{m4\pi\varepsilon_0 R_0^3} \frac{R_0^2}{R^2} = \frac{1}{T_{coul}^2} \frac{R_0^2}{R^2}$$

Ainsi on obtient $T_{coul} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{m4\pi\varepsilon_0 R_0^3}{N}}$ (la valeur ne diffère que de $\sqrt{2}$ du facteur qui apparaît dans la formule exacte). Cette grandeur peut aussi s'exprimer en fonction de la densité initiale $n_0 = \frac{3N}{4\pi R_0^3}$ comme $T_{coul} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{3m\varepsilon_0}{n_0}}$.

Pour faire la comparaison entre différents systèmes on a regroupé dans le tableau qui suit, pour trois exemples, les valeurs de la charge, de la densité et de T_{coul} .

	charge	densité	T_{coul}
molécule ou agrégat chargé ¹⁷	e	10^{24} atoms/cm ³	10-100 fs
gaz d'ions froids ¹⁸	e	$4.1 \cdot 10^{11}$ ions/cm ³	20 ns
mélasse brillante ¹⁹	10^{-5} e	$1.5 \cdot 10^{11}$ atoms/cm ³	1 ms

Il apparaît clairement que la faible valeur de la charge effective d'une mélasse brillante est responsable de la grande valeur de T_{coul} . Les expériences avec analyse temporelle sont alors possibles pour la mélasse brillante alors qu'elles sont très difficiles pour les systèmes ioniques.

2.2.2 Expérience

2.2.2.1 Outils

Pour réaliser l'expérience, nous disposons d'une enceinte à vide dans laquelle règne l'ultra-vide à 10^{-9} mb et un champ magnétique résiduel de quelques milligauss sur un volume de 8 cm³. A l'intérieur de l'enceinte, on crée, dans un MOT, un nuage d'atomes ⁸⁵Rb ayant une taille typique de 0.3-0.8 mm, contenant typiquement 10^6 - 10^7 atomes, avec une température de 10-100 μ K.

Le piège magnéto-optique a une configuration classique. Il se compose de :

(1) un *quadrupole magnétique* réalisé avec deux bobines en configuration proche de anti-Helmoltz, parcourues par un courant électrique dont on contrôle l'intensité et la séquence temporelle. La grandeur caractéristique du quadrupole est le gradient de champ magnétique, b (celui le long de l'axe de révolution du quadrupole) qui peut être ajusté entre 0 et 20 Gauss/cm.

(2) trois paires de faisceaux *lasers piégeants*, en configuration de polarisation $\sigma_+ - \sigma_-$. Les trois faisceaux retro-réfléchis sont installés sur trois directions de l'espace, orthogonales. Leur section est circulaire d'une aire de 0.36 cm² (rayon à $1/e^2$ valant 3.4 mm), et la puissance disponible est de 6 mW (pour les 3 faisceaux). L'intensité lumineuse maximale au centre du MOT atteint 33.3 mW/cm², soit un paramètre maximal I/I_s de 20.6 où I_s est l'intensité de saturation et vaut 1.62 mW/cm². Les faisceaux laser sont fournis par une diode laser Hitachi, d'une puissance nominative de 50 mW, d'une largeur spectrale de 10 MHz et dont la fréquence est réglée et asservie à 92 MHz de la raie atomique ⁸⁵Rb 5S_{1/2} F=3 $\rightarrow$ 5P_{3/2} F'=4 grâce à un montage d'absorption saturée

¹⁷"Energetics and dynamics of Coulomb explosion of highly charged clusters", I. Last, I. Schek, J. Jortner, J. Chem. Phys. **107**, 17, 1997.

¹⁸"Coulomb expansion of laser excited ion plasmas", D. Feldbaum, N. V. Morrow, S. K. Dutta, G. Raithel, Phys. Rev. Lett. **89**, 173004, 2002.

¹⁹"Expansion and cooling of a bright rubidium three-dimensional optical molasses", L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, J. Jortner, Phys. Rev. A **61**, 053408, 2000.

et un asservissement électronique. La fréquence du faisceau de la diode est ajustée par un cristal acousto-optique de fréquence centrale 80 MHz, qui permet de fixer le désaccord en fréquence, δ , par rapport à la raie $5S_{1/2} F=3 \rightarrow 5P_{3/2} F'=4$, sur une plage allant de -1.5Γ à -7Γ où Γ est la largeur naturelle du niveau excité $5P_{3/2}$ ($\Gamma = 2\pi * 5.89$ MHz).

(3) un faisceau *laser repompeur*, divisé en trois faisceaux superposés aux faisceaux piégeants. Leur section dans l'enceinte est de l'ordre de 0.6 cm^2 et la puissance de 5 mW. Le faisceau est fourni par une seconde diode laser, identique à la première, et dont la fréquence est réglée et asservie sur la transition $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F'=2$ grâce à un montage d'absorption saturée et un asservissement électronique.

La détection du nuage d'atomes froids est réalisée via sa fluorescence²⁰, en faisant son image sur un capteur CCD sensible. On utilise une lentille de focale 6 cm, de diamètre 2.8 cm placée en configuration 2f/2f et donnant un grandissement de 1. La caméra (Princeton Instrument) comporte un capteur de 512×512 pixels ayant une taille individuelle de $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ et un rendement quantique de 70%. Le capteur, refroidi à l'azote liquide, permet de détecter de faibles signaux lumineux, sans accumulation. Pour limiter la lumière parasite l'ensemble est installé dans un tube en plastique opaque et un filtre interférentiel est placé devant le capteur.

Le nuage atomique est éclairé soit par les faisceaux piégeants, soit par un faisceau sonde placé horizontalement, en aller-retour, 6 mm sous le centre du piège. Ce faisceau permet la fluorescence des atomes lorsqu'ils tombent et qu'ils le traversent. Il est composé d'un faisceau laser quasi-résonant superposé d'un faisceau repompeur. Le faisceau quasi-résonant a un diamètre de 2 mm, une puissance de ~ 1 mW, et est décalé en fréquence de -3Γ de la transition $5S_{1/2} F=3 \rightarrow 5P_{3/2} F'=4$. Sa polarisation est linéaire verticale pour l'aller et linéaire horizontale pour le retour et permet une détection avec un effet de mélasse qui évite de déplacer les atomes par la force de pression de radiation et autorise un temps d'exposition maximal²¹.

L'ensemble des outils de l'expérience est piloté par deux ordinateurs. Le premier gère les séquences temporelles du courant du quadrupole $b(t)$, du laser de piégeage via sa fréquence $\delta(t)$, de l'obturateur mécanique placé sur ce faisceau, du faisceau sonde et de la caméra CCD (obturateur mécanique, exposition du capteur, lecture). Le second ordinateur gère l'acquisition des images, leur stockage. L'analyse des images est effectuée numériquement par des programmes écrits en langage C et spécialement dédiés.

La fig. 2.1 donne une représentation spatiale de la configuration expérimentale.

2.2.2.2 Procédure expérimentale

Préparation de la mélasse optique : le nuage d'atomes est chargé et refroidi dans le MOT pendant 4s, durée plus longue que la constante de temps qui vaut 2s. Le chargement est réalisé avec les paramètres b , I/I_s et δ fixés. Ensuite, la mélasse est obtenue en éteignant le courant du quadrupole. Le temps de commutation est de $500 \mu\text{s}$, et, compte tenu des courants de Foucault résiduels, le passage MOT-mélasse est obtenu en 1 ms. Cet instant définit l'origine des temps pour l'analyse de la mélasse.

Expansion de la mélasse optique pendant la durée t : on laisse alors évoluer le nuage pendant

²⁰dans le MOT, dans la mélasse, et lors de son passage dans le faisceau sonde horizontal.

²¹"Fluorescence imaging efficiency of cold atoms in free fall", I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, Appl. Opt. **37**, 1016, 1998.

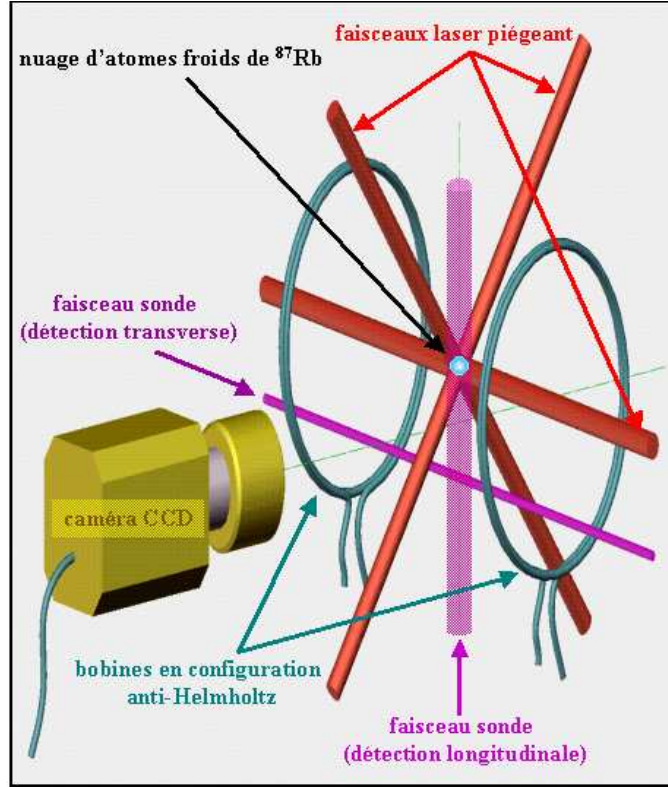


FIG. 2.1: Vue d'ensemble de la configuration expérimentale. Le faisceau de détection longitudinale n'a pas été utilisé dans cette expérience.

t . Les forces à considérer sont la friction, la force d'absorption et la force de piégeage de radiation. Le nuage grossit sous leur action et on s'attend à un refroidissement du nuage.

Image du nuage à l'instant t : on photographie le nuage en ouvrant l'obturateur de la caméra et en mettant le capteur en mode d'exposition.

Extinction des lasers et lâcher du nuage à l'instant $t + 1$ ms : On éteint les faisceaux laser piégeants et repompeur, via l'électronique qui commande les cristaux acousto-optiques et en fermant les obturateurs mécaniques placés sur leur trajet. Les obturateurs permettent d'éliminer toute lumière résiduelle de ces lasers. Alors, les atomes non maintenus par des forces radiatives, tombent sous l'effet de la gravité. L'expansion du nuage qui se produit alors, est uniquement due à la distribution de vitesses des atomes à l'instant $t + 1$ ms.

Image de la trace du nuage dans la faisceau sonde à $t + 35$ ms : quelques millisecondes avant que les atomes n'atteignent la position de la sonde horizontale, le faisceau sonde est allumé. Ainsi, lorsque le nuage atteint son altitude, son image dans la sonde est faite sur le CCD, dont on a maintenu ouvert l'obturateur et qui est toujours en mode d'exposition. Quelques millisecondes plus tard, l'obturateur est fermé, le capteur est lu et l'image est enregistrée sur l'ordinateur. Un tel cliché est montré par la fig. 2.2(a).

L'expérience est réalisée par série : on varie t de 0 à plusieurs centaines de millisecondes, par pas de 2 ms pour $t \leq 20$ ms et de 10 ms pour $t \geq 20$ ms. Pour chaque série, on fixe les trois paramètres b , I/I_s et δ qui déterminent le nuage à l'instant $t = 0$.

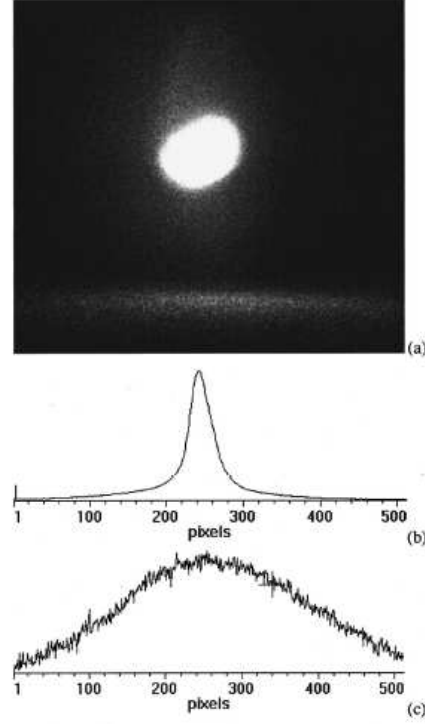


FIG. 2.2: (a) Photographie de la mélasse à $t = 20$ ms, pour $b = 14.25$ G/cm, $\delta/\Gamma = -3.7$, $I/I_s = 20$. ainsi que sa trace dans le faisceau sonde (en bas). (b) profil horizontal de la mélasse obtenu en intégrant 220 lignes. (c) profil dans la sonde obtenu en intégrant 10 lignes.

2.2.2.3 Analyse d'un cliché

L'image de la mélasse (partie supérieure du cliché de la fig. 2.2(a)) permet de mesurer le nombre d'atomes N , les tailles horizontale, σ_x , et verticale, σ_z , du nuage. Une intégration du signal de la CCD sur 220 lignes et 512 colonnes donne un nombre de coups proportionnel à N . Le coefficient de proportionnalité se calcule en considérant le taux de fluorescence (incluant I/I_s et δ), la géométrie de détection, la perte des optiques et l'efficacité quantique du capteur. Une intégration partielle, seulement sur les lignes ou respectivement sur les colonnes, donne un profil de densité horizontal (fig. 2.2 (b)), resp.^t vertical, dont on déduit via un ajustement par une gaussienne le rayon à $1/e^2$ appelé σ_x , resp.^t σ_z . De ces mesures on déduira la densité du nuage n à l'instant t .

La trace de la mélasse dans le faisceau sonde qui se voit sur la partie inférieure du cliché 2.2(a) permet de mesurer l'expansion "libre" du nuage pendant les $t_f = 35$ ms nécessaires pour atteindre la sonde. En intégrant sur 10 lignes de ce signal, on obtient un profil (fig. 2.2 (c)) dont la largeur σ_t est reliée à la distribution de vitesses des atomes à l'instant t . En absence de diffusion multiple, la description de cette phase d'expansion balistique donnerait :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_v^2 t_f^2}$$

où σ_v est la largeur de la distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann. En présence de diffusion multiple, la distribution des vitesses est très corrélée à celles des positions. Si on reprend la

corrélation vue au paragraphe 2.1.2 on a la relation :

$$\sigma_t = \sigma_x + v_m t_f$$

où v_m est la vitesse moyenne radiale.

2.2.2.4 Résultats

La fig. 2.3 montre quatre graphes qui donnent les variations temporelles de N , σ_x , σ_z , le volume V et n . Avec la symétrie du quadrupole magnétique le volume du nuage est égal à celui d'un ellipsoïde $V = \frac{4}{3}\pi\sigma_x\sigma_z^2$.

Le graphe (a) montre une décroissance lente du nombre d'atomes : la constante de temps, de 400 ms, déduite via un ajustement des données avec une loi exponentielle décroissante, est nettement plus longue que le temps qui caractérise l'évolution de la taille (graphe (b)). Pour l'échelle de temps de notre analyse on pourra considérer N comme une constante.

Le graphe (b) qui donne les tailles en fonction du temps, montre qu'elles ont doublé en quelques millisecondes. Ce graphe montre aussi une variation temporelle très rapide aux temps courts qui ne peut pas être reproduite par une loi de diffusion brownienne en $\sigma_0\sqrt{1+t^2/\tau^2}$ mais qui en accord avec une loi en $\sigma_0(1+t/\tau)^{1/3}$ comme le montrent les deux courbes d'ajustement. Cette loi est celle du modèle présenté en 2.2.1.

Du graphe (b) on a construit le graphe (c), qui confirme une variation du volume linéaire avec le temps, loi prédite par l'équation 2.7.

Du graphe (a) et (c), on déduit l'évolution temporelle de la densité atomique (graphe (d)), qui suit la loi $n_0/(1+t/\tau)$ aussi prédite par notre modèle (équation 2.8).

Les quatre ajustements ont conduit à des constantes de temps τ de l'ordre de quelques millisecondes. Vérifions que ces valeurs sont compatibles avec la relation $\tau = \frac{\alpha}{Kn_0}$ établie en 2.9. Avec l'ajustement du graphe (d) qui détermine n_0 , on obtient $K/\alpha = 3.2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}/\text{atom}$. La démarche suivie consiste à évaluer α et K , puis à faire varier les paramètres b , I/I_s et δ afin de vérifier la variation de τ avec ces grandeurs.

2.2.3 Analyse des résultats

2.2.3.1 Expansion de la mélasse

Le calcul de α et K passe par une modélisation du problème. L'atome de rubidium possède de nombreux sous-niveaux et le calcul exact de ces grandeurs serait relativement compliqué. De plus, il faudrait considérer le régime saturé.

Notre approche est restée relativement simple. Pour évaluer K , c'est-à-dire les sections efficaces σ_L , σ_R (on rappelle que $K = (\sigma_R - \sigma_L)\sigma_L I/c$) nous avons adopté le modèle d'atome à deux niveaux éclairé par un laser intense, proposé par Sesko et al.²². Dans notre approche, qui diffère légèrement de leur calcul, nous avons utilisé la théorie de l'atome habillé²³. Cette approche conduit à une forme

²²"Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap", D. W. Sesko, T. G. Walker and C. E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946, 1991.

²³"Cargese Lectures in Physics", C. Cohen-Tannoudji, ed. M. Levy, Gordon and Breach, New York 1968.

"Processus d'interaction entre photons et atomes", C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, Inter Editions et Edition du CNRS, Paris, 1988.

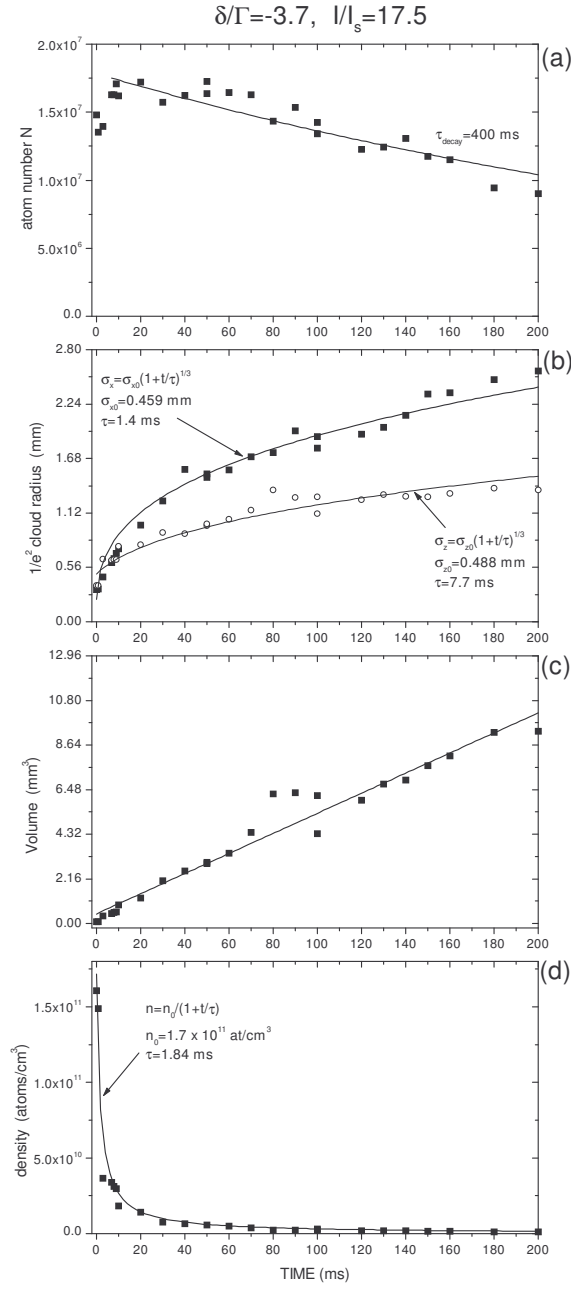


FIG. 2.3: Evolution temporelle de la mélasse ($b = 14.25$ Gauss/cm, $\delta/\Gamma = -3.7$, $I/I_s = 17.5$) : nombre d'atomes (a), tailles (b), volume (c) et densité atomique (d).

analytique de σ_R et donc de K . Le détail du calcul est donné dans l'appendice de l'article²⁴. Pour ce calcul, on considère le spectre d'émission, $S(\omega)$, d'un atome éclairé par un laser monochromatique intense²⁵ et on écrit la probabilité d'absorption d'un atome voisin, sachant que lui-même est éclairé par le laser intense. Si est $\sigma_A(\omega)$ la section efficace d'absorption en présence du laser²⁶ et on en déduit :

$$\sigma_R = \int \sigma_A(\omega) S(\omega) d\omega$$

Le résultat du calcul est :

$$\sigma_R = \sigma_0 \frac{\Gamma (c^2 - s^2)^2}{2} \frac{1}{c^4 + s^4} \left\{ \frac{(c^2 - s^2)^2}{c^4 + s^4} \frac{\Gamma_c}{\Omega_G^2 + \Gamma_c^2} + \frac{4c^4 s^4}{c^4 + s^4} \frac{\Gamma_c + \Gamma_p}{\Omega_G^2 + (\Gamma_c + \Gamma_p)^2} + \frac{c^2 s^2}{2} \left(\frac{1}{\Gamma_c} + \frac{\Gamma_c}{\Omega_G^2 + \Gamma_c^2} \right) \right\}$$

où σ_0 est la section efficace d'absorption à résonance de la transition $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($\sigma_0 = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$) et les paramètres qui apparaissent sont liés à I et δ par :

$$\begin{aligned} \Omega &= \sqrt{\frac{I}{2I_s}} \\ \Omega_G &= \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \\ \tan 2\theta &= \frac{\Omega}{\delta}; \quad s^2 = \sin^2 \theta; \quad c^2 = \cos^2 \theta; \quad s^4 = \sin^4 \theta; \quad c^4 = \cos^4 \theta \\ \Gamma_p &= \Gamma(c^4 + s^4) \\ \Gamma_c &= \Gamma \frac{1 + 2c^2 s^2}{2} \end{aligned}$$

La section efficace σ_L est donnée par :

$$\sigma_L = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_s + 4\delta^2/\Gamma^2}$$

La fig. 2.4 présente les variations de σ_R et K avec le désaccord du laser pour différentes valeurs de l'intensité laser. Pour $\delta/\Gamma = -3.7$ et $I/I_s = 17.5$, le calcul donne $K = 8.33 \cdot 10^{-36} \text{ Nm}^2/\text{atome}$. Des formes analytiques, en particulier, pour un grand désaccord du laser, $\delta \gg \Omega \gg \Gamma$, on obtient $\sigma_L \approx \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4\delta^2}$ et $\sigma_R - \sigma_L \approx \sigma_0 \frac{\Omega^2}{8\delta^2}$ ce qui conduit à $K \approx \frac{\sigma_0^2 I_s}{c} \frac{\Omega^4}{16\delta^4}$.

Pour l'évaluation de α , on a repris la formule 5.14 de la référence²⁷. Certes, ce modèle traite le refroidissement à une dimension et à saturation faible, mais il n'existe pas de calcul à 3 dimensions

²⁴p. 8, "Expansion and cooling of a bright rubidium three-dimensional optical molasses", L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, J. Jortner, Phys. Rev. **A61**, 053408, 2000.

²⁵En présence d'un laser intense le spectre d'émission, appelé "triplet de Mollow, présente trois composantes, une centrée à la fréquence du laser, et deux symétriquement décalées de $\pm\Omega_G$.

"Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems", B. R. Mollow, Phys. Rev. **188**, 1969, 1969.

"Measurement of the spectrum of resonance fluorescence from a two-level atom in an intense monochromatic field", R. E. Grove, F. Y. Wu, S. Ezekiel, Phys. Rev. A **15**, 227, 1977.

²⁶A faible intensité $\sigma_A(\omega)$ est une lorentzienne centrée sur la raie atomique. A forte intensité, $\sigma_A(\omega)$ comporte deux composantes déplacées par rapport à la raie ionique, l'une positive et l'autre négative (amplification).

"Observation of Amplification in a Strongly Driven Two-Level Atomic System at Optical Frequencies" F. Y. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy, B. R. Mollow, Phys. Rev. Lett. **38**, 1077, 1977.

²⁷"Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models", J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023, 1989.

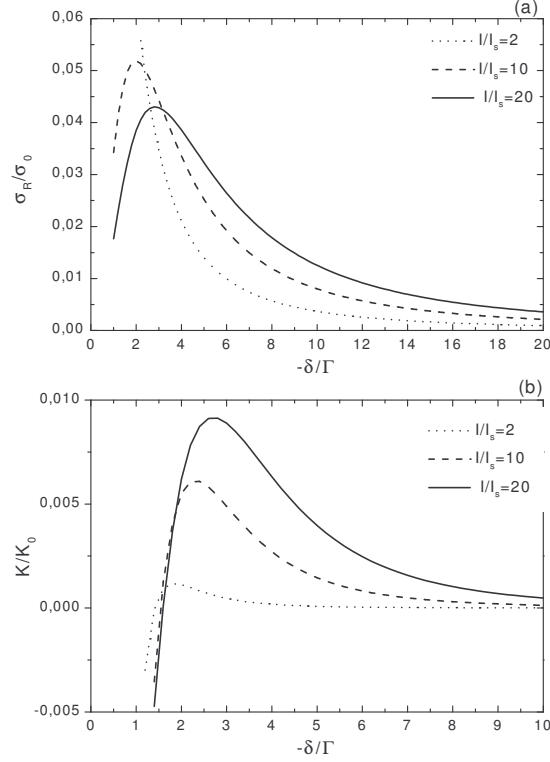


FIG. 2.4: σ_R/σ_0 et $K \frac{c}{\sigma_0^2 I_s}$ en fonction de δ/Γ , calculés avec la théorie de l'atome habillé, pour différentes valeurs de I/I_s . Pour $\delta/\Gamma < 1$, le modèle n'est pas valable.

et dans le régime de forte saturation. La formule donne pour $\delta/\Gamma = -3.7$ et $I/I_s = 17.5$ une valeur $\alpha = 3.10^{-21}$ Ns/m et montre que, pour de grands désaccords de fréquence α varie comme $1/\delta$.

Ces évaluations donnent pour $\delta/\Gamma = -3.7$ et $I/I_s = 17.5$, une valeur de $K/\alpha = 2.8 \cdot 10^{-15}$ m³/s/atom, tout à fait comparable à la valeur expérimentale ($K/\alpha = 3.2 \cdot 10^{-15}$ m³/s/atom).

Les lois de variations de K et α pour un grand désaccord du laser donnent une variation de K/α en $1/\delta^3$. Pour tester cette loi, l'expérience a été faite pour $I/I_s = 20$, avec les valeurs de désaccord $\delta/\Gamma = -1.4, -2.5, -3.7, -3.8, -5.4, -6.8$. Une partie des résultats est présentée par la fig. 2.5. La mesure de K/α confirme, en effet, la variation attendue, excepté pour $\delta/\Gamma = -2.5$. Il semble que pour cette valeur, les conditions optimales du MOT sont atteintes (N maximal), et l'expansion plus lente observée serait expliquée par une valeur maximale de α . Cette observation est en accord avec les études menées par Williams et al., concernant le refroidissement en régime saturé²⁸.

2.2.3.2 Refroidissement de la mélasse

Simultanément à l'étude de l'expansion, nous avons mesuré la température de la mélasse au cours de son expansion (voir la méthode d'analyse d'un cliché). On utilise pour cela, la trace que laisse le nuage dans le faisceau sonde. On compare la taille après une évolution libre (sans laser) de 35 ms, à celle du nuage à l'instant t . La mesure de la température T_{MS} est présentée par la fig.

²⁸ "Atom cooling in one dimension with high-intensity laser light", M. R. Williams, M. J. Bellanca, L. Liu, C. Xie, W. F. Buell, T. H. Bergeman, H. J. Metcalf, Phys. Rev. A **57**, 401-411, 1998.

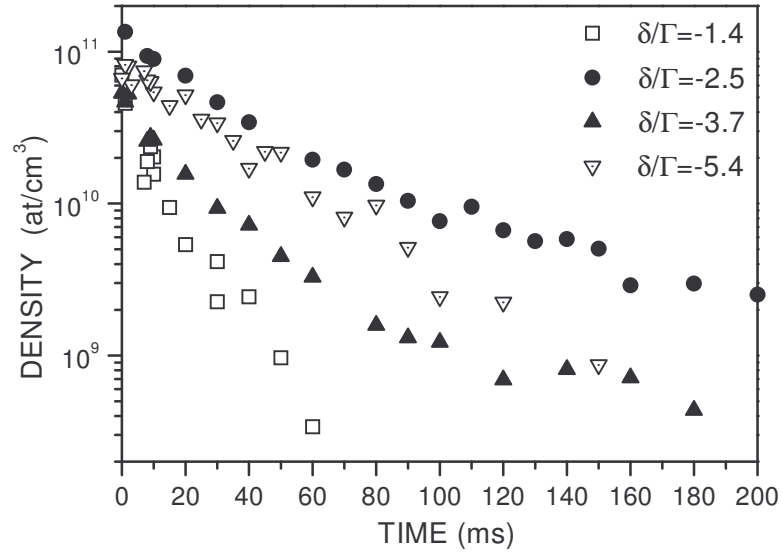


FIG. 2.5: Densité atomique en fonction du temps, pour $I/I_s = 20$ et $\delta/\Gamma = -1.4, -2.5, -3.7, -5.4$.

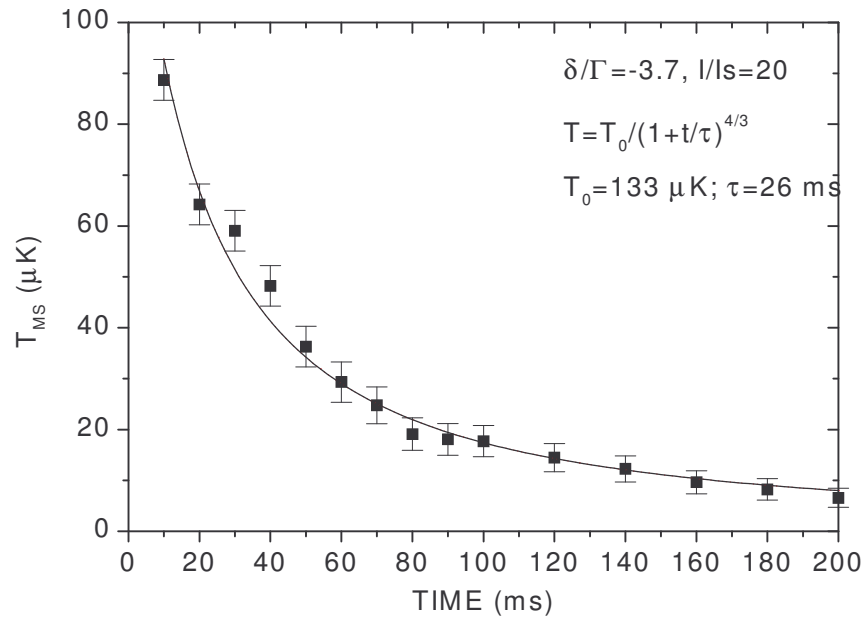


FIG. 2.6: Evolution de la température T_{MS} du nuage, pour une m elasse $\delta/\Gamma = -3.7$ et $I/I_s = 20$. La courbe est l'ajustement avec la loi en $T_0/(1 + t/\tau)^{4/3}$.

3.5. La décroissance observée est en accord avec la prédite loi en $T_0/(1+t/\tau)^{4/3}$ comme le montre l'ajustement. La constante de temps vaut 26 ms, alors que l'expansion du volume (dans les mêmes conditions) donne 15 ms. La valeur de $T_0 = 133 \mu\text{K}$ est en accord qualitatif avec la valeur prédite.

L'étude simultanée de l'évolution du nuage et de sa température conduit à une confirmation de la loi $TV^{4/3} = \text{cte}$ pendant la phase d'expansion.

2.3 Conclusion

La DM a été étudiée dans cette approche expérimentale par le suivi dynamique de la mélasse. L'interprétation utilise l'hypothèse d'une absorption relativement faible conduisant à sa linéarisation et l'hypothèse d'une diffusion multiple limitée à une ré-absorption. Dans ce cadre les forces sont de type coulombiennes. Un traitement à l'ordre suivant n'est pas nécessaire compte tenu des densités obtenues dans nos expériences. Avec des nuages plus denses, et des laser plus intenses on serait amenés à en tenir compte.

Avec des collègues polonais²⁹ nous avons débuté l'étude de la diffusion multiple dans une mélasse brillante soumise à d'autres conditions laser : nous nous focalisons sur l'effet de la largeur spectrale du laser. Dans certains cas, il semble qu'un laser à spectre large, peut conduire à une réduction de la DM sans réduire l'efficacité de refroidissement et de piégeage des atomes.

Enfin, il semble qu'une modélisation du problème dans des géométries non-sphériques, (symétrie de révolution par exemple) serait très intéressante.

²⁹ groupe de W. Gawlik de l'université de Cracovie, cadre d'un Polonium.

Chapitre 3

L'optique atomique

Résumé : Comme en optique photonique pour fabriquer un appareil d'optique atomique, on a besoin d'une source de bonne qualité, de composants optiques que l'on puisse assembler et d'un détecteur performant.

A l'heure actuelle, la technologie des atomes froids permet de générer des sources d'atomes très intéressantes : pièges magnéto-optique, condensats de Bose-Einstein. Le nombre de composants d'optique atomique est cependant encore faible. De plus, la qualité des composants reste souvent à améliorer.

Au laboratoire Aimé Cotton, les composants que nous avons réalisés et caractérisés sont un guide pour atomes froids qui utilise la force dipolaire, une lame séparatrice qui utilise deux guides dipolaires croisés, un miroir concave qui utilise un champ magnétique quadrupolaire en impulsion. Nous avons aussi démontré la possibilité de faire un guide dipolaire avec une diode laser puissante et fibrée, ce qui réduit et le coût du guide et les difficultés de mise en oeuvre.

Après la présentation des composants on discutera de possibles améliorations, de leur assemblage et des applications potentielles.

3.1 Optique magnétique, optique dipolaire

3.1.1 Historique

On peut considérer que l'optique atomique a débuté avec l'expérience de Friedburg et Paul¹ qui ont utilisé l'effet Stern et Gerlach créé par des aimants permanents pour focaliser des jets atomiques. La lentille magnétique est composée de quatre aimants placés avec leurs pôles alternativement positif/négatif qui créent un champ quadrupolaire, ou de six aimants qui créent un champ hexapolaire. Pour obtenir une focalisation efficace, il est nécessaire de produire des champs magnétiques intense (1-10 Tesla) et des gradients forts (1-10 Tesla/cm). Cette technique a beaucoup été utilisée, en particulier pour des jets de faible flux, comme ceux d'éléments radio-actifs.

Avec l'avènement des atomes froids², de nouvelles possibilités pour l'optique atomique se sont

¹H. Friedburg, W. Paul, *Naturwissenschaften* **38**, 159, 1951.

H. Friedburg and W. Paul, *Z. Phys.* **130**, 493, 1951.

²R Grimm, recensement des équipes expérimentales : <http://www.uibk.ac.at/c/c7/c704/ultracold/atomtraps.html>

présentées. Deux raisons à cela : la vitesse des atomes est passée du kilomètre par seconde pour les jets, au centimètre par seconde pour les atomes froids, et la largeur de la distribution de 100 m/s à 1 cm/s (même moins avec un condensat). Les énergies cinétiques sont passées de 100 K à 10 μ K. Les forces à créer pour l'optique atomique nécessitent des champs (magnétiques, lasers...) beaucoup plus faibles.

Comme pour l'optique photonique, l'optique des particules (électronique, neutronique, atomique) peut être divisée en deux catégories : optique classique et optique cohérente. Dans la première catégorie, on utilise la notion de trajectoire, équivalente à celle de rayon lumineux et on met à profit les possibilités de modifier les trajectoires par des forces ou des interactions. En optique cohérente on exploite l'aspect ondulatoire de l'onde de de Broglie associée à la particule. Par rapport au photon, l'atome présente quelques atouts, qui sont ses degrés de liberté internes (états excités, sous-niveaux magnétiques). Souvent, on les présente comme l'équivalent de la polarisation de la lumière. Dans le cas de l'atome, le nombre de polarisations peut être supérieur à deux.

Les expériences décrites ici font partie de la catégorie "optique atomique classique". Aucune d'entre elles n'a exploité l'aspect ondulatoire, soit parce que la source n'avait pas les propriétés de cohérence requises, soit parce que le montage ne pouvait être approprié à l'observation.

Pour introduire les méthodes de l'optique atomique classique il nous faut d'abord faire l'inventaire des moyens dont nous disposons pour changer les trajectoires des atomes : l'interaction magnétique et l'interaction lumineuse. On donnera ensuite des exemples expérimentaux pour lesquels on précisera le moyen utilisé.

3.1.2 Interaction magnétique

Un atome qui possède un moment magnétique μ non nul, peut être manipulé avec la force magnétique (effet Stern et Gerlach). Si $\vec{B}(r)$ est le champ magnétique appliqué (avec r la variable d'espace) l'énergie magnétique U_{mag} et la force magnétique $\vec{F}_{mag}(r)$ sont données par :

$$\begin{aligned} U_{mag} &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(r) \\ \vec{F}_{mag}(r) &= -\vec{\nabla} U_{mag} \end{aligned}$$

Pour les atomes froids, et les expériences citées ici, l'atome est lent et son moment magnétique reste aligné le long du champ. Alors, la quantité pertinente est le module du champ magnétique $B(r) = |\vec{B}(r)|$ et la force est donnée par :

$$\vec{F}_{mag}(r) = \mu \cdot \vec{\nabla} B(r)$$

La fabrication d'un composant d'optique atomique magnétique repose donc sur le choix du système magnétique, conduisant à des gradients de champ les plus performants. Les composants déjà développés utilisent des matériaux magnétiques permanents et des circuits parcourus par des courants qui offrent l'avantage d'être commutables. Parmi les circuits les tailles sont variées : depuis le micro-circuit imprimé placé à proximité des atomes dans l'enceinte à vide, jusqu'au circuit de grande taille réalisé avec des fils ou des barres et placé à l'extérieur de l'enceinte. Les premiers qui nécessitent des courants électriques très faibles, exigent une préparation du circuit et une mise sous vide mais offrent des gradients de faible portée (typiquement la taille du circuit, c'est-à-dire des micromètres). Les seconds, placés à l'extérieur de l'enceinte, ne gênent pas la manipulation des

atomes ni leur détection, mais génèrent des gradients magnétiques de grande portée (des centimètres ou davantage).

3.1.3 Interaction lumineuse.

L'interaction de l'atome avec une onde laser conduit à des échanges d'impulsions, d'énergie et à des modifications de la trajectoire atomique. Cependant, si l'interaction s'accompagne d'émission spontanée, elle conduit à un chauffage et à une dispersion de vitesses des atomes qui n'est pas compatible avec une optique atomique de qualité.

Pour éviter l'émission spontanée on utilise des processus non-résonnants : transitions Raman ou force dipolaire. Avec une transition Raman entre deux états fondamentaux, réalisée avec deux faisceaux lasers désaccordés du niveau excité, on s'affranchit de l'émission spontanée et l'échange d'impulsion est parfaitement contrôlé. La dispersion résiduelle n'est liée qu'à la largeur spectrale des lasers, qui est extrêmement petite.

La force dipolaire est l'autre solution la plus utilisée pour réaliser des composants d'optique atomique avec des lasers. La force résulte de l'interaction entre l'atome et une onde laser très désaccordée et d'intensité non uniforme. L'émission spontanée est rendue extrêmement faible par un choix de désaccord en fréquence extrêmement grand. En conséquence des faisceaux de forte puissance sont nécessaires. L'optique atomique dipolaire repose sur la fabrication du faisceau laser qui donne le puits de potentiel.

Avant de décrire ces éléments en détails, on introduira le concept et on dégagera les principaux facteurs qui déterminent la force dipolaire.

3.1.4 Force dipolaire

Lorsqu'un atome est plongé dans un faisceau laser très désaccordé de la résonance, il acquiert un moment dipolaire induit $\vec{d}_{ind}$ proportionnel à l'amplitude du champ appliqué $\vec{E}(r)$:

$$\vec{d}_{ind} = \alpha \cdot \vec{E}(r)$$

où α est la polarisabilité de l'atome. L'interaction de ce dipole avec l'onde est décrite par une énergie potentielle $U_{dip}(r)$ valant :

$$U_{dip}(r) = -\vec{d}_{ind} \cdot \vec{E}(r)$$

et qui s'écrit aussi :

$$U_{dip}(r) = -\alpha \cdot I(r)$$

avec $I(r)$ l'intensité lumineuse. Cette expression fait apparaître l'existence d'une force dès que l'intensité laser dépend de la variable d'espace. La force dipolaire est donnée par :

$$\vec{F}_{dip}(r) = \alpha \cdot \vec{\nabla} I(r)$$

Son amplitude dépend du gradient d'intensité et de la polarisabilité de l'atome. Plusieurs modèles permettent de déterminer la polarisabilité atomique et le potentiel dipolaire.

Le modèle de l'atome à deux niveaux en présence d'un rayonnement laser (par exemple celui de l'atome habillé) donne l'expression du potentiel dipolaire U_{dip} qui n'est rien d'autre que le déplacement lumineux de l'état fondamental :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\delta}{2} \frac{s}{1+s}$$

où δ est le désaccord en fréquence du laser, Γ la largeur naturelle du niveau excité, et s le paramètre de saturation de la transition atomique qui est donné par :

$$s = \frac{2\Omega^2/\Gamma^2}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} = \frac{I/I_s}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2}$$

avec Ω la fréquence de Rabi, I l'intensité du laser et I_s l'intensité de saturation de la transition. Le potentiel dipolaire s'écrit aussi :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\delta}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4\delta^2/\Gamma^2}$$

Pour un désaccord de laser non nul, et dans de nombreux cas (excepté quand $I/I_s \gg 1 + 4\delta^2/\Gamma^2$), la forme du potentiel dipolaire est celle de $I(r)$. Si le désaccord est négatif ($\delta < 0$) les atomes sont attirés vers les endroits de forte intensité laser. Pour $\delta > 0$ ils sont attirés vers les zones d'intensité minimale. L'interaction dipolaire peut être contrôlée par deux paramètres du laser : l'intensité lumineuse et la fréquence du laser.

Eclairé par le laser, l'atome émet par émission spontanée. Pour réduire ce processus, dont le taux est donné par :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4\delta^2/\Gamma^2}$$

on peut diminuer I ou augmenter $|\delta|$. Compte tenu de la variation en $1/\delta^2$ du taux d'émission spontanée, il est en général plus avantageux et plus facile d'augmenter $|\delta|$. On doit en conséquence augmenter la puissance du laser pour conserver la même valeur du potentiel dipolaire. Dans ce cas on a $|\delta| \gg \Gamma$ et :

$$\begin{aligned} U_{dip} &\approx \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{4\delta/\Gamma} \\ \Gamma_{sp} &\approx \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{4\delta^2/\Gamma^2} \end{aligned}$$

Historiquement, la première expérience qui a mis en évidence la force dipolaire fut réalisée avec un jet de sodium éclairé par un laser émettant une lumière jaune relativement près de la résonance³. Les auteurs ont montré un effet de focalisation des atomes attirés vers les zones fortement éclairées par un laser décalé vers le rouge et l'effet contraire pour un décalage vers le bleu. Ils ont aussi réalisé la déviation du jet atomique.

³ "Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure", J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, D. B. Pearson, Phys. Rev. Lett. **41**, 1361, 1978.

Les premières utilisations de la force dipolaire avec des atomes froids furent des réalisations de pièges optiques non dissipatifs⁴. Les composants d'optique atomique "dipolaire" pour atomes froids ont débuté par la réalisation de miroirs utilisant une onde évanescente à la surface d'un prisme⁵.

3.2 Guide dipolaire pour atomes froids, réalisé avec un laser Nd :YAG

En 1998, juste avant le départ de H. T. Duong, l'utilisation de l'expérience (celle décrite au chapitre précédent) a été discutée et nous avons décidé la réalisation de composants d'optique atomique. La source et la détection des atomes étaient de bonne qualité. Il restait à mettre en place des composants pour les caractériser. Le laboratoire venait de faire l'acquisition d'un laser à Nd :YAG qui ne serait utilisé que bien plus tard, donc nous avons pu en disposer immédiatement. La réalisation du guide⁶, débutée en 1998 a ensuite débouché sur la réalisation de la séparatrice⁷.

3.2.1 Principe

Pour faire une analogie simple, il s'agit de guider les atomes un peu comme on guide la lumière dans une fibre. L'expérience se justifie par les applications potentielles : (1) maintenir la densité et le flux atomique pendant le transport d'un échantillon d'atomes froids ; (2) étudier un piégeage à deux dimensions pouvant à terme être complété selon la troisième dimension par un autre type de piège ; (3) manipuler les atomes pendant le guidage.

Plusieurs solutions pour faire un puits à deux dimensions ont été proposées et testées. Les guides magnétiques⁸ sont efficaces mais exigent non seulement la préparation des atomes dans

⁴"Experimental Observation of Optically Trapped Atoms", S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314-317, 1986.

⁵" Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave", M. A. Kasevich, D. S. Weiss, S. Chu, Opt. Lett. **15**, 607, 1990.

⁶"Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide", L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, Opt. Comm. **166**, 199, 1999.

⁷"Cold atom beamsplitter realized with two crossing dipole guide", O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, Phys. Rev. Lett. **85**, 5543, 2000.

⁸Réalisations expérimentales :

"Novel Ferromagnetic Atom Waveguide with in situ Loading", "Ferromagnetic atom guide with in situ loading" M. Vengalattore, W. Rooijackers and M. Prentiss, Phys. Rev. A **66**, 053403, 2002. "Guiding Neutral Atoms on a Chip", N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, M. Drndic, S. P. Smith, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **84**, 1124, 2000. "Microfabricated Magnetic Waveguides for Neutral Atoms", J. H. Thywissen, M. Olshanii, G. Zabow, M. Drndic, K. S. Johnson, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, Euro. Phys. J. D **7**, 261, 1999. "Smoothing a Current Carrying Atomic Matter", L. Cognet, V. Savalli, P. D. Featonby, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, A. Aspect, G. Zabow, M. Drndic, C. S. Lee, R. M. Westervelt, M. Prentiss, Europhys. Lett. **47**, 539, 1999.

"Transport of cold atoms in a miniature guide", M. Key, W. Rooijackers, E. A. Hinds, New J. Phys. **2**, 25.1, 2000. "Propagation of cold atoms along a miniature magnetic guide", M. Key, I. G. Hughes, W. Rooijackers, B. E. Sauer, and E. A. Hinds, D. J. Richardson, P. G. Kazansky, Phys. Rev. Lett. **84**, 1371, 2000. "Magnetic atom optics : mirrors, guides, traps and chips for atoms", E. A. Hinds, I. G. Hughes, J. Phys. D **32**, R119, 1999.

"Propagation of Bose-Einstein condensates in a magnetic waveguide", A.E. Leanhardt, A.P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T.L. Gustavson, W. Ketterle, D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **89**, 040401, 2002.

"Trapping and manipulating neutral atoms with electrostatic fields", P. Kruger, X. Luo, M.W Klein, K. Brugger, A. Haase, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, R. Folman, J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **91**, 233201,

un sous-niveau Zeeman mais un environnement exempt d'autres champs magnétiques (surtout de gradients). Les guides magnéto-optiques⁹ ont des exigences semblables. Le guide dipolaire¹⁰ est efficace pour tout sous-niveau. Il requiert un laser de forte puissance, très désaccordé de la résonance, et présentant un profil d'intensité de bonne qualité à la fois spatiale et temporelle.

L'expérience consiste à introduire un nuage d'atomes froids dans un faisceau laser vertical (désaccordé et puissant) et à observer sa propagation guidée, le mouvement vertical du nuage étant dû au champ de gravité. Un schéma de l'expérience est donné à la fig. 3.1.

3.2.2 Expérience

Un premier essai a été tenté en utilisant la source de ^{85}Rb décrite au chapitre 2. La fraction d'atomes guidés était de l'ordre du pourcent. La température de l'échantillon d'atomes de $30\text{ }\mu\text{K}$ était trop élevée pour espérer un guidage plus important. On a modifié le montage expérimental, en particulier les fréquences des diodes lasers pour abaisser la température à $\sim 10\text{ }\mu\text{K}$. Lors des modifications nous avons choisi de régler les lasers pour piéger l'isotope ^{87}Rb .

3.2.2.1 Outils

Dans l'enceinte à vide, décrite au chapitre 2, on dispose d'une **source** d'atomes ^{87}Rb ayant une taille de 0.47 mm , contenant 10^7 atomes, avec une température de $10\text{ }\mu\text{K}$. Il s'agit d'une mélasse optique obtenue en trois étapes¹¹ :

2003 "Guiding Neutral Atoms with a Wire", J. Denschlag, D. Cassettari, J. Schmiedmayer, Phys.Rev.Lett. 82, 2014 (1999).

"Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide", C. F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard, D. Guery-Odelin, Laser-Physics, **13**, 605, 2003. "Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide, P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard, Guery-Odelin D., Eur-Phys-J-D. **20**, 107, 2002.

"Atom reflection in a tapered magnetic guide", B. K. Teo, G. Raithel, Phys. Rev. **A65**, 51401, 2002 "Loading mechanism for atomic guides", B. K. Teo, G. Raithel, Phys Rev **A63**, 031402, 2001.

"Miniaturized magnetic guide for neutral atoms", J. Fortagh, H. Ott, A. Grossmann, C. Zimmermann, Appl. Phys. **B70**, 701, 2000. "Miniaturized wire trap for neutral atoms", Fortagh, J.; Grossmann, A.; Zimmermann, C.; Hansch, T.-W., Physical-Review-Letters. **81**, 5310, 1998.

"Magnetic guide for neutral atoms", J. A. Richmond; B. P. Cantwell, S. N. Chormaic, D. C. Lau, A. M. Akulshin, G. I. Opat, Phys. Rev. **A65**, 033422, 2002. "A magnetic guide for cold atoms", J. A. Richmond, S. N. Chormaic, B. P. Cantwell, G. I. Opat, Acta Physica Slovaca. **48**, 481, 1998.

⁹"Magneto-optical compression of a mono energetic sodium beam", J. Nellessen, J. Werner, W. Ertmer, Opt. Comm. **78**, 300, 1990.

"Temperatures near the recoil limit in an atomic funnel", M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer, Opt. Comm. **134**, 423, 1997.

"Funnel with oriented Cs atoms", J. Yu, J. Djemaa, P. Nausbaum, P. Pillet, Opt. Comm.

112, 136, 1994.

¹⁰"Guiding of cold atoms by a red-detuned laser beam of moderate power", B. T. Wolschrijn, R. A. Cornelussen, R. J. C. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell, New J. Phys. **4**, 69.169.10, 2002.

"Cold-atom accumulation using an optical trap door", Davies, H.-J.; Szymaniec, K.; Adams, C.-S., Phys. Rev. **A62**, 013412, 2000.

"An atomic fountain guided by a far-off resonance laser beam, Szymaniec, K.; Davies, H.-J.; Adams, C.-S., Europhys. Lett. **45**, 450, 1999.

"Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide", L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, Opt. Comm. **166**, 199, 1999.

¹¹Les détails expérimentaux sont donnés p. 145-172 "Réalisation d'éléments d'optique atomique : études d'un guide, d'une lame séparatrice dipolaire et d'un miroir concave magnétique", O. Houde, thèse de doctorat, université Paris

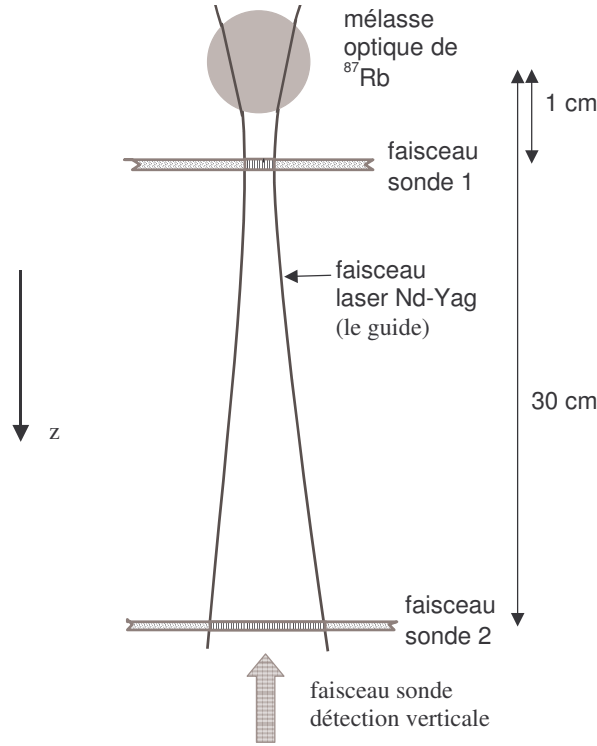


FIG. 3.1: Principe de l'expérience de guidage.

(1) chargement dans un MOT de quelques 10^7 atomes à $30 \mu\text{K}$: avec un gradient de champ magnétique de 14 Gauss/cm, un décalage en fréquence des faisceaux laser piégeants fixé à -2Γ , et une intensité de l'ordre de $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$, le temps de chargement est de 2s.

(2) refroidissement de l'échantillon en décalant la fréquence du laser de piège à -14.5Γ de la résonance : cette procédure, effectuée en 10 ms via une rampe de tension appliquée sur le VCO (Voltage Control Oscillator) permet une forte diminution de l'émission spontanée et la mise en place efficace de l'effet Sysiphe. A la fin de cette étape la température est de $\sim 15 \mu\text{K}$.

(3) passage en mélasse en éteignant le quadrupole magnétique en moins de 1 ms : en éteignant le gradient de champ, on réduit l'interaction magnéto-optique et le nuage atteint une température de $10 \mu\text{K}$.

La **détection** et l'analyse du nuage d'atomes froids utilisent les outils présentés au chapitre 2, p.43.

Le **guide** est réalisé avec un laser à Nd :YAG qui émet une radiation à 1.064 mm et qui délivre une puissance $P_L=15 \text{ Watts}$. Son mode TEM_{00} est confirmé par un profil quasi-gaussien (caractérisé par un paramètre $M^2=1.12$). Le faisceau issu du laser est mis en forme par une série de lentilles. Le faisceau traverse l'enceinte verticalement. La taille du guide au niveau du piège a été variée de $w=0.1$ à 0.5 mm correspondant à une zone de Rayleigh de 3 à 70 cm. La profondeur du puits de potentiel créé, $U_0 = -\frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{1}{4\delta/\Gamma} \frac{P_L}{I_s(\frac{\pi}{2}w^2)}$, varie de 10 à $130 \mu\text{K}$.

3.2.2.2 Procédure expérimentale

On réalise successivement les cinq opérations suivantes :

- (i) *Préparation de la mélasse optique* : le nuage d'atomes est chargé et refroidi dans le MOT avant le passage en mélasse.
- (ii) *Allumage du laser de guide* : le laser Nd :YAG est allumé, en ouvrant un obturateur mécanique placé dans la cavité.
- (iii) *Image du nuage à l'instant $t = -1$ ms* : on photographie le nuage en ouvrant l'obturateur de la caméra et en mettant le capteur en mode d'exposition.
- (iv) *Extinction des lasers et lâcher du nuage à l'instant $t = 0$ ms* : on éteint les faisceaux laser piégeants et repompeur et les atomes tombent sous l'effet de la gravité.
- (v) *Image de la trace du nuage dans le faisceau sonde à $t = 45$ ms* : quelques millisecondes avant que les atomes n'atteignent l'altitude de la sonde horizontale, le faisceau sonde est allumé. Ainsi, lorsque le nuage traverse la sonde, son image est faite sur le CCD, dont on a maintenu ouvert l'obturateur et qui est toujours en mode d'exposition. Quelques millisecondes plus tard, l'obturateur est fermé, le capteur est lu et l'image est enregistrée sur l'ordinateur.

Pour valider une mesure on fait deux clichés : cliché (a) sans guide, pour lequel l'étape (ii) est inactive ; le cliché (b) avec guidage pour lequel l'étape (ii) est active. De tels clichés sont montrés par la fig. 3.2.

L'expérience a été réalisée par séries où on a fait varier l'un des paramètres du guide dipolaire : la puissance du faisceau, sa dimension ou l'instant d'allumage.

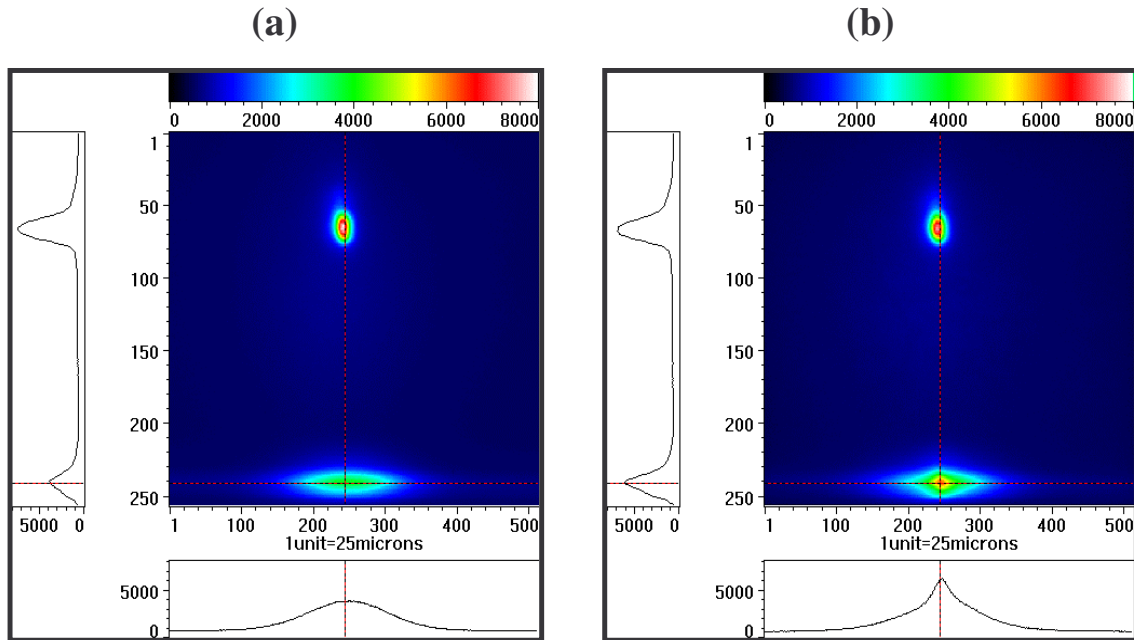


FIG. 3.2: Cliché (a) en l'absence du guide, cliché (b) en sa présence. Chaque cliché comporte l'image de la mélasse initiale (en haut) et celle des atomes en propagation éclairés par le faisceau de détection. A gauche et en bas des clichés sont montrés les profils de densité le long du pointillés rouges. (échelle horizontale : 1 pixel = 25 μm ; échelle verticale : 1 pixel = 50 μm).

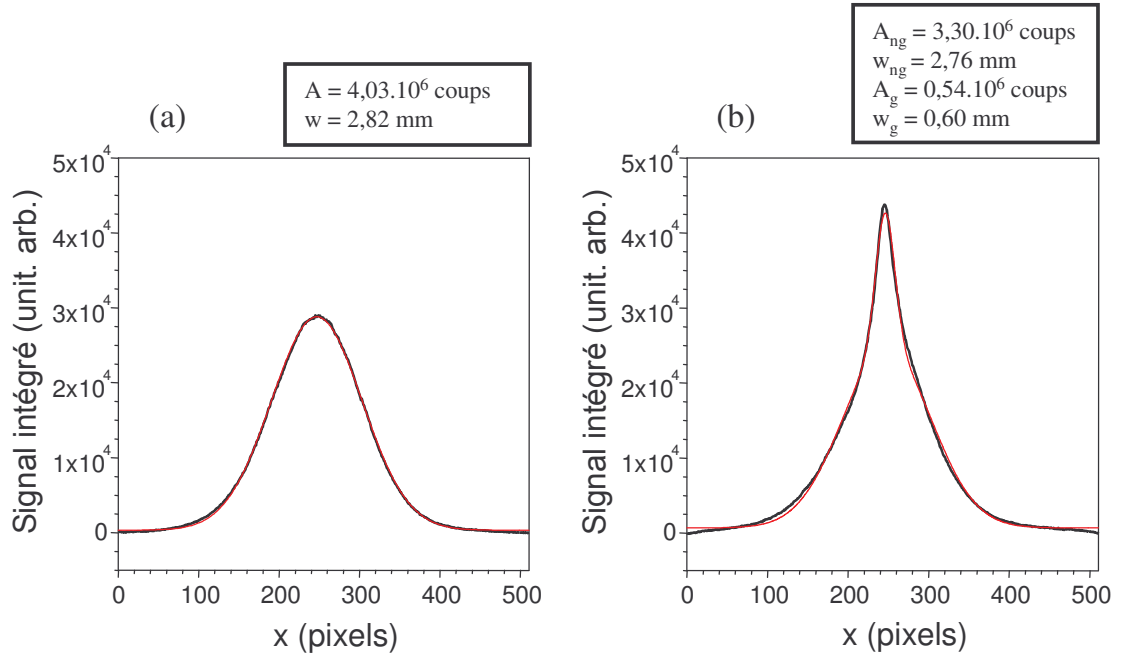


FIG. 3.3: Profils obtenus en intégrant numériquement les clichés sur 10 lignes autour du centre de la trace de détection : (a) en l'absence de guide, (b) en sa présence. Les courbes noires sont les profils expérimentaux et les courbes rouges les fonctions d'ajustement correspondantes.

3.2.2.3 Résultats et analyse

Comme le montrent les clichés de la fig. 3.2, on observe un accroissement de la densité atomique au centre du nuage détecté par la sonde. L'accroissement s'observe aussi sur les profils de densité (fig. 3.3). Pour quantifier l'effet, on évalue le nombre d'atomes qui sont restés confinés dans le laser de guidage. Le profil de la fig. 3.3(b) est la superposition de deux formes bien distinctes, car de largeurs bien différentes : l'une large, dont la forme est bien ajustée par une fonction gaussienne, et l'autre bien plus étroite, dont l'ajustement par la gaussienne nous donne l'aire et la largeur. Ces paramètres étant proportionnels au nombre d'atomes non-guidés ou guidés, on en déduit η l'efficacité du guide :

$$\eta = \frac{A_g}{A_g + A_{ng}}$$

où A_g et A_{ng} sont l'aire de la gaussienne étroite et l'aire de la gaussienne large. On a vérifié au passage (fig. 3.3) que le nombre d'atomes est une grandeur conservée, puisque sans guidage, l'aire de la courbe A vaut $A_g + A_{ng}$ à quelques pourcents près. Pour les clichés de la fig. 3.2 l'efficacité du guide vaut 14%.

Remarque. Les résultats expérimentaux ont été analysés en détail. Nous avons en particulier quantifié l'effet du déplacement lumineux introduit par le laser de guidage dans la zone d'analyse : cet effet réduit le taux de fluorescence des atomes placés au fond du potentiel par rapport ceux du bord ; un calcul du taux de fluorescence a été fait pour la mesure correcte du nombre d'atomes. Nous avons aussi évalué les pertes du guidage en détectant le nuage guidé à 30 cm du MOT. Nos calculs prédisent 1% de perte au plus. On les évalue à quelques pourcents.

3.2.2.4 Calcul de l'efficacité

La quantité η représente la proportion d'atomes qui a été capturée par le guide. Ces atomes vérifient la condition énergétique

$$\frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + U(\rho) \leq 0$$

avec $v_{\perp}$ la vitesse dans le plan orthogonal à l'axe du guide (horizontale dans notre configuration) et $U(\rho)$ le potentiel dipolaire à deux dimensions. En supposant la distribution de Wigner des atomes du piège ou de la mélasse sous la forme d'un produit de deux gaussiennes indépendantes des variables de position et de vitesse :

$$w(\rho, v_{\perp}) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_0^2}\right) \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\sigma_v^2}\right)$$

avec σ_0 la dimension du nuage et σ_v la largeur de la distribution de vitesse (vérifiant $m\sigma_v^2 = k_B T$), on obtient pour expression de η , la quantité :

$$\eta = \iint_{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + U(\rho) \leq 0} \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_0^2}\right) \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\sigma_v^2}\right) 2\pi\rho d\rho 2\pi v_{\perp} dv_{\perp}$$

Cette quantité se calcule explicitement pour un puits de potentiel gaussien de profondeur U_0 et de largeur w défini par $U(\rho) = U_0 \exp(-\frac{2\rho^2}{w^2})$. On obtient :

$$\eta = 1 - \frac{w^2}{4\sigma_0^2} \cdot \left(\frac{U_0}{k_B T}\right)^{-\frac{w^2}{4\sigma_0^2}} \cdot \gamma\left(\frac{w^2}{4\sigma_0^2}, \frac{U_0}{k_B T}\right)$$

où γ est la fonction gamma incomplète. η ne dépend que des rapports d'énergie $\frac{U_0}{k_B T}$ et de surface $\frac{w^2}{4\sigma_0^2}$. Avec les paramètres expérimentaux on trouve $\eta=20\%$. Le modèle n'a pas pris en compte l'éventuel désalignement du faisceau de guidage. Cet effet expliquerait l'écart observé avec l'expérience.

3.2.2.5 Evaluation de l'efficacité par un calcul Monte Carlo

Dès le début de cette étude, nous avons mis au point une méthode de calcul des trajectoires atomiques. La simulation devait permettre de choisir au mieux la configuration expérimentale et d'évaluer l'influence des paramètres expérimentaux, comme la puissance du laser ou la taille du faisceau.

L'approche utilise une procédure de type Monte Carlo pour modéliser la source atomique : on réalise un tirage aléatoire des positions et des vitesses. Ensuite, puisque l'on connaît explicitement le potentiel d'interaction (dipolaire et gravité), on calcule le champ de force et on résout à trois dimensions, la relation fondamentale de la dynamique. La méthode usuelle pour résoudre ce système différentiel à six équations repose sur l'algorithme de Runge-Kutta. Pour cette étape on a utilisé tel quel (ou presque) le logiciel commercial SIMION v6.0 qui calcule des trajectoires ioniques. Après quelques comparaisons nous avons été convaincus du travail d'optimisation des auteurs et avons jugé inutile de reprendre cette démarche. En sortie de programme on extrait la position et la vitesse de chaque atome et on en déduit la distribution dans l'espace des phases.

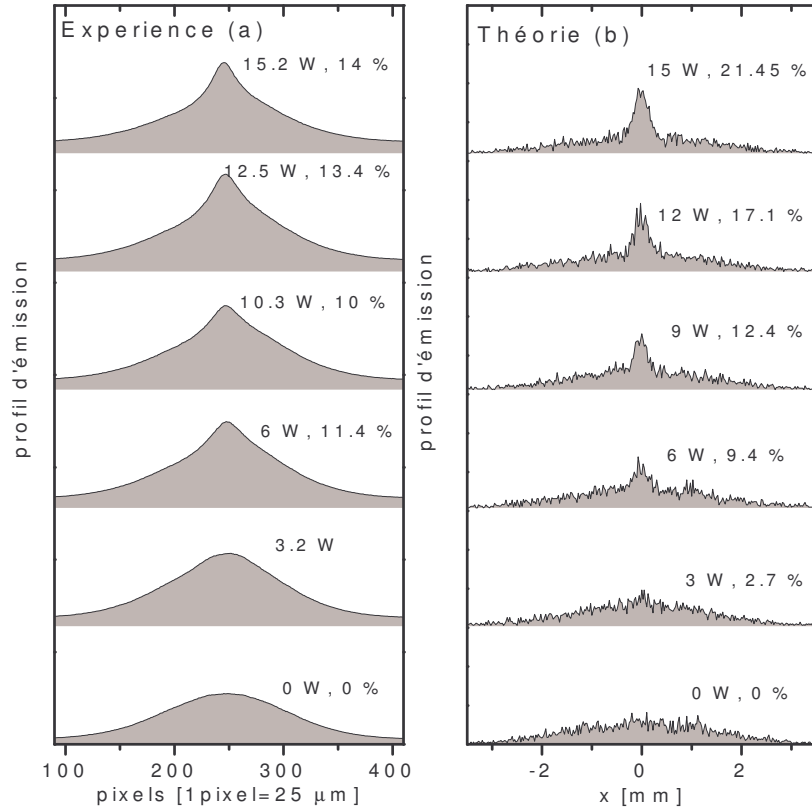


FIG. 3.4: Profils d'émission (incluant le déplacement lumineux) expérimentaux (a) et simulés (b) pour différentes puissances du laser Nd :YAG. Le guide est focalisé ($w_0=100 \mu\text{m}$) à 75 mm en dessous du PMO. Les calculs numériques sont réalisés avec un tirage de 4000 atomes, un nuage de taille $\sigma_0=0.66 \text{ mm}$ suivant 0y et 0z, et $\sigma_0=0.46 \text{ mm}$ suivant 0x, à $10 \mu\text{K}$. La détection se fait à 1 cm sous le MOT.

La simulation donne non seulement l'efficacité de capture du guide mais aussi les profils de densité. A titre d'exemple on présente sur la fig. 3.4 une comparaison entre les profils d'émission expérimentaux (incluant l'effet du déplacement lumineux) et les simulations pour une série d'expériences dans laquelle la puissance du laser a été modifiée.

Remarque. L'approche du paragraphe 3.2.2.4 donne l'efficacité de capture dès que le guide est allumé. Cette efficacité reste la même au cours de la propagation dans le guide, dans l'hypothèse d'un guide parallèle et sans effet dissipatif (émission spontanée et collisions). La densité atomique définie par :

$$n(\rho) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_0^2}\right) \int_{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + U(\rho) \leq 0} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\sigma_v^2}\right) 2\pi v_{\perp} dv_{\perp}$$

obtenue par intégration sur les variables de vitesse¹² ne représente pas la densité atomique à 1 cm sous le piège, car elle n'inclue pas la propagation du nuage. L'approche Monte Carlo quant à elle en tient compte.

¹²le résultat est : $n(\rho) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_0^2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{U(\rho)}{k_B T}\right)\right]$

3.2.3 Applications

Au delà du simple guidage, on peut utiliser le guide dipolaire dans d'autres applications. On donne deux applications réalisées - le refroidissement adiabatique d'un nuage guidé et la génération de nuage atomique annulaire - et une application en cours - lentille achromatique.

3.2.3.1 Refroidissement adiabatique d'un nuage guidé

Dès que les atomes sont capturés par le guide, l'émission spontanée étant négligeable, le système est conservatif : le volume occupé dans l'espace des phases est conservé. Si on réduit/augmente l'extension spatiale du nuage, on augmente/réduit la zone accessible pour les vitesses. On peut modifier ces paramètres via le potentiel dipolaire.

L'expérience réalisée a consisté à guider les atomes dans un faisceau laser Nd :YAG focalisé. La dimension passe de 0.3 mm au niveau du piège, à 0.1 mm au col situé 75 mm plus bas, et à 1 mm à 300 mm sous le piège. Le nuage qui entre dans le guide voit sa taille se réduire d'un facteur 3 en passant le col et donc sa température s'accroît d'un facteur ~ 10 . Une fois le col passé, le nuage se dilate adiabatiquement et sa température baisse. Puisque la vitesse longitudinale des atomes reste faible (car due à la gravité), l'évolution est adiabatique. Ainsi la compression se produit avec un chauffage, et la détente avec un refroidissement. La température a été abaissée jusque $2.5 \mu\text{K}$, comme le montre la fig. 3.5.

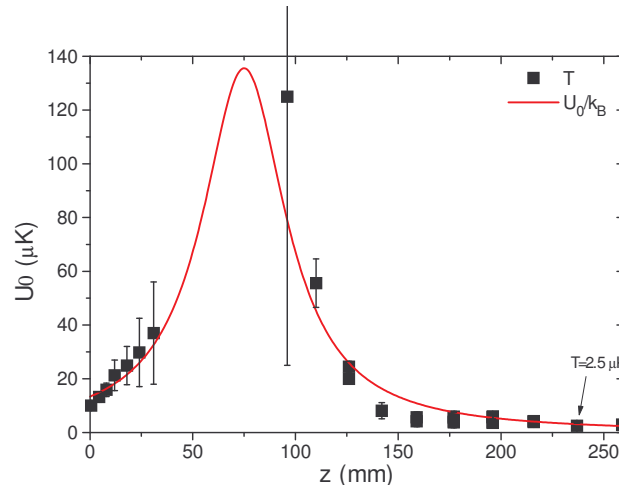


FIG. 3.5: Température du nuage guidé en fonction de l'altitude. Profondeur du puits de potentiel (en rouge).

3.2.3.2 Génération de nuage atomique annulaire

Nous avons aussi montré qu'il était possible de transporter dans le guide un nuage d'atomes possédant un moment cinétique moyen non nul. Un tel nuage est obtenu par un léger désalignement des faisceaux du MOT. La géométrie de révolution du système autour de l'axe vertical garantit la conservation de la composante verticale du vecteur moment cinétique.

L'expérience consiste à introduire le nuage dans le guide et à le propager pendant une durée t_1 (typiquement 100 ms). A cet instant, le guide est éteint et le nuage évolue librement. A cause du

moment cinétique non nul, les atomes continuent à tourner simultanément à une expansion latérale du nuage. Après quelques instants (typiquement 150 ms), on détecte le nuage qui présente une forme annulaire. La fig. 3.6 montre l'image obtenue avec un faisceau sonde étroit qui permet de visualiser une coupe de l'anneau. Le profil présente deux maximums. En faisant varier t_1 , on fait varier le diamètre de l'anneau et on mesure le moment cinétique du nuage. Un modèle, une analyse et des simulations Monte Carlo sont présentés en détail au chapitre 4 de la thèse de D. Kadio¹³.

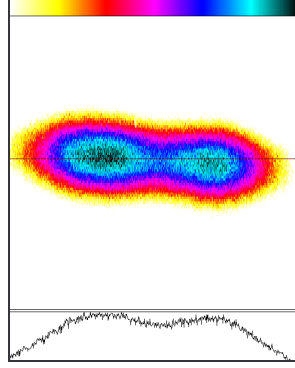


FIG. 3.6: Nuage atomique annulaire, détecté avec une sonde étroite (en haut), et le profil de densité correspondant (en bas).

3.2.3.3 Lentille dipolaire achromatique

L'utilisation du guide dans d'autres conditions peut conduire à la réalisation de lentilles atomiques achromatiques. Pour illustrer cette possibilité on considère d'abord le cas d'un guide dipolaire utilisé en régime impulsif.

Supposons que le guide soit parallèle, appliqué selon l'axe vertical Oz , et que le puits créé soit assez profond ($U_0 \gg k_B T$) pour que le potentiel dipolaire subi par les atomes soit harmonique. Le potentiel total auquel sont soumis les atomes est la gravité $V_g = -mgz$ quand le guide est éteint, et $U = -mgz + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 + \frac{1}{2}m\omega^2 y^2$ quand le guide est allumé. Le mouvement de l'atome est séparable. Selon l'axe Ox , le mouvement de l'atome peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} x(t) \\ v(t) \end{bmatrix} = M(t - t_0) \begin{bmatrix} x_0 \\ v_0 \end{bmatrix}$$

où x_0 , v_0 et $x(t)$, $v(t)$ sont la position et la vitesse aux instants t_0 et t , et $M(t - t_0)$ la matrice d'évolution du système. Pour l'expansion balistique elle vaut :

$$M(t - t_0) = B(t - t_0) = \begin{bmatrix} 1 & t - t_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

et pour l'évolution harmonique :

$$M(t - t_0) = H_\omega(t - t_0) = \begin{bmatrix} \cos[\omega(t - t_0)] & \frac{\sin[\omega(t - t_0)]}{\omega} \\ -\omega \sin[\omega(t - t_0)] & \cos[\omega(t - t_0)] \end{bmatrix}$$

¹³ "Réalisation expérimentale et étude d'un guide pour atomes froids, d'une séparatrice et d'un miroir concave", D. Kadio, thèse de doctorat, université Paris XI, le 23 mai 2002.

Pour obtenir une lentille achromatique il faut un grandissement indépendant de la vitesse.

Lentille de grandissement 1/-1. Le cas le plus simple consiste à appliquer le potentiel dipolaire pendant l'intervalle $[0, t]$, et à observer le nuage à t . Puisque $x(t) = x_0 \cos(\omega t) + v_0/\omega \sin(\omega t)$, l'effet de lentille achromatique s'obtient si $\sin(\omega t) = 0$, soit pour $t = t_L = \pi/2\omega + p\pi/\omega$. Le grandissement est -1 ou 1. L'image sera placée à l'altitude $z = \frac{1}{2}g(\pi/2\omega + p\pi/\omega)^2$. Pour une distribution initiale d'atomes de position moyenne et de vitesse moyenne nulles ($\langle x_0 \rangle = 0$, $\langle v_0 \rangle = 0$) au voisinage de $t = t_L$, la quantité $\langle x(t)^2 \rangle$ présente un extremum.

Lentille de grandissement supérieur à 1. Supposons que le potentiel harmonique soit appliqué pendant l'intervalle $[0, t_1]$ puis, que l'évolution soit balistique pendant $[t_1, t_1 + t]$. Puisque :

$$\begin{bmatrix} x(t_1 + t) \\ v(t_1 + t) \end{bmatrix} = B(t)H_\omega(t_1) \begin{bmatrix} x_0 \\ v_0 \end{bmatrix}$$

et que :

$$B(t)H_\omega(t_1) = \begin{bmatrix} \cos(\omega t_1) - \omega t \sin(\omega t_1) & \frac{\sin(\omega t_1)}{\omega} + t \cos(\omega t_1) \\ -\omega \sin(\omega t_1) & \cos(\omega t_1) \end{bmatrix}$$

l'effet de *lentille achromatique* est obtenu si $\frac{\sin(\omega t_1)}{\omega} + t \cos(\omega t_1) = 0$. Cette condition donne la valeur $t = -\frac{\tan \omega t_1}{\omega}$. Puisque les temps sont des quantités positives, la condition n'est vérifiée que pour $\pi/2 < \omega t_1 < \pi$. La pulsation étant en général fixée il est commode d'étudier les quantités sans dimension ωt et ωt_1 , et de tracer ωt en fonction de ωt_1 (fig. 3.7) :

$$\omega t = -\tan \omega t_1$$

Le *grandissement* est donné par $G = \cos(\omega t_1) - \omega t \sin(\omega t_1)$ et s'exprime aussi par :

$$G = 1/\cos(\omega t_1)$$

Puisque $\pi/2 < \omega t_1 < \pi$, le grandissement (en valeur absolue) est supérieur à 1 (fig. 3.7).

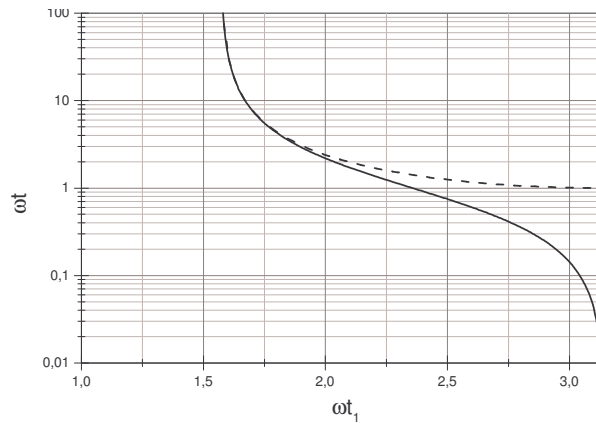


FIG. 3.7: Condition de lentille achromatique (trait plein) et grandissement (pointillés).

Pour une distribution initiale d'atomes de position moyenne et de vitesse moyenne nulles ($\langle x_0 \rangle = 0$, $\langle v_0 \rangle = 0$) la quantité $\langle x(t)^2 \rangle$ varie linéairement avec t , et présente un extremum quand on varie t_1 au voisinage de la valeur $t_1 = -(\arctan -\omega t)/\omega$.

Lentille de grandissement inférieur à 1.

Pour réaliser un grandissement inférieur à 1, on peut proposer plusieurs possibilités : (i) laisser l'évolution balistique pendant l'intervalle $[0, t_1]$ puis, appliquer le potentiel harmonique pendant $[t_1, t_1 + t]$, (ii) utiliser deux impulsions lasers pour appliquer le potentiel harmonique pendant $[0, t_1]$ et $[t_1 + t_2, t_1 + t_2 + t]$ avec une évolution balistique pendant $[t_1, t_1 + t_2]$.

3.3 Séparatrice réalisée avec deux guides dipolaires croisés

3.3.1 Principe

En général, pour séparer de façon cohérente un faisceau d'atomes on effectue un transfert d'impulsion. Le transfert se produit durant une interaction entre les atomes et la lumière laser. Pour faire une séparatrice on peut aussi créer deux puits de potentiels couplés, le couplage permettant le passage d'un puits à l'autre. Cela a été possible avec deux guides magnétiques¹⁴ et deux guides dipolaires¹⁵.

La méthode que nous avons développée, utilise deux guides dipolaires croisés, l'un aligné suivant la direction verticale qui guide les atomes dès leur sortie du piège, l'autre, aligné le long d'une direction oblique qui fait un angle de 0.12 radian avec la verticale et qui croise le guide vertical à environ 4 mm en dessous du centre de la mélasse (fig. 3.8). Le guide oblique est soudainement allumé lorsque les atomes guidés dans le guide vertical arrivent dans la région d'intersection des deux guides. En combinant les effets de la séparation et du guidage, on génère ainsi deux faisceaux d'atomes collimatés. L'efficacité du couplage dépend des puits, de l'angle et de l'altitude du point d'intersection des guides. On a montré une efficacité atteignant 40% et une séparation des deux nuages d'atomes atteignant le millimètre sur une distance d'environ 1 cm. De plus, les atomes sont guidés à la sortie de la séparatrice.

La séparatrice magnétique a été réalisée avec deux guides magnétiques qui sont produits par le champ d'un fil de taille micrométrique (10 μm) en forme de la lettre Y inversé, symétrique et parcouru par du courant. L'angle de séparation du nuage atomique est d'environ 0.26 radian. Un nuage d'atomes de lithium initialement refroidis par laser, transféré dans la partie centrale du fil (partie commune aux deux bras), a été séparé en deux parties à la sortie des bras du fil, chaque partie restant guidée. L'efficacité de cette séparatrice est contrôlée par l'intensité du courant qui circule dans chaque bras du fil¹⁶.

Les deux séparatrices ont des principes tout à fait comparables. Les puits de potentiel créés sont du même ordre de grandeur. La taille du fil impose de le placer dans la chambre à vide, alors que les faisceaux lasers y sont amenés via des hublots. Dans le système optique on modifie plus aisément certains paramètres comme l'angle, la taille des puits.

¹⁴"Beam Splitter for Guided Atoms", D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier, J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **85**, 5483, 2000.

¹⁵"Cold Atom Beam Splitter Realized with Two Crossing Dipole Guides", O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, Phys. Rev. Lett. **85**, 5543, 2000.

¹⁶L'interaction magnétique a également été utilisée pour séparer un nuage d'atomes froids après un rebond sur un réflecteur magnétique concave et ondulé."Manipulation of cold atoms using a corrugated magnetic reflector", P. Rosenbusch, B. V. Hall, I. G. Hughes, C. V. Saba, E. A. Hinds, Phys. Rev. A **61**, 31404, 2000.

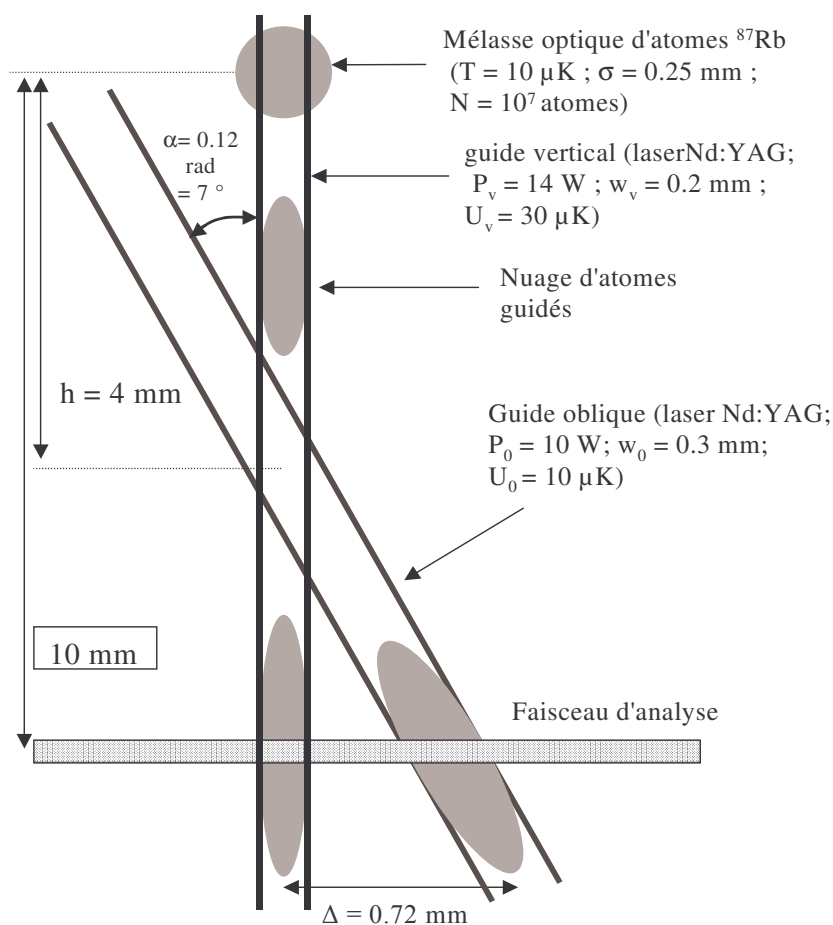


FIG. 3.8: Schéma expérimental de la séparatrice réalisée avec deux guides dipolaires croisés. Les guides se croisent à 4 mm en dessous de la mélasse optique. α est l'angle entre les deux guides et Δ est la distance de séparation des nuages au niveau de la détection.

3.3.2 Expérience

3.3.2.1 Outils

Les outils de l'expérience sont ceux décrits à la p. 56. Les paramètres des guides sont un peu différents de ceux de l'expérience de guidage.

Le guide vertical utilise 14 W du faisceau Nd :YAG et a une dimension de 0.2 mm. Le puits créé est de $U_v = 30 \mu\text{K}$. Il garantit une bonne efficacité de capture. Le guide oblique, qui est obtenu par recyclage du premier faisceau a une puissance de 10 W et une dimension $w = 0.3 \text{ mm}$. Le puits correspondant est de $10 \mu\text{K}$.

3.3.2.2 Procédure expérimentale

L'expérience se déroule en six opérations :

- (i) *Préparation de la mélasse optique* : le nuage d'atomes est chargé et refroidi dans le MOT ($b = 14 \text{ Gauss/cm}$) avant le passage en mélasse.

(ii) *Allumage du guide vertical* : le laser Nd :YAG est allumé, en ouvrant un obturateur mécanique placé dans la cavité.

(iii) *Image du nuage à l'instant $t = -1$ ms* : on photographie le nuage en ouvrant l'obturateur de la caméra et en mettant le capteur en mode d'exposition.

(iv) *Extinction des lasers et lâcher du nuage à l'instant $t = 0$ ms* : on éteint les faisceaux laser piégeants et repompeur et les atomes tombent sous l'effet de la gravité.

(v) *Allumage du guide oblique à l'instant $t = 29$ ms* en ouvrant un second obturateur placé le faisceau laser Nd :YAG recyclé.

(vi) *Image de la trace du nuage dans la faisceau sonde à $t = 45$ ms et enregistrement du cliché.*

Pour chaque mesure, on réalise trois clichés :

cliché (A) : chute balistique, pour laquelle les étapes (ii) et (v) sont inactives.

cliché (B) : chute guidée, pour laquelle l'étape (ii) est active et l'étape (v) est inactive.

cliché (C) : chute avec séparatrice, pour laquelle les étapes (ii) et (v) sont actives.

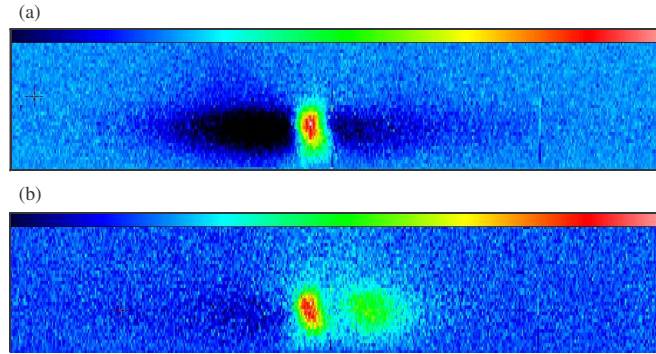


FIG. 3.9: En haut, le nuage d'atomes guidés ; en bas, les deux nuages à la sortie de la séparatrice.

3.3.2.3 Résultats et analyse

La mise en évidence de l'effet de la séparatrice est faite par soustraction numérique des clichés. Dans la zone de détection la différence des clichés (B)-(A) permet d'isoler la contribution au signal des atomes guidés verticalement. La différence (C)-(A) isole les atomes présents à la fois dans le guide vertical et dans le guide oblique et met en évidence l'effet de la séparatrice (fig. 3.9).

Pour une analyse quantitative, on extrait les profils de densité à une dimension (selon Ox), en intégrant sur 10 lignes le signal dans la zone de détection. A partir des clichés (A), (B) et (C) on obtient les profils (a,b,c) de la fig. 3.10 et on déduit par différence les profils (d) et (e). Chacun des profils est ajusté par des fonctions gaussiennes, dont les aires mesurent le nombre d'atomes total, guidés, non-guidés et transférés dans le guide oblique par la séparatrice. Pour le cas présenté à la fig. 3.9 (analysé fig. 3.10) on obtient une efficacité de transfert de $43 \pm 4\%$. Les nuages sont séparés de 1.04 ± 0.01 mm au niveau de la sonde.

3.3.2.4 Efficacité de la séparatrice en fonction de l'intersection des guides

Parmi les paramètres qui contrôlent l'efficacité de la séparatrice on trouve les puissances des faisceaux (vertical et oblique), leur taille, l'altitude du point de croisement et l'instant d'allumage

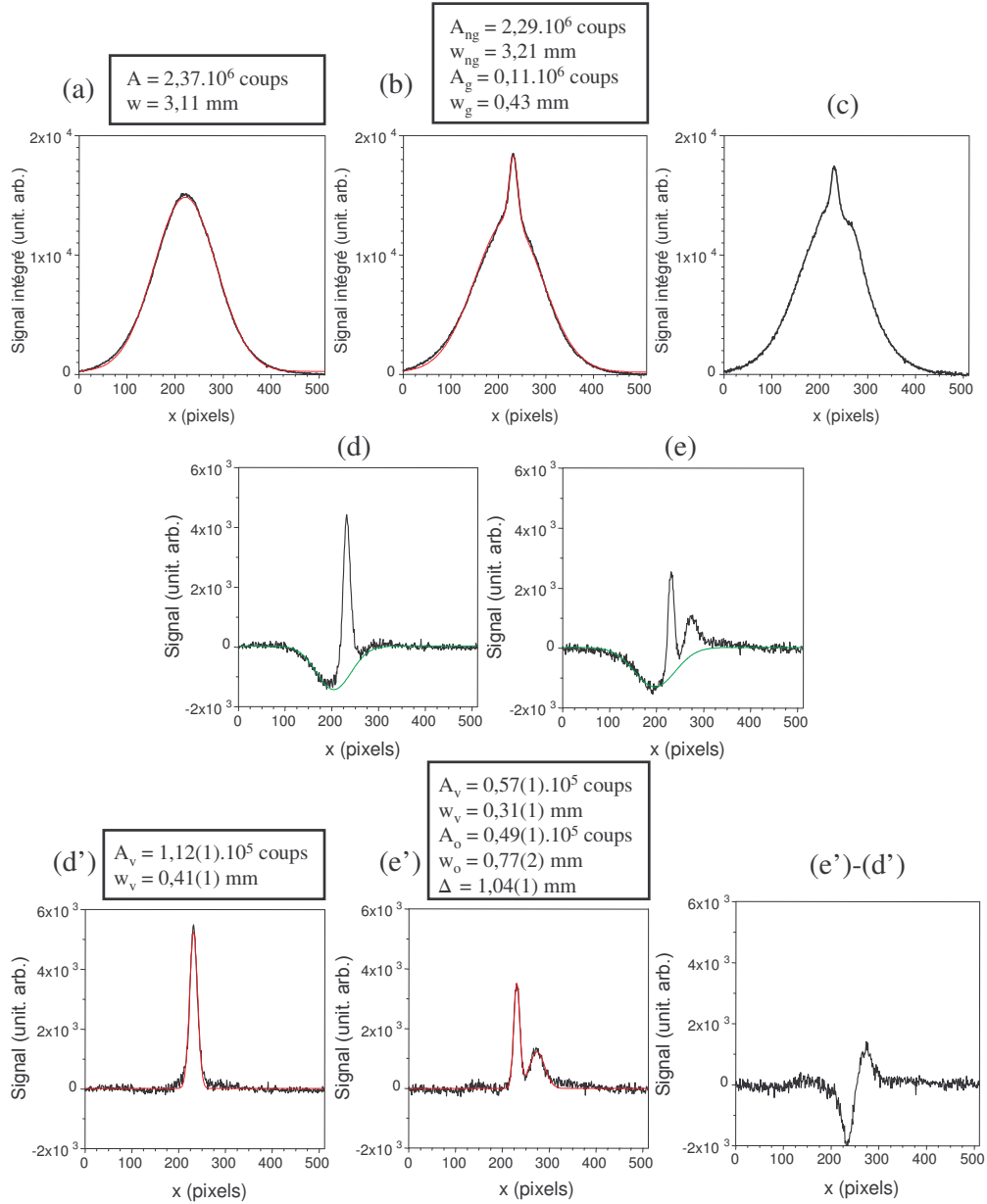


FIG. 3.10: Profils obtenus par l'intégration numérique des clichés sur 10 lignes autour du centre de la trace de détection : (a) propagation libre, (b) propagation guidée, (c) propagation avec la séparatrice. Les profils (d) et (e) sont les différences (b)-(a) et (c)-(a). Les profils (d') et (e') résultent de la soustraction de la contribution négative (courbes vertes) des profils (d) et (e). Le dernier profil illustre la conservation du nombre d'atomes. Les courbes noires sont les profils expérimentaux et les courbes rouges les fonctions d'ajustement..

du faisceau oblique. En variant l'altitude du point de croisement on obtient les clichés de la fig. 3.11. On observe simultanément à une variation de l'efficacité une variation de la distance qui sépare les deux paquets atomiques à la sortie de la séparatrice.

3.3.2.5 Simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo ont été menées de la même façon que pour le guide dipolaire (voir p. 60). Le modèle inclut les paramètres des deux potentiels dipolaires et l'allumage retardé du guide oblique.

Les simulations permettent non seulement de comprendre la séparatrice et d'étudier l'effet des paramètres mais aussi d'envisager des configurations différentes. On trouvera dans la thèse de D. Kadio¹⁷ et dans celle de O. Houde¹⁸ des études détaillées. A titre d'exemple on donne le résultat d'une simulation effectuée pour deux faisceaux lasers Nd :YAG dont les champs électriques interfèrent dans la zone d'intersection. Avec un choix correct des polarisations on crée non seulement deux guides croisés mais aussi un ensemble de micro-guides (fig.3.12). Le couplage est fortement modifié et à la sortie de la séparatrice on observe 3 paquets d'atomes (fig.3.13). Le paquet atomique supplémentaire, localisé au milieu des autres provient de l'action des micro-puits.

3.3.3 Applications

Une séparatrice est en général destinée à être utilisée dans un interféromètre. On sait cependant, que l'obtention d'un signal d'interférences dans un montage interférométrique dépend à la fois des composants qui séparent et recombinent les paquets d'onde, mais aussi des caractéristiques de la source, en particulier sa cohérence.

En l'état actuel de l'expérience, la source atomique n'est pas cohérente et il est peu sérieux d'envisager la construction d'un interféromètre avec une telle source. Un condensat de Bose Einstein serait bien mieux adapté.

Néanmoins, un ensemble d'études nous laisse croire à des propriétés de cohérence de la séparatrice. Il s'agit en particulier de la comparaison de notre système avec celui de l'équipe de Schmiedmayer réalisé avec des champs magnétiques et des calculs de Andersson et al.¹⁹. Le calcul numérique de la propagation d'un nuage atomique dans un tel système montre que même si la propagation est multimode, la cohérence n'est pas complètement altérée et l'observation d'interférences est possible. Le modèle développé par Andersson et al. considère des guides de forme harmonique et suppose que le mouvement longitudinal des atomes est assez lent pour garantir un suivi adiabatique des variations du potentiel dans les régions de couplage (séparation et recombinaison). L'hypothèse du suivi adiabatique semble être fondamentale pour le maintien des propriétés de cohérence du système. Avec des atomes lents, elle est souvent facile à réaliser. L'approximation harmonique est une facilité pour le calcul. Le modèle n'inclut pas non plus le champ de gravité. Les calculs récents

¹⁷"Réalisation expérimentale et étude d'un guide pour atomes froids, d'une séparatrice et d'un miroir concave", D. Kadio, thèse de doctorat, université Paris XI, le 23 mai 2002.

¹⁸"Réalisation d'éléments d'optique atomique : études d'un guide d'une lame séparatrice dipolaire et d'un miroir concave magnétique", O Houde, thèse de doctorat, université Paris XI, le 20 décembre 2002.

¹⁹"Multimode Interferometer for Guided Matter Waves", E. Andersson, T. Calarco, R. Folman, M. Andersson, B. Hessmo, J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **88**, 100401, 2002.

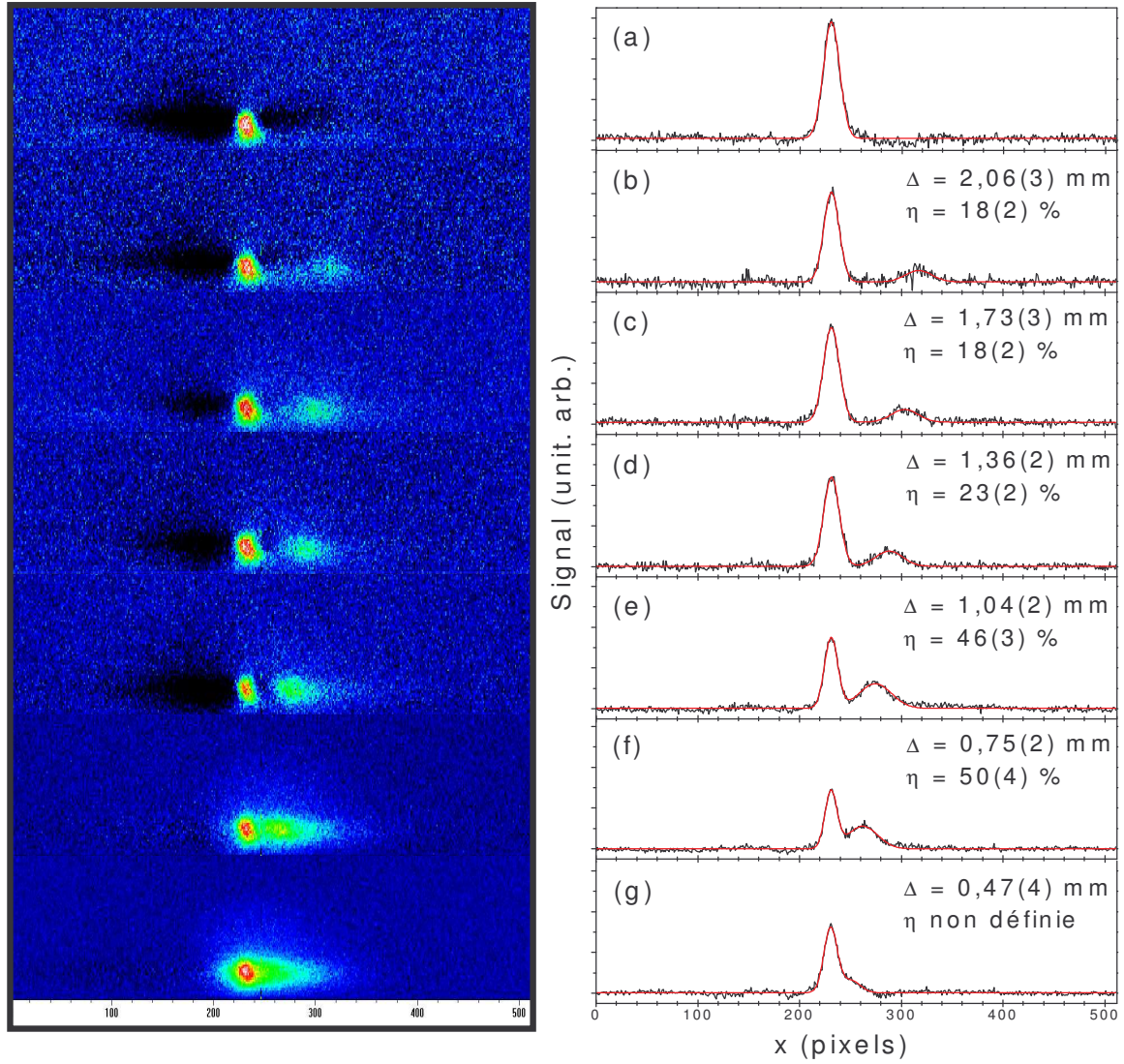


FIG. 3.11: Evolution de la séparation avec l'altitude du point de croisement z_i des deux guides : (a) $z_i = -12,1(23) \text{ mm}$; (b) $z_i = -7,1(17) \text{ mm}$; (c) $z_i = -4,3(14) \text{ mm}$; (d) $z_i = -1,3(11) \text{ mm}$; (e) $z_i = +1,4(9) \text{ mm}$; (f) $z_i = +3,8(7) \text{ mm}$; (g) $z_i = +6,1(7) \text{ mm}$. La colonne de gauche présente les clichés obtenus après soustraction numérique par le cliché réalisé en propagation libre. La colonne de droite présente les profils correspondants, la contribution négative de la zone de déplétion ayant été soustraite. Les courbes noires sont expérimentales et les courbes rouges les fonctions d'ajustement dont on déduit la distance séparant les deux pics Δ et l'efficacité de transfert η .

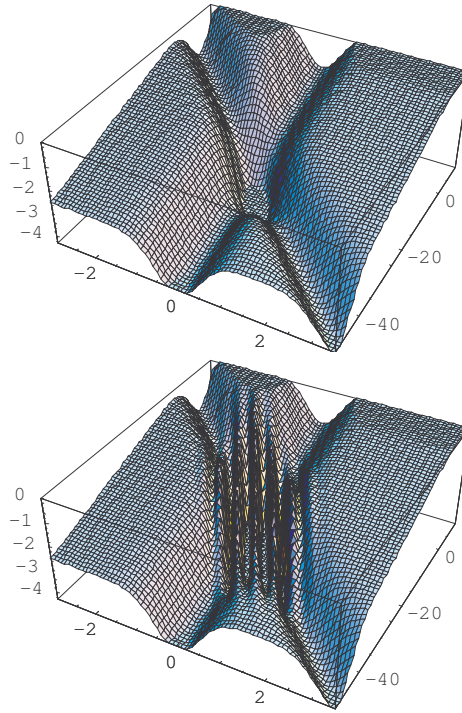


FIG. 3.12: Puits de potentiel associé à deux guides (en haut) et à deux guides qui interfèrent (en bas).

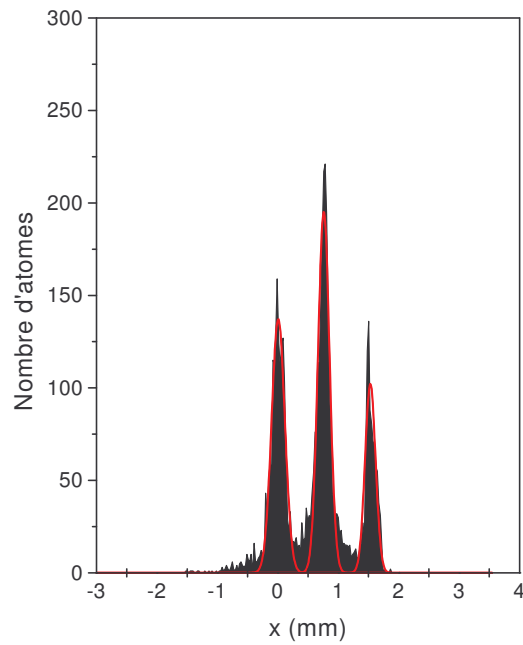


FIG. 3.13: Densité atomique suivant la direction Ox , à 2 cm sous le MOT. Simulation faite avec deux puits de même profondeur ($30 \mu\text{K}$), en présence d'interférences lumineuses (vecteurs de polarisation faisant un angle de 75°), avec un point d'intersection des guides localisé 7 mm sous le MOT.

de Kreutzmann et al.²⁰ montrent aussi que la cohérence persiste pour une séparatrice multimode ; 16 modes peuplés dans le calcul présenté.

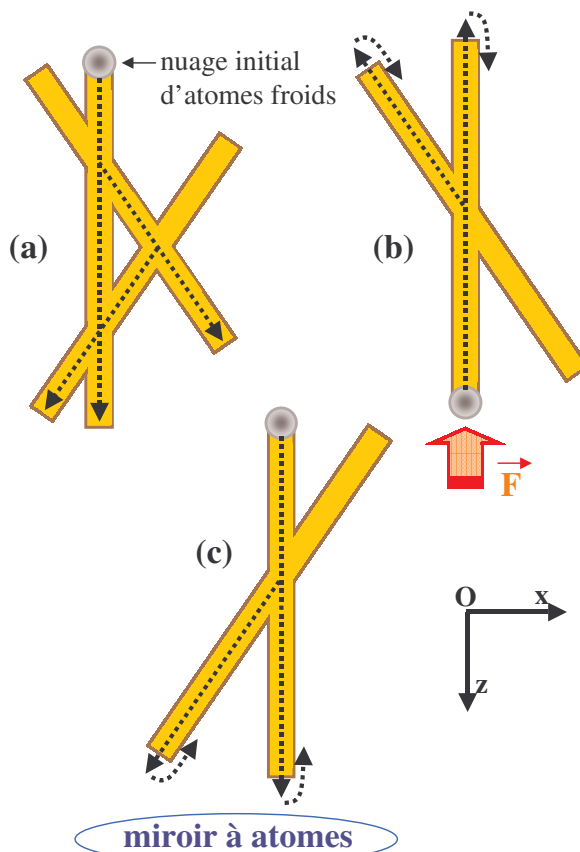


FIG. 3.14: Configurations possibles pour la réalisation d'un interféromètre avec des guides dipolaires.

Les schémas d'interféromètres auxquels on peut penser sont montrés sur la fig. 3.14. La configuration (a) nécessite trois faisceaux de guidage qui doivent se croiser soigneusement à l'intérieur de l'enceinte. A priori ce montage est envisageable si on leur superpose un faisceau laser résonant qui permet de visualiser la fluorescence des atomes. Dans cette configuration, on ne peut éviter les interférences optiques dans les régions d'intersection des faisceaux laser. La configuration (b), qui utilise un nuage atomique en fontaine permet l'économie d'un faisceau. Elle utilise deux fois la séparatrice, une fois à la montée des atomes, une fois à la descente. La configuration (c) nécessite l'assemblage d'une séparatrice et d'un miroir à atomes. Un miroir à atomes à prisme pourrait convenir à condition de maîtriser la réflexion (partielle ou totale) des faisceaux lasers sur sa surface. Pour s'affranchir de ce problème on peut envisager l'utilisation d'un miroir sans support matériel, par exemple celui qui utilise une onde décalée vers la bleu²¹ ou un quadrupole magnétique²².

²⁰ "Coherence properties of guided-atom interferometers", H. Kreutzmann, U. V. Poulsen, M. Levenstein, R. Dumke, W. Ertmer, G. Birkl, A. Sampera, Phys. Rev. Lett. **92**, 163201, 2004

²¹ "Coherent Evolution of Bouncing Bose-Einstein Condensates", K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, M. Lewenstein, Phys. Rev. Lett. **83**, 3577, 1999.

²² "A concave mirror for cold atoms", D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, Europhys. Lett. **54**, 417, 2001.

3.4 Miroir pour atomes froids utilisant un quadrupole magnétique

3.4.1 Principe

Pour fabriquer un miroir à atomes on utilise un potentiel d'interaction entre l'atome et un champ (magnétique, laser...) qui engendre une force fortement répulsive obligeant les atomes à rebrousser chemin, ou à changer de direction.

Le premier miroir atomique, qui date de 1988²³, utilise la force dipolaire : un jet de sodium, arrivant en incidence rasante sur la surface d'un prisme en présence d'une onde évanescente, est réfléchi avec un angle égal à l'angle d'incidence. Le laser qui crée l'onde évanescente, est désaccordé vers le bleu de la résonance atomique pour que la force dipolaire près de la surface repousse les atomes vers la région vide de champ. En 1990, ce miroir dipolaire fut utilisé avec une source d'atomes froids²⁴. Ensuite d'autres versions de ce miroir furent étudiées²⁵.

En 1995 est apparu le premier miroir magnétique pour atomes froids²⁶ : il utilise une bande magnétique, magnétisée au préalable par un signal périodique, créant un champ magnétique qui ne dépend que de la distance à la surface, et dont le module décroît rapidement avec la distance. Pour un choix correct du sous-niveau Zeeman, la force magnétique subie par l'atome le repousse de la surface. Des variantes du miroir magnétique ont ensuite été démontrées, soit avec des matériaux magnétiques²⁷, soit avec des micro-circuits²⁸.

Dans les exemples de miroirs que nous venons de citer, l'interaction dipolaire ou magnétique dérive d'un potentiel répulsif, d'une portée très courte. Typiquement elle est de l'ordre de la longueur d'onde optique (le micromètre) pour le miroir à onde évanescente. et doit être comparée à l'amplitude du rebond qui vaut plusieurs millimètres. On a affaire à une interaction très localisée dans l'espace et pour que l'atome rebondisse il suffit que la barrière de potentiel à la surface soit

²³"Quantum-State-Selective Mirror Reflection of Atoms by Laser Light", V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, Phys. Rev. Lett. **60**, 2137, 1988. JETP Lett. **45**, 353, 1987.

²⁴"Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave", M. A. Kasevich, D. S. Weiss, S. Chu, Opt. Lett. **15**, 607, 1990.

²⁵"Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity", C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083, 1993.

"Reflection of atoms from a dielectric wave guide", W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect, J. Mlynek, Opt. Comm. **111**, 566, 1994.

"Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave", A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C. I. Westbrook, Phys. Rev. A **52**, 4704, 1995.

²⁶"Realization of a Magnetic Mirror for Cold Atoms", T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, E. A. Hinds, Phys. Rev. Lett. **75**, 629, 1995.

²⁷"Reflection of a slow cesium atomic beam from a naturally magnetized Nd-Fe-B surface", Lison F., Haubrich D., Schuh P., Meschede D., Appl. Phys. B **69**, 501, 1999.

"Magnetic mirrors with micron-scale periodicities for slowly moving neutral atoms", D.C. Lau, R.J. McLean, A.I. Sidorov, D.S. Gough, J. Koperski, W.J. Rowlands, B.A. Sexton, G.I. Opat, P. Hannaford, J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. **1**, 371, 1999.

²⁸"Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms", M. Drndic, G. Zabow, C. S. Lee, J. H. Thywissen, K. S. Johnson, M. Prentiss, R. M. Westervelt, P. D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C. I. Westbrook, W. D. Philips, A. Aspect, Phys. Rev. A **60**, 4012-4015, 1999.

"Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires", Lau D. C., Sidorov A. I., Opat G. I., Mc lean R. , Rowlands W. J., Hannaford P., Eur. Phys. J.D **5**, 193, 1999.

"Smoothing a current-carrying atomic mirror", Cognet L., Savalli V., Featonby P. D., Helmerson K., Westbrook N., Westbrook C. I., Phillips W. D., Aspect A., Zabow G., Drndic M., Llee C. S., Westervelt R. M., Prentiss M., Europhys. Lett. **47**, 538, 1999.

supérieure à son énergie cinétique.

Pour obtenir un effet de miroir (ou un rebond), on peut aussi utiliser un potentiel de plus longue portée. L'interaction est non localisée cependant pour un potentiel de forme simple elle peut conduire à un rebond du nuage avec ou sans refocalisation.

Le miroir que nous avons réalisé, utilise un champ magnétique quadrupolaire, créé par une paire de bobines. L'axe des bobines est horizontal selon l'axe Ox (fig. 3.16). Au voisinage du centre du quadrupole le module du champ magnétique est :

$$B(x, y, z) = \frac{b}{2} \sqrt{4x^2 + y^2 + z^2} \quad (3.1)$$

où b est le gradient de champ magnétique le long de l'axe Ox. Le potentiel d'interaction de l'atome de moment magnétique μ avec ce champ, $V_{mag} = \mu B$, s'ajoute à celui de la gravité $V_g = -mgz$ où g est la gravité, pour donner un potentiel total que l'on peut écrire :

$$U(x, y, z) = -mgz + mg' \sqrt{z^2 + 4x^2 + y^2}$$

où g' est une constante tenant compte de b et du moment magnétique de l'atome. Comme le montre les courbes équipotentielles de la fig. 3.15 pour les atomes de rubidium dans l'état $F = 2$, $M = 2$ dès que le courant des bobines est assez élevé (c'est-à-dire dès que $g' > g$) le potentiel $U(x, y, z)$ présente un minimum en $x = y = z = 0$. Si l'atome n'est pas situé en ce point il sera attiré vers le minimum de potentiel.

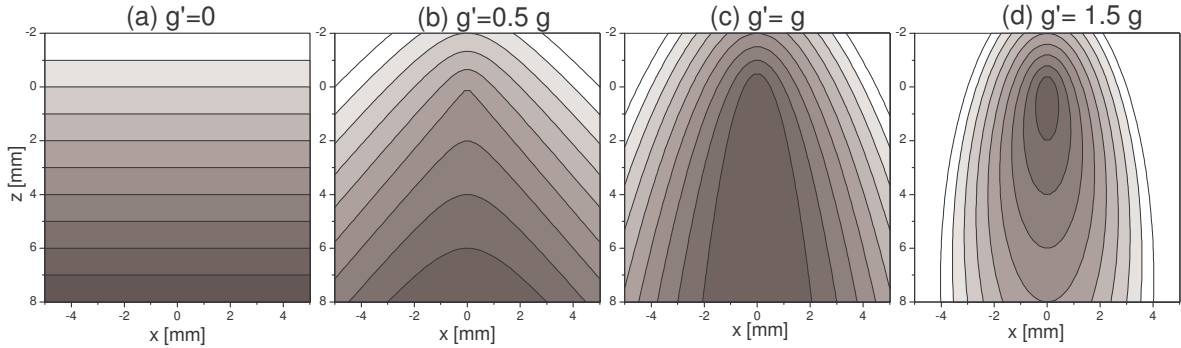


FIG. 3.15: Courbes equipotentielles de $U(x, y = 0, z) = -mgz + mg' \sqrt{z^2 + 4x^2 + y^2}$ pour $g' = 0$ (a), $g' = 0.5g$ (b), $g' = g$ (c) and $g' = 1.5g$ (d).

Le principe de l'expérience est de laisser tomber les atomes de la mélasse dans le champ de gravité. Dès que le nuage a parcouru quelques millimètres, on allume le quadrupole magnétique pour activer le potentiel attractif en $x = y = z = 0$. Les atomes subissent, alors, une force qui va les ramener vers ce point. Pour obtenir un effet miroir il suffit d'appliquer un courant assez élevé dans le quadrupole.

Comme le potentiel est de courte portée, l'interaction est très localisée. La réflexion est décrite par une diffusion de la particule par un potentiel $V(z)$ ne dépendant que d'une coordonnée d'espace, z (distance au prisme ou à la surface magnétique) et qui tend vers zéro pour de grandes distances. Avec un tel potentiel, la loi de Descartes est vérifiée

3.4.2 Expérience

3.4.2.1 Outils

Le nuage atomique est préparé avec les outils et la procédure décrite à la p. 56. Seul, le temps de chargement a été modifié, de 2s il est passé à 3s.

Le **quadrupole magnétique** (fig. 3.16) est réalisé avec les deux bobines qui servent à fabriquer le MOT. La séquence temporelle du courant qui circule dans les bobines, et donc de b , permet le fonctionnement du MOT, puis celui du miroir. Avec les valeurs de la fig. 3.17, on obtient $g' = 1.78g$. Le rebond des atomes de $F = 2$, $M = 2$ est assuré. Les atomes de $F = 2$, $M = 1$ ne verront pas un puits de potentiel présentant un minimum.

La **détection** a été modifiée. Avec une diode laser supplémentaire, asservie en fréquence et modulée temporellement par un crystal acousto-optique on fabrique un faisceau laser sonde, dirigé verticalement et qui éclaire les atomes pendant un temps court ($\sim 100\mu s$). L'étendue du faisceau est suffisante pour une détection complète du nuage atomique. Le déclenchement du flash de lumière laser permet de faire une image instantanée du nuage en chute et en rebond.

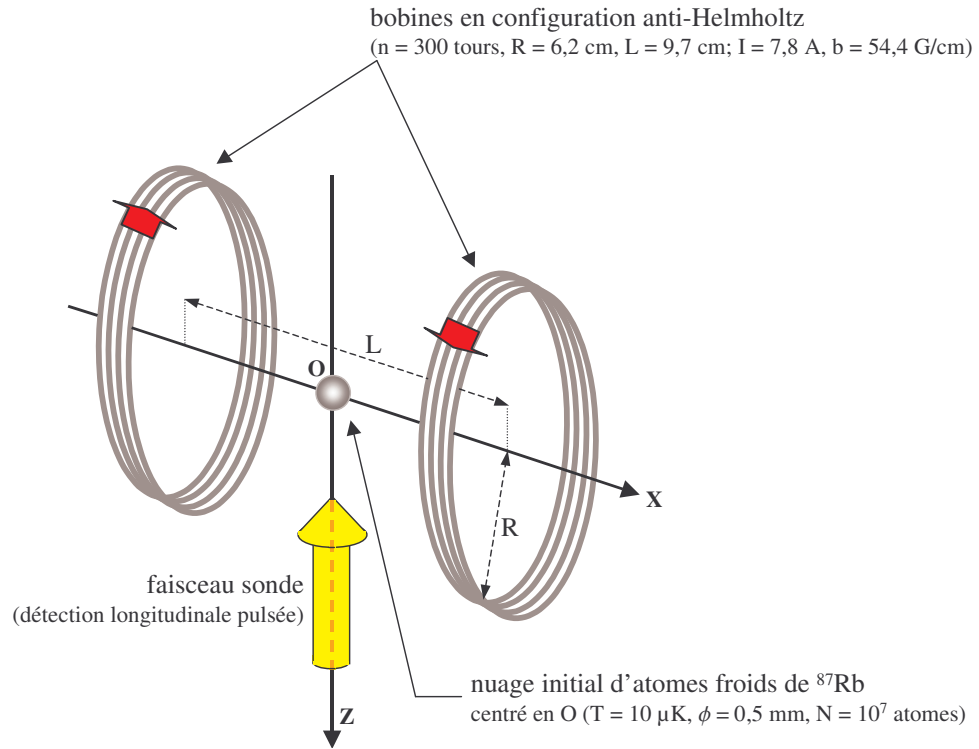


FIG. 3.16: Miroir magnétique concave : schéma de principe.

3.4.2.2 Procédure expérimentale

L'expérience se déroule en six opérations :

(i) *Préparation de la mélasse optique* : le nuage d'atomes est chargé et refroidi dans le MOT ($b = 14$ Gauss/cm) avant le passage en mélasse.

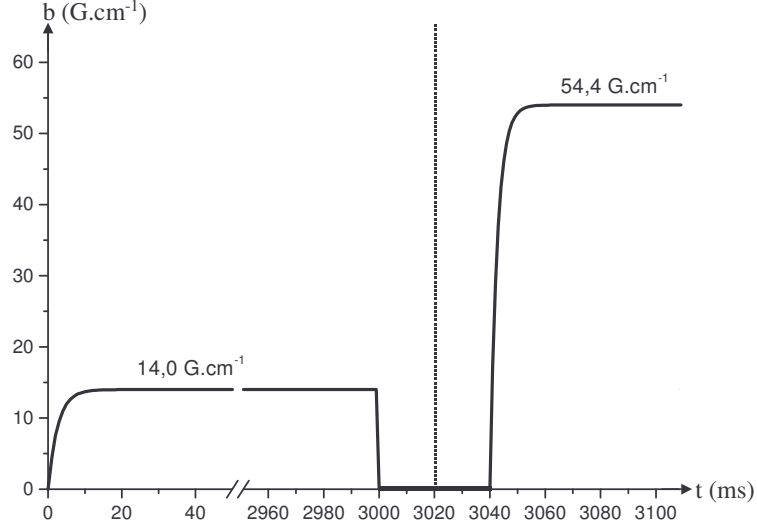


FIG. 3.17: Séquence temporelle du gradient de champ quadrupolaire. Avant $t = 3000$ ms, le quadrupole est utilisé pour le MOT. Entre $t = 3000$ et $t = 3020$ ms, on réalise la mélasse optique. A $t = 3020$ ms, indiqué par le pointillé, les atomes sont lâchés dans le champ de gravité. A $t = 3040$ ms, le miroir est allumé.

(ii) *Extinction des lasers et lâcher du nuage à l'instant $t = 0$ ms* : on éteint les faisceaux laser piégeants et repompeur et les atomes tombent sous l'effet de la gravité.

(iii) *Allumage du quadrupole magnétique à $t_F = 20$ ms.*

(iv) *Image du nuage dans le faisceau sonde vertical à t et enregistrement du cliché.*

Pour une série de mesures on enregistre les clichés pour t variant de 0 à 200 ms avec un pas temporel de 2 ms. Chaque série est caractérisée par la valeur de g' et de t_F . La fig. 3.18 montre une série de clichés qui illustre l'effet du miroir concave.

3.4.2.3 Résultats et analyse

Les clichés de la fig. 3.18 permettent de visualiser deux rebonds avec refocalisation du nuage au voisinage de l'apogée. L'analyse détaillée passe par l'étude temporelle des profils de densité à une dimension, selon Ox et Oz, que l'on obtient en intégrant les clichés selon l'autre dimension. Cette analyse a fait l'objet d'une partie de la thèse de O. Houde²⁹. La position moyenne du nuage selon Oz et sa taille transverse selon Ox sont données par les fig. 3.19 et 3.20 .

Une analyse classique du potentiel permet de comprendre ces courbes. A moment où le quadrupole magnétique est allumé, le nuage a déjà chuté de quelques millimètres et on peut considérer en première approximation (approximation axiale) que $z \gg x$ et $z \gg y$, si bien que le potentiel s'écrit :

$$U(x, y, z) = -mgz + mg'|z| + mg'\frac{2}{|z|}x^2 + mg'\frac{1}{2|z|}y^2$$

²⁹ p.114 à 119.

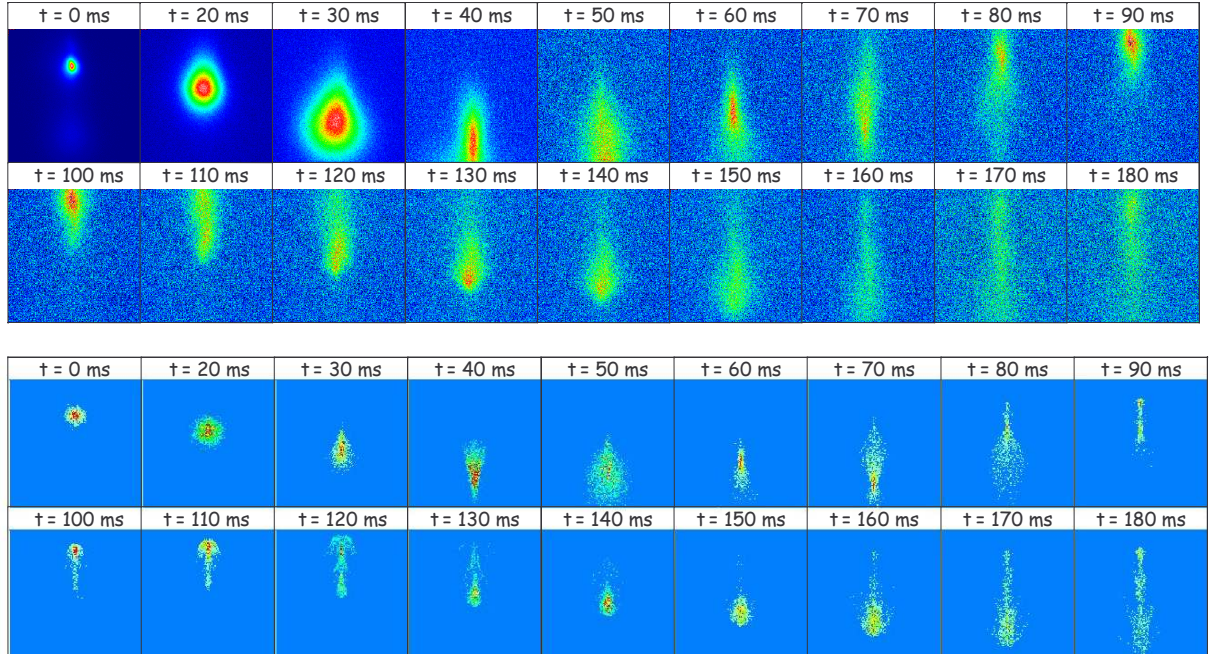


FIG. 3.18: Miroir concave : en haut, signal expérimental ($t_F=20$ ms, $g'=1.78g$), en bas, simulation Monte Carlo. La taille d'un cliché est 12.3×12.3 mm².

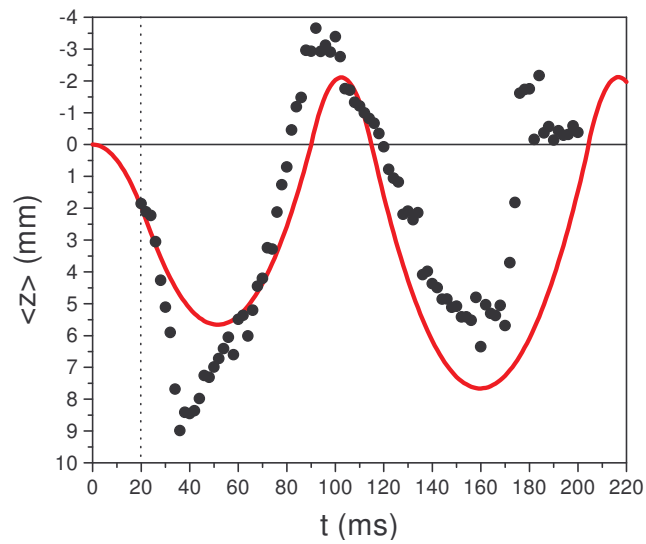


FIG. 3.19: Position moyenne du nuage au cours du temps : points noirs (expérience), courbe donnée par l'approximation axiale.

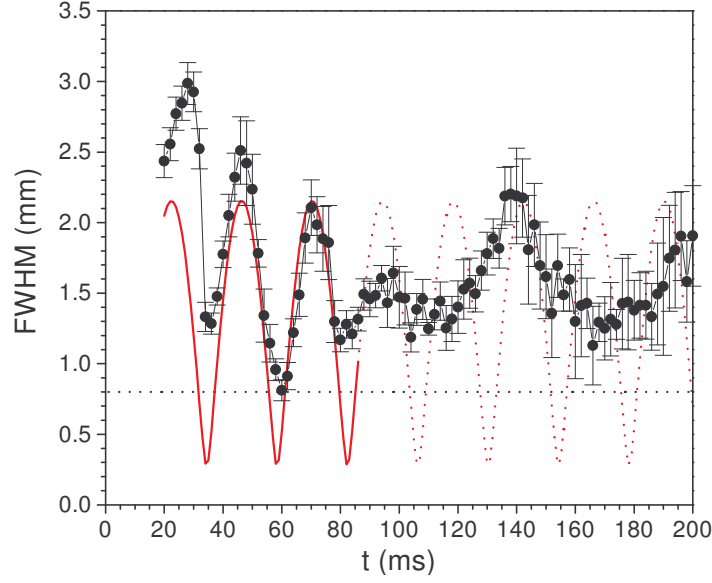


FIG. 3.20: Taille transverse du nuage au cours du temps : points noirs (expérience), courbe rouge obtenue dans l'approximation axiale, et valable pour $t < 90$ ms.

En posant $\omega(z) = \sqrt{4g'/|z|}$ on l'écrit aussi :

$$U(x, y, z) = -mgz + mgt|z| + \frac{1}{2}m\omega(z)^2x^2 + \frac{1}{2}m\frac{\omega(z)^2}{4}y^2$$

Cette forme fait apparaître une forme linéaire par morceaux selon l'axe Oz , et une forme quadratique selon les autres axes. Si on s'autorise à découpler les mouvements, c'est-à-dire à une variation lente de $\omega(z)$ avec z , on peut résoudre les équations de la relation fondamentale de la dynamique et obtenir les courbes rouges des fig. 3.19 et 3.20 : une oscillation selon Oz et une oscillation de la taille du nuage. Non seulement les fréquences sont en bon accord, mais qualitativement on reproduit les amplitudes.

Le calcul utilisant la forme exacte du potentiel a été mené avec l'approche Monte Carlo décrite à la p. 60. La fig. 3.18 montre la comparaison expérience-théorie obtenue.

Le miroir magnétique concave présente des atouts qui sont la simplicité et l'efficacité. Une modélisation classique analytique est possible. Toutefois, comme le montre la figure 3.18, la reconstruction du nuage vers $t = 100$ ms n'est pas parfaite. Le miroir présente des aberrations que l'on retrouve aussi dans les simulations Monte Carlo : à $t = 100$ ms le nuage présente une forme sphérique avec une légère extension selon Oz . Elle est due au couplage des mouvements selon les directions Ox , Oy et Oz , qui a lieu principalement au voisinage du point $x = y = z = 0$ (région où l'approximation axiale n'est pas valide).

3.4.3 Applications

3.4.3.1 Miroir sans aberration

Pour réduire les aberrations du miroir il faut soit éviter aux atomes d'explorer cette zone de couplage, soit modifier le champ magnétique pour changer cette zone de couplage. Pour modifier

le potentiel on peut par exemple ajouter un champ magnétique tournant et créer un TOP (Time Orbiting Potential). Le potentiel moyen est alors quadratique selon les trois directions de l'espace. Les mouvements selon Ox , Oy et Oz sont séparables et la reconstruction peut être améliorée. Pour envisager les expériences nous avons fait les simulations Monte Carlo correspondantes. Le détail est donné dans la thèse de O Houde³⁰. Avec un champ de 14 Gauss, tournant à la fréquence de 1 kHz, on pourrait observer deux rebonds avec une reconstruction de très bonne qualité. Une autre solution consiste à utiliser une séquence temporelle différente.

3.4.3.2 Interférométrie Stern et Gerlach

Le miroir présenté au paragraphe 3.4 a fonctionné avec des atomes dans le sous-niveau Zeeman $F = 2$, $M = 2$. En appliquant un courant d'une valeur au moins double dans le quadrupole, on peut aussi faire rebondir les atomes $F = 2$, $M = 1$. Dans cette configuration, les atomes $F = 2$, $M = 2$ subissent une force selon l'axe vertical, deux fois plus grande que les atomes $F = 2$, $M = 1$. Ils effectueront donc deux rebonds pendant que les atomes $F = 2$, $M = 1$ n'en effectueront qu'un seul (fig. 3.21). Avec une impulsion de champ radiofréquence (impulsion $\pi/2$), appliqué à l'instant t_F , il est possible faire une combinaison linéaire des états $F = 2$, $M = 1$ et $F = 2$, $M = 2$. A un instant ultérieur, t_M , une autre impulsion $\pi/2$ sera utilisée pour mélanger des états $F = 2$, $M = 1$ et $F = 2$, $M = 2$. On peut montrer que t_M peut être choisi, en fonction de g , g' et t_F , pour que les deux trajectoires se rencontrent de façon tangente (fig.3.21 et 3.22). On obtient un interféromètre de type Stern et Gerlach replié avec une taille de l'ordre du centimètre.

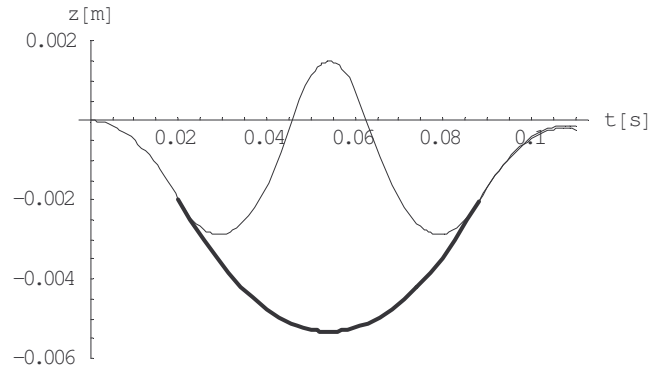


FIG. 3.21: Position verticale $z(t)$ des atomes $F = 2$, $M = 1$ (en gras) et $F = 2$, $M = 2$ soumis, à la gravité de $t=0$ à 20 ms, au potentiel $-mgz + mg'|z|$ avec $g' = 3.17g$ de $t_F = 20$ ms jusqu'à $t_M = 88$ ms, puis à la gravité.

Dans cette configuration, des atomes repassent au centre du quadrupole, là où le potentiel n'est pas séparable, et où le champ est nul. Pour éviter cela, on peut appliquer un courant plus faible dans le quadrupole, et ne travailler que dans le demi-plan inférieur. On est alors amené à utiliser quatre impulsions radiofréquence : (i) à $t = t_F = \tau$ une impulsion $\pi/2$; (ii) à $t = \tau'$ une impulsion π ; (iii) à $t = \tau''$ une impulsion π ; (iv) à $t = t_M$ une impulsion $\pi/2$. On montre alors, que si $\tau'' - \tau' = 2(\tau' - \tau)$, alors les trajectoires se rejoignent de façon tangente à l'instant

³⁰p.124-130.

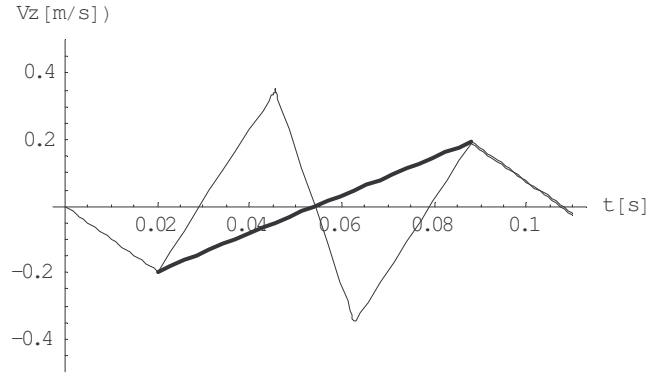


FIG. 3.22: Vitesse $v_z(t)$ des atomes $F = 2$, $M = 1$ (en gras) et $F = 2$, $M = 2$ soumis, à la gravité de $t=0$ à 20 ms, au potentiel $-mgz + mgt|z|$ avec $gt = 3.17g$ de $t_F = 20$ ms jusqu'à $t_M = 88$ ms, puis à la gravité.

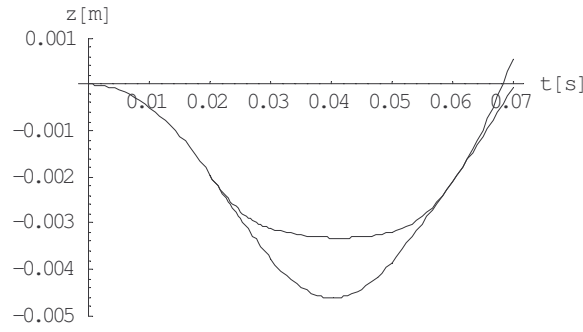


FIG. 3.23: Position verticale $z(t)$ des atomes pour $g' = 1.32g$, $\tau = 20$ ms, $\tau' = 30$ ms, $\tau'' = 50$ ms, et $t_M = 88$ ms.

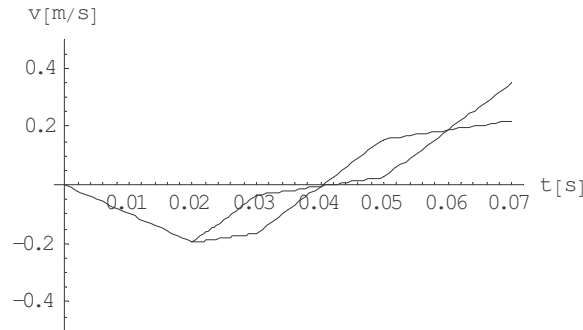


FIG. 3.24: Vitesse verticale $v(t)$ des atomes pour $g' = 1.32g$, $\tau = 20$ ms, $\tau' = 30$ ms, $\tau'' = 50$ ms et $t_M = 88$ ms.

$t_M = \tau'' + (\tau' - \tau) = \tau' + 3(\tau' - \tau)$, et que la phase de l'interféromètre est lié à g , g' , τ et τ' . Une illustration est donnée par les fig. 3.23 et 3.24.

3.5 Conclusion

Avec les quelques expériences présentées, on a montré qu'avec des faisceaux lasers et des champs magnétiques on peut réaliser des composants d'optique atomique performants. Nous avons souligné leurs atouts et leurs défauts.

Pour améliorer les composants et en créer de nouveaux, il apparaît primordial de maîtriser les potentiels dans le temps et dans l'espace. Par ailleurs, pour bien de applications, en particulier l'interférométrie atomique, il apparaît fondamental de disposer d'une source cohérente d'atomes.

On pense maintenant à s'orienter vers l'étude de composants dipolaires pour lesquels on va s'attacher à façonner le profil d'intensité laser qui sert à faire le puits de potentiel dipolaire. Je décrit ce projet plus en détail dans la conclusion de ce mémoire.

Chapitre 4

Collaborations

Ces dernières années, je me suis impliquée dans deux autres opérations de recherche du laboratoire Aimé Cotton. Ma contribution est partielle bien sur, puisque je considère l'optique comme mon activité principale.

4.1 Condensation de Bose-Einstein de l'atome de césium.

J'ai participé sur cette opération à la conception du montage, l'installation du guide dipolaire (qui reprenait les résultats du chapitre 2) et plus récemment à la mise en route de la caméra refroidie. Ont aussi travaillé sur ce montage, S. Guibal (CR1, acteur principal), J. Pinard (DR1), P. Pillet (DR1), D. Marescaux (IR2), S. Boussen (thèse en 2002), N. Hoang (thèse en 2003) et N. Zahzam (en thèse).

Pendant plusieurs années les tentatives pour condenser le césium avaient échoué¹ : les méthodes classiques utilisées pour les autres alcalins ne peuvent convenir pour le césium qui présente des propriétés collisionnelles à basse température différentes. Pour parvenir à la condensation il faut donc mettre en oeuvre une méthode où l'on pourra maîtriser les propriétés collisionnelles, voire les modifier. Des données spectroscopiques récentes montrent que l'état le mieux adapté à la CBE (condensation de Bose Einstein) est $F = 3$, $M = 3$, et que les collisions sont très modifiées en présence d'un champ magnétique fort (résonance de Feshbach). L'expérience menée au laboratoire consiste donc à fabriquer un piège (dipolaire et magnétique) qui puisse piéger l'atome de césium dans l'état $F = 3$, $M = 3$ et qui autorise un champ magnétique non nul nécessaire pour une évaporation efficace.

En 1997, on a entrepris la conception et la réalisation du système de piégeage. Le principe consiste à piéger et refroidir beaucoup d'atomes ($\sim 10^9$ at.) dans une région de vide moyen (10^{-8} à 10^{-9} mbar) et à transférer le nuage dans une autre région où règne un meilleur vide (10^{-11} mbar) et où on crée un piège magnéto-dipolaire. Dans la partie supérieure de l'enceinte on crée un piège magnéto-optique classique. Les atomes piégés et refroidis sont ensuite transférés dans le piège magnéto-dipolaire en utilisant la gravité et un guide dipolaire.

¹en octobre 2002, le groupe autrichien dirigé par R Grimm a démontré la condensation du césium.

4.1.1 Piège magnéto-dipolaire

Ce piège mixte se compose d'un piège magnétique à une dimension, selon l'axe vertical et d'un piège dipolaire à deux dimensions réalisé avec le guide décrit au chapitre 2.

4.1.1.1 Piège magnétique

Il est formé d'un bobinage très elliptique, dont le champ au centre est donné par celui de deux fils parcourus par un courant NI de sens opposé. A ce champ on ajoute une composante B_0 constante selon Oz produite par une paire de bobines Helmholtz. Le long de l'axe Oz (axe orienté vers le haut), le potentiel total s'écrit :

$$U(0, 0, z) = mgz + g_F \cdot \mu_B \cdot M \left| B_0 + B_w \frac{1}{1 + z^2/d^2} \right|$$

avec g_F le facteur de Landé ($g_{F=3} = -1/4$), μ_B le magneton de Bohr et $M=3$, d est la distance entre les deux fils et $B_w = \frac{\mu_0 NI}{\pi d}$. Ce potentiel présente un minimum en $z = z_t > 0$ si $B_0 + B_w \frac{1}{1+z_t^2/d^2} < 0$.

La position du minimum est fixée à z_t si on fixe $B_w(z_t)$ à la valeur : $B_w(z_t) = \frac{-mgd}{g_F \mu_B M} \frac{(1+z_t^2/d^2)^2}{2z_t/d}$. La valeur du champ magnétique au minimum de potentiel (typiquement de 10 à 60 Gauss) est variée via la composante B_0 . La fréquence d'oscillation du fond de puits est de l'ordre de 4 Hz.

4.1.1.2 Piège dipolaire

Il est formé par un faisceau issu du laser à Nd :YAG émettant à 1064 nm (désaccord de la transition à 894.6 nm valant $\delta = 1.2 \cdot 10^7 \Gamma$ avec $\Gamma = 2\pi \cdot 4.56 \text{ MHz}$) se propageant verticalement. Avec une puissance de 15 W et une dimension de 0.22 mm la profondeur du puits est $= 52 \mu K$. Le même faisceau est utilisé ensuite pour faire un piège dipolaire plus étendu selon l'autre dimension. Avec une dimension de 0.4 mm le puits vaut $15 \mu K$. Les fréquences d'oscillations correspondantes sont : $\frac{\omega_x}{2\pi} = 80 \text{ Hz}$, $\frac{\omega_y}{2\pi} = 85 \text{ Hz}$, $\frac{\omega_z}{2\pi} = 25 \text{ Hz}$.

Le potentiel total au voisinage du centre du piège est donné par la fig. 4.1.

4.1.2 Evaporation

La méthode qui avait été envisagée au début du projet est d'utiliser une transition micro-onde entre l'état $|F=3, M=+3\rangle$ et les états $|F'=4, M'=+4, +3, +2\rangle$ qui ne sont pas piégés. La valeur de la fréquence micro-onde sera ajustée pour exciter et évaporer les atomes situés au bord du puits et donc possédant plus d'énergie (potentielle). On peut aussi réduire la profondeur du puits dipolaire pour évaporer les atomes les plus chauds. Les collisions élastiques entre les atomes plus chauds et les atomes plus froids (surtout celles qui réduisent l'énergie des atomes plus froids) seront contrôlées par la valeur du champ magnétique au centre du piège mixte. D'après les travaux du groupe de R. Grimm², les données spectroscopiques du groupe de S. Chu³ et les calculs du groupe de P. Julienne⁴, il est important de débiter l'évaporation avec un grand paramètre de diffusion

²"Bose-Einstein condensation of cesium", T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H-C. Nägerl, R. Grimm, Science, **299**, 232, 2003.

³"High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium", C. Chin, V. Vuleti, A. J. Kerman, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **85**, 2717, 2000.

⁴"Collision Properties of Ultracold 133Cs Atoms", P. J. Leo, C. J. Williams, P. S. Julienne, Phys. Rev. Lett. **85**, 2721, 2000.

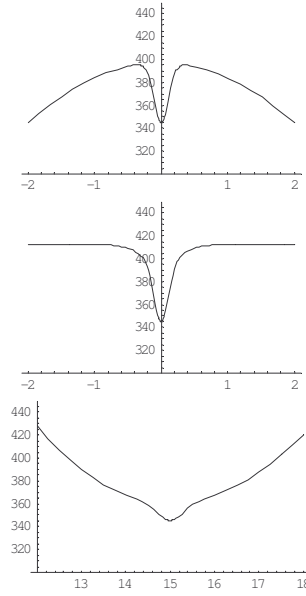


FIG. 4.1: Potentiel magnéto-dipolaire (exprimé en micro-kelvin) en fonction de x pour $y=0$ et $z=z_t$ (en haut), de y pour $x=0$, et $z=z_t$ (au centre), et z pour $x=y=0$ (en bas).

(par ex. $a = 1200 a_0$ pour $B=75$ G), et de la terminer en le réduisant et en limitant les collisions à trois corps (avec $B= 21$ à 25 G).

parler de l'article EPJD

4.2 Contrôle dynamique d'une distribution de rayonnement via l'image d'une surface.

Ce travail se fait en collaboration avec R. Farcy (MDC, principal acteur), A. Bersellini (Pr., Laboratoire de Photo-physique Moléculaire), et F. Gasse (en thèse).

Cette opération de recherche concerne la réalisation d'un appareil destiné à la photothérapie en dermatologie : à partir d'une analyse de la surface à traiter - analyse qui pourrait se faire en temps réel ou presque- on génèrera un faisceau laser dont la répartition d'intensité sera calculée en fonction de la lésion et des doses thérapeutiques prescrites. Dans ce projet nous avons déposé un brevet et réalisé un prototype basé sur la technologie des LCD (Liquid Crystal device). A terme le système devrait intégrer des systèmes plus performants comme des DMD (Digital Mirror Device). Le projet est soutenu par le CPER (Contrat Plan Etat Région) dans le cadre de la création du Centre de Photonique Biomédicale de l'Université Paris Sud.

4.2.1 Introduction

Pour traiter une surface avec un laser, les techniques les plus utilisées en thérapie, consistent à manipuler le faisceau laser à la main ou via une platine XY après un contrôle visuel de la surface par l'intermédiaire d'une loupe, d'un microscope ou d'une caméra vidéo. Ces techniques présentent des défauts :

(i) le recalage du faisceau laser par rapport au contrôle visuel reste une difficulté qui exige une manipulation complexe et qui ne peut pas intégrer facilement le bouger du patient.

(ii) le dosage de l'intensité lumineuse à apporter n'est pas facilement ajustable et il est difficile d'épargner les cellules avoisinantes et saines.

(iii) pour une grande surface à créer on a souvent recours au balayage point par point qui est long et souvent mal contrôlé.

Le but de notre appareil est de modéliser la distribution d'intensité du faisceau laser en fonction de l'imagerie médicale, et ce en temps réel, pour garantir le traitement optimale des cellules malades et préserver les cellules saines. Cela exige un asservissement automatique en temps réel de la répartition du laser traitant ainsi que la prise en compte des consignes thérapeutiques.

4.2.2 Principe

Le principe de l'appareil détaillé dans le brevet⁵ est illustré par la fig 4.2. La surface à traiter (1.1) par l'irradiation qui est éclairée par une source lumineuse (2) de faible intensité est imagée sur le capteur CCD (5.2) via le trajet optique (12) et la lentille 5.1. L'image obtenue est filtrée et remise en forme en temps réel à cadence de l'imagerie vidéo par un dispositif (6) de traitement électronique qui intègre des critères de sélectivité (augmentation du contraste, inversion, seuils), qui dépendent de l'application et imposés par l'opérateur. Le signal généré, pilote le vidéoprojecteur (7) utilisant un DMD (ou LCD). La surface active du DMD (7.21) est éclairée par la source (9) de lumière traitante, (diode laser par exemple), à travers un système optique (8) permettant d'étaler le rayonnement sur toute la surface active du DMD. La lumière issue de la source (9) est projetée à travers la lentille (7.1) vers l'image de ce miroir élémentaire sur la surface (1.1) à irradier. Le rayonnement projeté sur la surface à traiter (1.1) se dirige par le canal optique (13) vers le système séparateur (3) afin de reprendre le canal optique (11) en sens inverse. Les grandissements de la caméra et du système de projection sont tels que pour un filtrage électronique transparent, l'illumination correspond exactement à la surface objet 1.1 en grandissement, et approximativement en champ.

Si la surface objet (1.1) bouge, l'appareil répercute cet effet sur le faisceau laser généré après le DMD. Pour être capable de suivre le mouvement du patient, le mouvement relatif doit être lent par rapport à la cadence de l'imagerie vidéo.

Comme les deux systèmes optiques ne fonctionnent pas à la même longueur d'onde, la correction des aberrations est prévue par électronique. La distorsion est la principale aberration à corriger.

Bien entendu le fait de mettre un instrument optique entre l'objet à traiter et le montage ne devrait pas affecter le principe du fonctionnement, le système pourrait donc fonctionner sous endoscopie sans modifier le tube endoscopique.

4.2.3 Prototype

Nous avons réalisé un premier appareil (fig 4.3) afin de vérifier le principe. Il utilise un composant à LCD que nous avons prélevé sur un vidéoprojecteur commercial. Nous utilisons un module à diode laser de puissance fibré de 30 W à 840 nm. Les objectifs de la caméra et du projecteur sont des

⁵ "Dispositif d'irradiation sélective asservi sur imagerie vidéo", F. Gassem, R. Farcy, A. Bersellini, L. Pruvost, FR 01 08256.

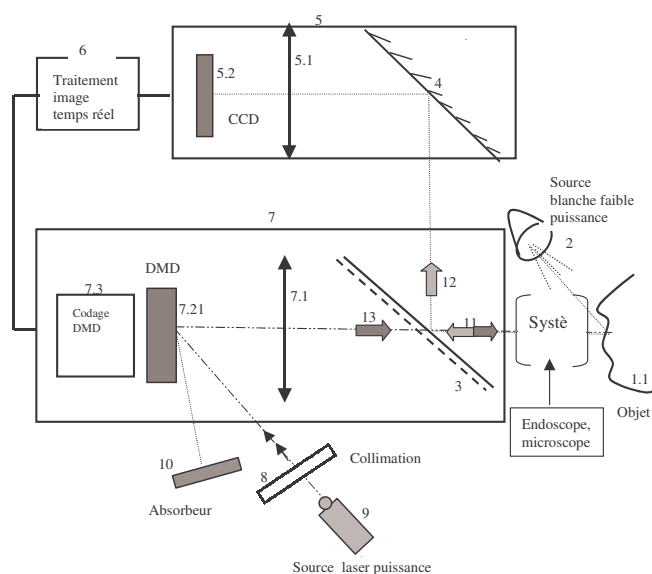


FIG. 4.2: Schéma de principe de l'appareil.

zooms afin de pouvoir faire varier les diamètres des surfaces de traitements et de faciliter la mise au point des grossissements.

4.2.4 Applications

Il est clair que ce montage a du potentiel, mais on doit d'abord cibler l'application principale. Les applications bio-médicale sont très diverses. On a parlé de la photothérapie mais on peut aussi envisager l'épilation ou le contrôle de la photocroissance de tissus dermatologiques. En physique fondamentale, on pourrait utiliser ce principe pour la fabrication et le modelage de faisceaux dipolaires pour l'optique atomique. Dans ce cas l'asservissement ne sera peut être pas complètement nécessaire. On peut imposer via le vidéoprojecteur la forme de faisceau souhaité.

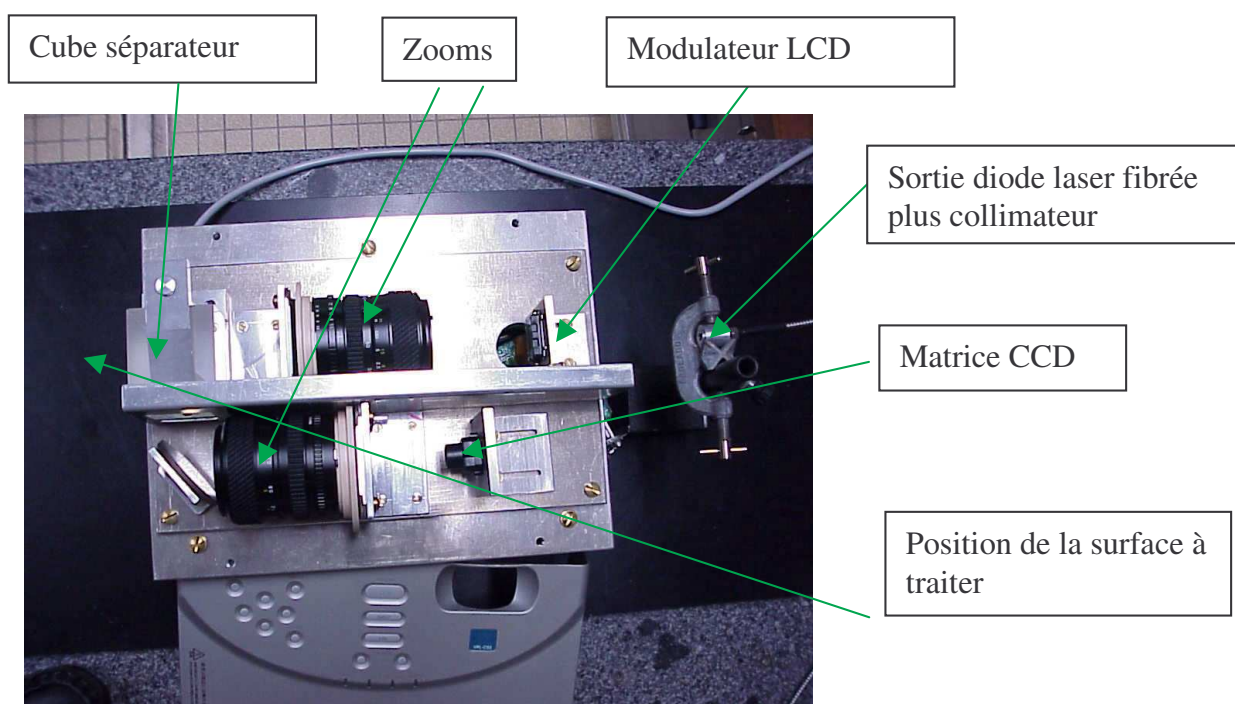


FIG. 4.3: Photographie du prototype.

Conclusion

Après avoir exposé les différentes activités de recherche abordées pendant ces années passées, je conclus en parlant des futurs projets pour l'optique atomique. A la fin du chapitre 3, j'ai mentionné l'intérêt qu'il y avait à contrôler la forme des puits de potentiel et à utiliser un ensemble d'atomes condensés.

En optique photonique, on sait que, même si les systèmes interférométriques peuvent présenter de nombreux atouts (sensibilité par exemple), les systèmes classiques offrent de remarquables possibilités en imagerie, et ce même avec des sources optiques non cohérentes. La qualité de l'imagerie repose sur celle des composants d'optique utilisés dans les dispositifs et sur les détecteurs. Contrairement à l'optique photonique ou l'optique électronique, pour les atomes on dispose de peu de composants. De plus, très souvent, ces composants sont dispersifs ou présentent des aberrations (souvent chromatiques). Enfin, les techniques pour les assembler et fabriquer un appareil plus complexe, ne sont pas encore au point. C'est pourquoi, que ce soit pour des applications interférométriques ou non, que les sources atomiques soient cohérentes ou non, développer des composants d'optique atomique est encore un objectif intéressant.

Notre équipe a déjà démontré quelques composants très performants. En utilisant la force dipolaire créée avec un faisceau laser intense, nous avons réalisé un guide à atomes et une séparatrice utilisant deux guides croisés. Ensuite, avec un quadrupole magnétique fonctionnant en impulsion nous avons réalisé un miroir magnétique concave. Pour aller vers des composants plus performants il faut contrôler le potentiel (dipolaire ou magnétique) à la fois dans sa forme, et dans ses variations temporelles. Ces deux aspects seront nos fils conducteurs pour l'évolution de la thématique.

Dans un premier temps, nous envisageons de travailler essentiellement sur les composants dipolaires. Deux raisons à cela : (i) la forme du potentiel, qui est proportionnelle au profil d'intensité du laser utilisé, peut être façonnée finement, (ii) la variation temporelle du laser est contrôlable avec des constantes de temps assez courtes, ce qui n'est pas aussi facile à faire avec des champs magnétiques.

Jusqu'à maintenant, les composants que nous avons réalisés, sont basés sur l'utilisation de faisceaux lasers " usuels " : les faisceaux, issus de lasers monomodes transverses, avec des profils gaussiens ou presque gaussiens. Pour l'optique dipolaire, on sait que la forme du potentiel, qui est celle de la distribution d'intensité du faisceau, est fondamentale pour les propriétés des composants d'optique atomique. Avec l'optique habituelle, on est assez vite limité dans les formes réalisables. Nous envisageons donc d'implanter des systèmes à cristaux liquides programmables (ou SLM, " Spatial Light Modulator) pour pouvoir générer des puits de potentiel de formes quelconques.

Ces SLM sont des matrices à cristaux liquides (appelées aussi valves optiques) qui agissent, soit comme modulateur d'intensité, soit comme modulation de phase, selon la configuration optique

utilisée. Soumis à un champ électrique, les cristaux liquides s'alignent dans la direction du champ, créant de la biréfringence. Selon la polarisation du laser incident, on induit alors soit un changement de polarisation, soit un changement de phase du laser. Dans le premier cas, en travaillant entre polariseur et analyseur croisés on module l'intensité. Dans le second cas, la matrice est un objet de phase (hologramme), dont on observe à l'infini, ou au foyer d'une lentille, la transformée de Fourier. La modulation du champ électrique est réalisée via un photo-conducteur qui est éclairé par une image produite par un vidéo-projecteur monochrome utilisant une autre source lumineuse. Pour la modulation d'intensité l'image à projeter sur le photo-conducteur reproduit, en niveaux de gris, le masque désiré. Pour l'holographie, l'image à projeter reproduit l'hologramme de phase désiré.

Pour l'optique atomique, la modulation d'amplitude doit permettre de rectifier des formes simples : par exemple transformer un profil gaussien en une parabole tronquée. Utilisée en modulation de phase, le SLM devient un hologramme programmable et reconfigurable, dont la transformée de Fourier donne la distribution de champ, donc la distribution d'intensité et par conséquent le potentiel dipolaire souhaité.

Dans une première étape nous allons étudier la faisabilité des composants d'optique atomique avec cette approche. Notre démarche consiste à étudier d'une part, la création des distributions d'intensité et d'autre part à simuler le comportement des atomes dans les puits correspondants. Quelques SLM sont disponibles sur le marché, dont un vendu par la société Hamamatsu. Nous avons testé ce système, que nous avons eu en prêt, avons mis au point des algorithmes pour calculer les hologrammes à imposer sur le photo-conducteur. Les algorithmes utilisent en particulier quelques transformées de Fourier successives. Par la suite, nous pensons développer avec Thales, des systèmes un peu différents pour pouvoir utiliser leurs valves optiques, qui d'une part, fonctionnent en transmission, et qui peuvent accepter des éclairagements lumineux plus grands. Pour simuler le comportement des atomes dans ces puits façonnés, nous utilisons les outils de calcul de type Monte Carlo que nous avons mis au point pour caractériser les composants d'optique atomique (guide, séparatrice, miroir).

Avec de tels faisceaux lasers façonnés, deux types d'applications avec les atomes froids peuvent être envisagées : des pièges dipolaires et des composants d'optique atomique.

Pièges dipolaires. Le faisceau laser façonné par holographie dynamique pourra servir à construire des pièges dipolaires de forme programmée. Nous pensons à des structures annulaires, avec un ou plusieurs anneaux concentriques, dont le pas des rayons peut suivre une loi régulière ou non. De tels pièges structurés sont les outils de base pour l'étude de l'information quantique avec des atomes froids. Pour la réalisation de portes quantiques, il est nécessaire de contrôler l'interaction entre les atomes localisés dans les structures lumineuses. C'est pourquoi la dynamique qui gère les structures et leur modification est un facteur important. Plusieurs possibilités sont à exploiter. Tout d'abord le SLM, dont on peut reprogrammer la phase et la faire évoluer en fonction de l'histoire à imposer aux atomes. Ensuite on peut modifier les caractéristiques des structures en modifiant le désaccord à la résonance du faisceau laser façonné. Enfin, pour des scénarios rapides, on pourra faire appel à des techniques usuelles utilisant des acousto-optiques et des électro-optiques appliqués soit sur le faisceau laser façonné soit sur des faisceaux lasers additionnels.

Composants d'optique atomique. Le faisceau laser façonné pourra servir à manipuler les atomes pendant leur propagation. Dans nos expériences, il s'agit de la chute des atomes dans le champ de gravité. Pour d'autres applications comme les gravimètres ou les gyromètres à atomes, le nuage d'atomes froids est lancé pour faire une fontaine. C'est pendant cette phase de propagation des

atomes, que l'on peut appliquer des champs lumineux façonnés pour changer la distribution des atomes dans le jet, et réaliser des miroirs, des lentilles, des réseaux, etc

A titre d'exemple, imaginons que le profil du laser soit triangulaire. Le potentiel dipolaire associé peut alors s'écrire $U(x) = mG|x|$. Appliqué pendant un intervalle de temps τ , pour les atomes se déplaçant dans la région $x > 0$ (respectivement $x < 0$), ce champ de force modifie la vitesse selon x de la quantité $-G\tau$ (resp. $+G\tau$). Les atomes d'un jet de vitesse V , longitudinale, dirigée selon un axe perpendiculaire à Ox , seront donc déviés d'un angle $\alpha = -G\tau/V$ (resp. $+G\tau/V$), indépendant du module de leur vitesse transverse initiale, et ne dépendant que du signe. Ce potentiel trouve son analogue en optique classique avec le biprisme. D'autres formes de potentiel inhabituelles pourraient aussi être engendrées avec des lasers façonnés par les SLM et devraient permettre la réalisation de nouveaux composants.

Avec la réalisation du miroir concave magnétique, nous avons abordé l'optique atomique utilisant des potentiels modulés dans le temps. Dans le cas du miroir concave, le courant du quadrupole est allumé soudainement. Pour l'optique dipolaire aussi, il est possible de réaliser des composants en utilisant des impulsions lumineuses. Les cas les plus simples consistent à alterner dans le temps des évolutions balistiques du nuage atomique et des évolutions du nuage soumis au potentiel dipolaire. Dans cette approche, nous allons d'abord utiliser des formes du potentiel simples. Les propriétés du composant d'optique atomique vont donc dépendre des séquences temporelles choisies. Nous avons présenté la faisabilité d'une lentille achromatique avec cette méthode (voir 3.2.3.3). Dans le futur, l'optique atomique utilisant des potentiels modulés dans le temps pourra être abordé avec formes temporelles et des séquences plus compliquées qui devraient permettre de réduire les défauts des composants d'optique atomique.

Autres activités

Enseignement

De 1988 à 1990, sous contrat avec le ministère de l'éducation nationale (poste d'Ancien Normalien Doctotrant) j'ai été affectée au magistère inter-universitaire de géophysique, commun aux universités de Paris VI, Paris XI et de l'école Normale Supérieure. J'ai donné un cours d'électromagnétisme classique et dispensé des travaux dirigés de magnétisme terrestre, de gravimétrie, de sismologie, de mécanique des fluides et d'électromagnétisme.

En 1991 et 1992, j'ai effectué pour le CNED (Centre National d'Enseignement à Distance) une épreuve de physique, de type leçon d'agrégation.

En 1993 j'ai réalisé avec plusieurs collègues du LAC une expérience d'accueil pour les étudiants du magistère de physique de l'université Paris XI : spectroscopie du lithium en jet à l'aide de diode laser.

Depuis 1993 j'encadre les travaux dirigés de mécanique quantique du DEA "laser et matière". Le cours (physique atomique, algèbre de Racah, quantification du champ, atome habillé, matrice densité, théorie des groupe finis) est assuré par J. Bauche. De plus, dans le cadre du DEA, je suis tuteur de deux étudiants chaque année pour les projets bibliographiques donné par P. Pillet.

En 2003/2004 j'ai encadré deux "expériences-TP" (appelées TREX) pour des élèves de 3^{ème} année de l'école polytechnique : pompage optique d'une vapeur de rubidium et absorption saturée du rubidium réalisées avec une diode laser infra-rouge.

Encadrement de stages et de thèses

Le tableau suivant donne les dates et nature des stages encadrés. Pour les quatre étudiants que j'ai accueilli en thèse, je précise le directeur.

Nom	niveau	année	sujet	remarque
Desplanches M Le Bars J	DEA (biblio)	1992	Calcul de la phase en interférométrie atomique	
Serre I	DEA	1993	refroidissement du rubidium	co-dirigé par H T Duong
Nogues G	MIP	1993	lasers à diodes et MOT	co-dirigé par H T Duong
Serre I	thèse	1993-1997	interférométrie atomique	dirigée par H T Duong
Even C	MIP	1994	Effet Zeeman du Rb en absorption saturée	
Voisin C Mabilat F	MIP	1994	interférométrie atomique	
Simard L	DEA	1995	laser à cavité étendue	co-encadré par H T Duong et I Serre
Di Nicola J M	DEA	1996	imagerie d'atomes froids	
Pallisé E	MIP	1996	étude du MOT	
Farré X	iut Vélizy	1997	informatique d'expérience	
Poudrai E	ENSPS	1997	laser à cavité étendue	
Janin N	DEA	1999	guidage d'atomes froids	
Houde O	DEA	1998	guidage d'atomes froids	
Lederbauer M	Erasmus	1998	guidage d'atomes froids	
Kadio D	thèse	1998-2002		dirigée par P Pillet
Houde O	thèse	1999-2002		dirigée par C Delsart
Herbst N	BTS méca.	1999	conception et réalisation d'un dispositif optique	co-encadré par P Leroy
Bouchier A Vandeveld L	MIP	1999	guidage d'atomes froids	co-encadré par D Kadio
Zegers R	MIP	2000	multi-faisceaux réalisés par acousto-optique	
Beugnon J Lenglet A	MIP	2001	Etude de la séparation d'un faisceau d'atomes guidés	co-encadré par O Houde
Fauqué B	MIP	2002	miroir magnétique concave pour atomes froids	
Jelassi H	DEA	2003	optique atomique : étude d'une lentille	co-encadré par O Houde et D Camparat
Jelassi H	thèse	2003-		dirigée par P Pillet

Autres activités

De 1998 à 2000 j'ai été membre de la commission de spécialiste (CS 30) de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan. Depuis 1998, je siège à celle de l'Institut Gallilée de l'université de Paris Nord.

Au sein du laboratoire, j'ai participé plusieurs fois à des commissions : conseil de laboratoire dont j'ai assuré la vice-présidence pendant une année , la commission scientifique, le planning de l'atelier. Plusieurs années à la commission bibliothèque, j'ai participé à la gestion, l'achats de livres et la mise en place des abonnements électroniques aux revues scientifiques.

Depuis 2003, je suis correspondante pour l'information du LAC avec le département SPM et je fais partie du groupe "patrimoine de l'université", pour le recensement et la conservation d'appareils scientifiques à intérêt historique.

De 1996 à 1999, puis de 2000 à 2002, j'étais responsable de deux programmes Polonium, entre Orsay et Cracovie, et entre Orsay, Nice et cracovie.

Depuis avril 2004, je coordonne en France le GDRE (groupement de recherche européen) de R. Kaiser concernant les interactions entre les atomes froids. R. Kaiser est le responsable européen, et chaque pays a un responsable local.

Curriculum Vitae

Laurence Pruvost, 41 ans, mariée, 4 enfants,
Adresse professionnelle : Laboratoire Aimé Cotton, unité propre 3321,
Bât. 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay.
tel 01 69 35 21 01
email : pruvost@lac.u-psud.fr

Etudes / stages / situation professionnelle

1984 : Admission à l'Ecole Normale Supérieure de Paris (ancienne dénomination ENSJF).
1986 : stage (1 mois) chez P. Niay, université de Lille I :
"Etude et caractérisation d'éléments électro-optiques et acousto-optiques"
1987 : Obtention de l'Agrégation de Physique.
1988 : Obtention du DEA "Atomes, Photons et Molécules", rang 2.
1988 : Stage de DEA chez P. Pillet, lab. Aimé Cotton, à Orsay : "Atomes double-Rydberg".
1988-1990 : Thèse de doctorat dirigée par P. Pillet
"Corrélations électroniques des états double-Rydberg du baryum :
contributions expérimentales et théoriques"
Poste d'Ancien Normalien Doctorant, au magistère de géophysique (PVI, PXI, ENS)
16 mai 1990 : Obtention de la thèse de docteur en physique.
1990 : Admission au CNRS, chargé de recherche 2^{ème} classe, section 04.
1994 : passage à la 1^{ère} classe.

Activité de recherche / Collaborations

1990-1993 : *Etude des états double Rydberg du Baryum*
L'étude concernait en particulier les états de grand moment angulaire.
Equipe : P. Camus (Prof.), C. Mahon (Post-Doc. 90-91) et S. Cohen (Post-Doc. 92-93)
Décembre 1991, séjour de 15 jours à Athènes, chez M. Kompitsas.
1992-1994 : *Interférométrie atomique avec des atomes froids de rubidium*
Montage d'un nouveau dispositif expérimental.
Equipe : H. T. Duong (DR2), I. Serre (Ph D 92-96)
Novembre 1993 : séjour de 15 jours à Montréal, chez J.-M. Gagné.
1994-1998 : *Diffusion multiple dans des échantillons d'atomes froids*
Equipe : H. T. Duong (DR2), I. Serre (Ph D 92-96)
Novembre 1996 : séjour de 7 jours à Cracovie, chez W. Gawlik.
Décembre 1997 : séjour de 15 jours à Cracovie, chez W. Gawlik.
1998- : *Optique atomique avec des atomes froids*

Aménagement du dispositif pour des expériences d'optique atomique.

Equipe : D. Kadio (PhD 98-01), O Houde (PhD 99-02)

Février 2000 : membre invité de la thèse de T Palaz.

Février 2000 : séjour de 7 jours à Cracovie, chez W. Gawlik.

Décembre 2000 : séjour de 7 jours à Cracovie, chez W. Gawlik.

Juillet 2002 : membre du jury de thèse de B. Déprêt, université. de Lille 1.

1999-2003 : Participation au projet de *condensation de Bose-Einstein du césium*

2000- : Participation au projet d'*imagerie médicale*

Enseignement

1988-1990 : cours et travaux dirigés au magistère de géophysique :

magnétisme terrestre, gravimétrie, sismologie, mécanique des fluides et électromagnétisme.

1991-1992 : proposition et correction d'une épreuve de physique d'agrégation pour le CNED.

1993 : expérience d'accueil au LAC pour les élèves du magistère de physique :

"Spectroscopie du lithium en jet avec des diodes lasers"

1993- : enseignement de la mécanique quantique (travaux dirigés) au DEA "laser et matière".

tuteur de deux étudiants pour les projets bibliographiques donné par P. Pillet.

2003-2004 : expériences-TP" (TREX) pour des élèves de 3^{ème} année de l'école polytechnique :

"pompage optique d'une vapeur de rubidium"

"absorption saturée du rubidium réalisées avec une diode laser infra-rouge"

Publications / conférences

Articles liés au travail doctoral

Observation of an electronic correlation for double-Rydberg states of baryum, P. Camus, T. F. Gallagher, J. M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, J. Boulmer, Phys. Rev. Lett. 62, 2365, 1989.

Observation of an electronic correlation for double-Rydberg states of baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, J. Boulmer, proceedings, Laser spectroscopy IX, Ed. M S Feld, J E Thomas, A Mooradian, p 348, 1990.

UV laser spectroscopy of $7pnd$ doubly excited autoionising states of baryum, L. Pruvost, A. Bolvinos, P. Camus, J. M. Lecomte, P. Pillet, Journ. of Phys. B 23, L 95, 1990.

Electronic correlations of double Rydberg states of baryum, P. Camus, J.- M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, Annales de physique, 15, 207, 1990.

Des atomes neutres très excités; les atomes double-Rydberg, J. Boulmer, P. Camus, J.- M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, article de vulgarisation, Aspects de la recherche, Université de Paris-Sud, 1990.

Resonant ionisation spectroscopy of doubly excited states including one Rydberg electron, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, proceedings, RIS 90, Inst. Phys. Conf. Ser. 114, 1990.

High angular momentum $6pnl$ and $6dnl$ doubly excited states of baryum, L. Pruvost, P. Camus, J.- M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, Journ. of Phys. B 24, 4723, 1991.

Articles liés au travail post-doctoral

High l double Rydberg states $7d5/2nl$ of baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, Journ. de physique II, 2, 715, 1992.

Di-electronic correlation in high angular momentum double Rydberg atoms, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, proceedings, Laser spectroscopy X, Ed. M Ducloy, E Giacobino, G Camy, 1992.

$Nsnl$ ($l \geq 6$) double Rydberg states in stray field, P. Camus, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, proceedings, RIS 92, Inst. Phys. Conf. Ser. 128, 1992.

Ba $6snl$, $7snl$, and $10snl$ double-Rydberg spectra and stray electric field effects, P. Camus, C. R. Mahon, L. Pruvost, Journ. of Phys. B 26, 221, 1993.

Multipole structure in asymmetrical double Rydberg states, P. Camus, S. Cohen, L. Pruvost, A. Bolovinos, Phys. Rev. A 48, R9, 1993.

How double-Rydberg atoms can be characterized as planetary ?, P. Camus, S. Cohen, L. Pruvost, A. Bolovinos, proceedings, AIP conference, 290, 105, 1994.

Fluorescence imaging efficiency of cold atoms in free fall, I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, Appl. Opt. 37, 1016, 1998.

Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide, L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, Opt. Comm. 166, 199, 1999.

Expansion and cooling of a bright rubidium three-dimensional optical molasses, L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, J. Jortner, Phys. Rev. A 61, 053408-1, 2000.

Cold atom beamsplitter realized with two crossing dipole guide, O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, Phys. Rev. Lett. 85, 5543, 2000.

A concave mirror for cold atoms, D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, Eur. Phys. Lett. 54, 417, 2001.

A beam-splitter for cold atoms realised with two crossed dipole guides, L. Pruvost, D. Kadio, O. Houde, proceedings, COLOQ 7, J. Phys. IV 12, pr5-107, 2002.

Prospect for BEC in a cesium gas : one-dimensional evaporative cooling in a hybrid magnetic and optical trap, S. Boussen, N. Hoang, S. Guibal, N. Zahzam, L. Pruvost, D. Marescaux, J. Pinard and P. Pillet, Eur. Phys. J. D **28**, 259, 2004

Dispositif d'irradiation sélective asservi sur image vidéo, F. Gassem, R. Farcy, A. Bersellini, L. Pruvost, Brevet n°FR 01 08256 déposé le 22 juin 2001.

A spatially selective laser irradiation method controlled by real time image analysis : optical aspects, F Gassem, R Farcy, L Pruvost, A Bersellini, H Aroui, S Gherissi, accepté à Applied Optics., 2004

Communications à des congrès (Le nom souligné est celui de la personne présente au congrès)

Observation of electronic correlation for double-Rydberg states of baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, affiche à ECAMP III, avril 1989, Bordeaux, France.

Observation des corrélations électroniques dans des états double-Rydberg du baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, Physique en herbe, juin 1989, Strasbourg, France.

Resonant ionisation spectroscopy of doubly excited states including one Rydberg electron, L. Pruvost, oral, RIS 90, septembre 1990, Varese, Italie.

Resonant ionisation spectroscopy of doubly excited states including one Rydberg electron, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, RIS 90, septembre 1990, Varese, Italie.

Di-electronic correlation in high angular momentum double-Rydberg atoms, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, X ICOLS, juin 1991, Font-Romeu, France.

Highly doubly excited states of baryum in weak electric field, P. Camus, S. Cohen, C. R. Mahon, L. Pruvost, affiche, ICAP XIII, août 1992, Munich, Allemagne.

Récents développements en interférométrie atomique et applications, L. Pruvost, oral, OPTO, mai 1993, Paris, France.

Atomic interferometry, L. Pruvost, oral, EPICURE meeting European Network, mai 1994, Orsay, France.

Young experiment with cold atoms, L. Pruvost, oral, Optics and interferometry with atoms, Juin 1994, Peresq, France.

Diffusion multiple dans une mélasse optique dense, L. Pruvost, oral, Congrès général de la SFP, 7-10 Juillet 1997, Paris, France.

A 2D dipole guide for cold atoms, L. Pruvost, oral, French-taiwanese workshop, octobre 1998, Orsay, France.

Cold atom guiding with the Nd :YAG laser dipole force, L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, affiche, Quantum Optics, septembre 1998, Castelveccchio, Italie.

Photon multiple scattering effects in a bright molasses, L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, affiche, Quantum Optics, septembre 1998, Castelveccchio, Italie.

Rubidium cold atoms guided by a Nd :YAG laser beam, L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, affiche, Atom optics and atom interferometry, mars 1999, Sylt, Allemagne.

Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide, L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde, H. T. Duong, affiche, Atom optics and applications, mai 1999, Les Houches, France.

Séparatrice à ondes atomiques et molécules froides, L. Pruvost, oral, réunion annuelle du GREX, octobre 2000, Grasse, France.

Atom optics : a guide, a beamsplitter and a concave mirror, L. Pruvost, D. Kadio, O. Houde, affiche, ECAMP 7, avril 2001, Berlin, Allemagne.

Une séparatrice à atomes froids réalisée avec des guides dipolaires, L. Pruvost, oral, COLOQ 7, septembre 2001, Rennes, France.

Multiple scattering in a bright 3D molasses, L. Pruvost, oral, Cooling 2002, juin 2002, Visby, Suède.

Atom optics : a concave mirror for cold atoms, L. Pruvost, O. Houde, D. Kadio, affiche, Cooling 2002, juin 2002, Visby, Suède.

Atom optics, L. Pruvost, oral (cours de 2h), réunion annuelle du réseau européen "cold molécules", juillet 2002, Gif sur yvette, France.

Affiches présentées par un co-auteur

Observation of an electronic correlation for double-Rydberg states of baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, L. Pruvost, P. Pillet, J. Boulmer, affiche, NICOL's, juin 1989, Bretten Woods, USA.

Electronic correlation for double-Rydberg states of baryum, P. Camus, J. M. Lecomte, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, COLOQ1, septembre 1989, Villetaneuse, France.

Double-Rydberg states of baryum. I) electron correlation : effects of core polarisation. II) high angular momentum double-Rydberg states, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, 22e EGAS, juillet 1990, Uppsala, Suède.

Double-Rydberg states of baryum. I) electron correlation : effects of core polarisation. II) high angular momentum double-Rydberg states, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, COLOQ2, septembre 1990, Villeneuve d'Ascq, France.

Di-electronic correlation in high angular momentum double-Rydberg atoms, P. Camus, J. M. Lecomte, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, Gordon conférence on Atomic physics, juillet 1991, Wolfeboro, USA.

N_{snl} (l>6) double-Rydberg states in stray electric fields, P. Camus, C. R. Mahon, P. Pillet, L. Pruvost, affiche, RIS 92, mai 1992, Santa Fe, USA.

How double-Rydberg atoms can be characterized as planetary ?, P. Camus, S. Cohen, L. Pruvost, A. Bolovinos, affiche, ICOLS XI, juin 1993, Hot Springs Virginie, USA.

Slit atomic interferometer with cold rubidium atoms, I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, affiche, Laser, Atoms and Molecules, Dynamical Interactions, mars 1994, Gif-sur Yvette, France.

Young atomic interferometer with cold atoms, I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, affiche, Optics and interferometry with atoms, Juin 1994, Peresq, France.

Young atomic interferometer with cold atoms, I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, affiche, Physique en herbe 1994, Juillet 1994, Montpellier, France.

Imaging the flight of a cold atomic cloud, I. Serre, L. Pruvost, H. T. Duong, affiche, Quantum Optics, septembre 1996, Castelvechio Pascoli, Italie.

Guidage d'atomes froids et refroidissement adiabatique dans un guide dipolaire, D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, affiche, Physique en herbe 99, juin 1999, Oléron, France.

Beamsplitter for cold atoms realized with two dipole guides, D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, affiche, AtomWorkshop on atom optics and interferometry, juillet 2000, Cargèse, France.

Optique atomique avec des atomes froids, O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, affiche, colloque des jeunes chercheurs en physique, février 2001, Orsay, France.

Atom optics : guide, beamsplitter and concave mirror for cold atoms, D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, affiche, ICOLS, juin 2001, Snowbird, USA.

Optique atomique : un miroir concave pour atomes froids : réalisé avec un champ quadrupolaire, D. Kadio, O. Houde, L. Pruvost, affiche, COLOQ 7, septembre 2001, Rennes, France.

Optique atomique : une séparatrice pour atomes froids réalisée avec des guides dipolaires, O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, affiche, COLOQ 7, septembre 2001, Rennes, France.

Atom optics : a guide, a beamsplitter and concave mirror for cold atoms, O. Houde, D. Kadio, L. Pruvost, affiche, Quantum Optics, octobre 2001, San Feliu de Guixols, Espagne.

Séminaires

6p3/2nl : a perturbative calculation of energy positions, L. Pruvost, workshop "correlation in two-electron states", octobre 1990, Laboratoire Aimé Cotton, Orsay, France.

Corrélations dans des états double-Rydberg avec un électron de grand moment angulaire, L. Pruvost, GRD "systèmes atomiques et moléculaires à deux électrons actifs", couplage discrét-continuum, champs externes, janvier 1991, Gif sur Yvette, France.

Etats doublement excités du baryum, L. Pruvost, workshop "ions négatifs et corrélations électroniques", mai 1991, Laboratoire Aimé Cotton, Orsay, France.

Interférométrie atomique, L. Pruvost, Ecole polytechnique de Montréal, les 14 et 15 novembre 1994, Canada.

A cold atom Young experiment, L. Pruvost, Institut des étalons nationaux de mesure, novembre 1994, Ottawa, Canada.

Interferometry with cold atoms, L. Pruvost, Université de Jagellonski de Cracovie, octobre 1996, Pologne.

Role of multiple scattering on atom behaviour in an optical molasses L. Pruvost, Université de Jagellonski de Cracovie, décembre 1997, Pologne.

Dipole guides for cold atoms, L. Pruvost, Université de Jagellonski de Cracovie, février 2000, Pologne.

Atomes froids en champ intense, L. Pruvost, Réunion du groupe BQR (Bonus Qualité Recherche) "atomes froids et agrégats", mars 2000, Orsay, France.

Optique atomique, L. Pruvost, conférence d'école doctorale, Orsay, février 2003, France.

Optique atomique et interférométrie atomique, L. Pruvost, 2 cours d'école doctorale, Orsay, mai-juin 2004, France.