

Caractérisation d'un piège magnéto-optique de strontium

Characterisation of a Strontium magneto-optical trap

Thierry CHANELIÈRE, Yannick BIDEL, Bruce KLAPPAUF, Robin KAISER et David WILKOWSKI

Institut Non Linéaire de Nice (INLN), CNRS UMR 6618, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France, Robin.Kaiser@inln.cnrs.fr.

Résumé

Nous présentons dans ce papier le fonctionnement de notre piège magnéto-optique de Sr-88, en étudiant la durée de piégeage, le nombre d'atomes piégés et la température de ce piège. Nous montrons comment les collisions assistées par lumière et les fluctuations spatiales de l'intensité du laser peuvent limiter les performances d'un tel piège d'atomes froids.

MOTS CLÉS : STRONTIUM, REFROIDISSEMENT LASER, LIMITE DOPPLER, PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE, COLLISIONS ASSISTÉES PAR LUMIÈRE.

Abstract

In this paper we present the parameters of our magneto-optical trap with Sr-88 and study in particular its life time, the number of atoms and their temperature. We show how light assisted collisions and spatial fluctuations of the laser profile can limit the performances of such a cold atom trap.

KEY WORDS: STRONTIUM, LASER COOLING, DOPPLER LIMIT, MAGNETO-OPTICAL TRAP, LIGHT ASSISTED COLLISIONS.

1. Introduction

Les avancées durant ces vingt dernières années des techniques de refroidissement d'atomes par laser ont conduit à des expériences spectaculaires de spectroscopie à très haute résolution pour la réalisation d'étalons de fréquence et de temps. En effet, il est maintenant possible d'interroger les atomes pendant plusieurs millisecondes, jusqu'à une fraction de seconde. Dans le domaine micro-onde, des fontaines à atomes froids de césium

fonctionnent maintenant quotidiennement au LNE-SYRTE. En passant dans le domaine optique, on augmentera considérablement le facteur de qualité de la résonance utilisée comme référence pour l'horloge et donc, en principe, la stabilité de l'horloge. Dans ce but, différentes stratégies expérimentales sont actuellement testées dans le monde. Elles peuvent être séparées en deux catégories : les dispositifs à ion unique (Hg^+ , Be^+ , Ca^+ , ...) et ceux à atomes neutres (Sr, Ca, Mg, ...). Dans la seconde catégorie, l'atome de strontium possède de nombreux atouts. D'une part, le refroidissement Doppler sur la raie d'inter-combinaison $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ à 689 nm peut être poussé jusqu'à la limite dite du recul [1]. D'autre part, il possède de nombreuses transitions d'intérêt métrologique [2]. Et enfin, les atomes peuvent, en principe, être confinés dans un potentiel lumineux sans que la transition d'horloge soit déplacée par effet AC - Stark [3].

Concernant le refroidissement par laser du strontium, deux transitions peuvent être utilisées, qui sont l'une à 461 nm et l'autre à 689 nm (fig. 1). Sur la transition $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ à 461 nm la durée de vie de l'état excité est courte ($1/\Gamma = 5$ ns, où Γ est la largeur naturelle de la transition). Dans ce cas la force de pression de radiation est importante (de l'ordre de 10^5 -g) et les atomes sont fortement ralentis dans un piège profond (quelques kelvins). En contrepartie, la température limite selon la théorie Doppler est relativement importante, de l'ordre de 1 mK. Nous verrons qu'en pratique, et à cause d'un chauffage supplémentaire, les températures mesurées sont encore plus élevées. A la différence de la transition à

461 nm, celle à 689 nm est très étroite ($\Gamma = 2\pi \cdot 7,5$ kHz) puisqu'il s'agit une transition d'inter-combinaison, normalement interdite, reliant l'état fondamental 1S_0 à l'état 3P_1 . Une des conséquences est que le refroidissement Doppler peut être poussé jusqu'à la limite du recul.

Comme il est difficile de charger directement un piège magnéto-optique (*Magneto - Optical Trap* ou MOT) avec des lasers à 689 nm, les expériences réalisées jusqu'à présent sont parties d'un piège à 461 nm.

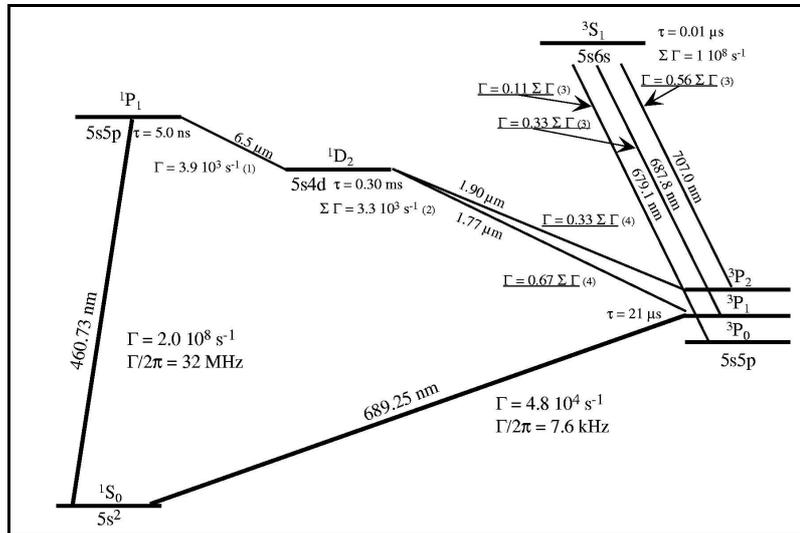


Fig. 1. – Niveaux énergétiques de l'atome de Sr-88 impliqués dans le refroidissement sur la transition à 461 nm et sur celle à 689 nm.

Dans un deuxième temps, les atomes sont transférés vers un piège à 689 nm. L'efficacité de ce transfert peut être limitée car la faible force de pression de radiation à 689 nm, induit une distance d'arrêt qui dépasse rapidement la taille des faisceaux lasers du piège. Il est par conséquent important d'obtenir les températures les plus basses dans le piège à 461 nm. Nous avons donc étudié en détail la limite du refroidissement avec des lasers à 461 nm, ce qui nous a amené à comprendre le rôle des fluctuations d'intensité spatiales du laser qui, en pratique, limitent souvent la température du piège à des valeurs supérieures à celles données par la théorie Doppler. Notons aussi que le diamètre du nuage initial peut en principe jouer un rôle lors du transfert, même si en pratique la limitation vient essentiellement de la distance d'arrêt des atomes lors du transfert. Dans cet article nous présentons les différents paramètres qui nous ont permis de comprendre et d'optimiser notre piège d'atomes de Strontium en ce qui concerne son nombre d'atomes et sa température.

2. Dispositif du piège magnéto-optique sur la transition à 461 nm

Le rayonnement laser à 461 nm est généré par doublage de fréquence (fig. 2). Il est composé d'une diode laser montée en cavité étendue servant d'oscillateur à 922 nm, d'un amplificateur optique et d'un cristal non linéaire de KNbO $_3$, monté dans une cavité Perot-Fabry semi-monolithique [4]. Avec une puissance infrarouge disponible, après amplification de 0,5 W, on obtient environ 150 mW de rayonnement bleu ce qui correspond à une conversion de l'ordre de 50 % de la puissance

(environ 300 mW à 922 nm sont effectivement couplés dans la cavité).

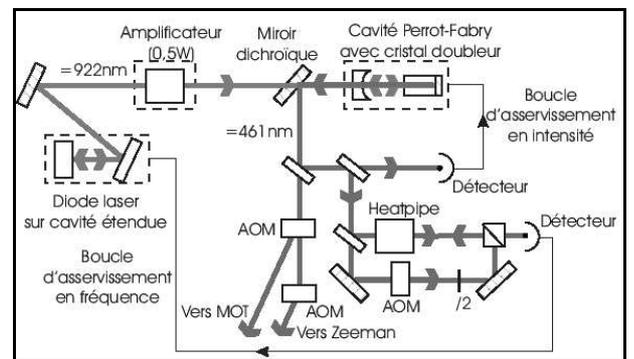


Fig. 2. – Schéma du dispositif de génération du rayonnement à 461 nm.

Le dispositif de doublage est stabilisé en fréquence grâce à un asservissement sur une vapeur de strontium dans un four caloduc (*heatpipe*). L'intensité du laser à 461 nm est aussi stabilisée sur sa valeur maximale en asservissant la longueur de la cavité de doublage. Grâce à un jeu de modulateurs acousto-optiques on ajuste la fréquence du laser à 461 nm, et on partage sa puissance entre les six faisceaux indépendants du MOT et le ralentisseur Zeeman (fig. 2 et fig. 3). Ce dernier est nécessaire car les atomes du MOT sont issus d'un four porté à une température de 770 K.

Ainsi, à la sortie du four, les atomes ont une vitesse moyenne longitudinale de 300 m/s bien supérieure à la vitesse de capture du MOT (50 m/s environ). Le rôle du ralentisseur Zeeman est de ralentir les atomes jusqu'à une

vitesse correspondant idéalement à la vitesse de capture du MOT.

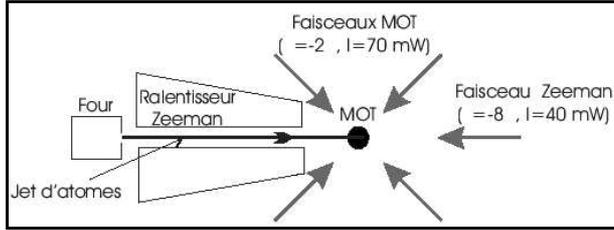


Fig. 3. – Schéma du montage du MOT. A la sortie du ralentisseur Zeeman ($\delta_{Zeeman} = -2\Gamma$, $I_{Zeeman} = 70$ mW), les atomes sont refroidis et piégés par les six faisceaux laser du MOT (dont deux perpendiculairement au plan de la figure) ($\delta = -2\Gamma$, $I_{tot} = 70$ mW).

Principe du ralentissement Zeeman :

Le jet atomique est ralenti grâce à la force de pression de radiation d'un faisceau laser contre-propageant. Un champ magnétique non uniforme parallèle au jet permet au laser d'être successivement en résonance avec les différentes classes de vitesse du jet. Au début de la zone de ralentissement, le laser est en résonance avec les atomes qui ont la vitesse la plus élevée que l'on souhaite ralentir v_{max} . Puis le long de la zone de ralentissement, la vitesse qui est en résonance avec le laser diminue jusqu'à atteindre la vitesse finale v_f souhaitée à la fin du ralentissement. Pour qu'un atome qui a initialement une vitesse v soit ralenti jusqu'à la vitesse finale v_f , il faut que le champ magnétique varie suffisamment lentement pour que la diminution de la vitesse en résonance avec le laser soit plus lente que la diminution de la vitesse réelle des atomes dans le ralentisseur.

3. Efficacité du chargement et nombre d'atomes piégés

Afin de tester l'efficacité du chargement du MOT et donc du bon fonctionnement du four et du ralentisseur Zeeman, nous avons étudié le nombre d'atomes piégés et la durée de vie du MOT. En effet, l'évolution du nombre d'atomes N piégés dans le MOT est donnée (en première approximation) par l'équation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - p \cdot N, \tag{1}$$

où Φ correspond au taux de chargement du MOT.

Lorsque le MOT est en régime stationnaire ($\frac{dN}{dt} = 0$),

Φ est simplement relié au nombre stationnaire d'atomes piégés N_{stat} et au taux de pertes p : $\Phi = p \cdot N_{stat}$. Ce dernier est mesuré en observant la décroissance de N quand $\Phi = 0$ c'est-à-dire en coupant le faisceau du ralentisseur Zeeman après avoir chargé le MOT. Sur la figure 3 sont montrés plusieurs exemples de décroissance du MOT. Intéressons-nous tout d'abord à la figure 3a. Dans ce cas, la décroissance est très proche de celle d'une exponentielle comme prédit par l'équation (1). Le nombre d'atomes dans

la phase stationnaire (avant la décroissance) vaut $3 \cdot 10^7$ et la durée de piégeage ou durée de vie du MOT vaut $\tau = 1/p = 22$ ms. On en déduit alors que le taux de chargement est de $\Phi = 1,5 \cdot 10^9$ atomes/s. Par ailleurs, une simulation numérique, prenant en compte les paramètres du four, du ralentisseur Zeeman et du MOT, prédit un taux de chargement de $5 \cdot 10^9$ atomes/s environ [5]. On voit donc que même si l'accord entre la valeur mesurée et celle calculée n'est pas parfait, le résultat obtenu est satisfaisant.

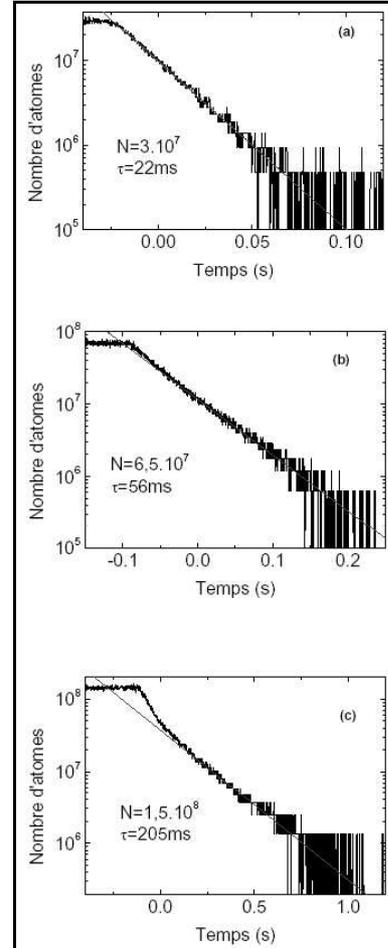


Fig. 4. – Durée de vie du MOT, (a) sans laser re-pompeur ; (b) avec le laser re-pompeur à 707 nm ; (c) avec les lasers re-pompeurs à 707 nm et 679 nm.

Les autres paramètres du MOT (désaccord laser, intensité laser et gradient de champ magnétique) sont constants dans les trois cas). Le paramètre de saturation (sur la transition à 461 nm) vaut $s = 0,13$. On remarquera que l'échelle de temps est différente sur les trois figures.

4. Durée de vie du MOT

La transition à 461 nm utilisée pour le refroidissement, n'est pas une transition fermée puisqu'une partie des atomes excités ne revient pas dans le niveau de départ (fig. 1). Des atomes seront donc perdus par pompage optique. Le taux de perte n'est pas rédhibitoire pour le MOT, mais si les pertes par pompage optique sont

réduites, voir supprimées, alors la durée de vie et le nombre d'atomes piégés sont grandement augmentés. En pratique, il est possible de limiter les pertes par pompage optique en utilisant un (fig. 4b) ou deux (fig. 4c) lasers re-pompeurs.

4.1. MOT sans laser re-pompeur

Discutons d'abord du fonctionnement du MOT sans laser re-pompeur (fig. 4a). Nous avons vu qu'à la décroissance du nombre d'atomes (fig. 3a) correspond un temps caractéristique de 22 ms. Cette valeur, particulièrement faible, s'explique par la présence de fuite sur la transition du refroidissement $^1S_0 - ^1P_1$.

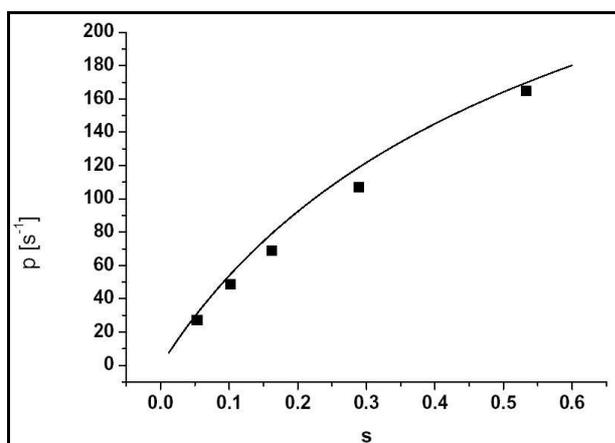


Fig. 5. – Taux de pertes du piège en fonction du paramètre de saturation. Les expériences (carrés pleins) ont été faites avec un désaccord laser de $\delta = -1,4 \cdot \Gamma$. La courbe en trait plein est le résultat de l'expression (2) en prenant l'intensité et le désaccord mesurés sur l'expérience.

Plus précisément, un atome dans l'état 1P_1 peut se désexciter vers l'état 1D_2 puis vers l'état métastable 3P_2 (fig. 4). L'atome est alors perdu pour le refroidissement. Le taux de fuite p par pompage optique correspond donc à la population de l'état 1D_2 pondéré par le taux de transition $\Gamma \{^1D_2 - ^3P_2\}$. Le calcul complet [5] donne :

$$p = \Pi_{DD} \Gamma_{^1D_2 - ^3P_2} = \frac{s \Gamma_{^1P_1 - ^1D_2} \Gamma_{^1D_2 - ^3P_2}}{s \Gamma_{^1P_1 - ^1D_2} + 2(s+1)(\Gamma_{^1D_2 - ^3P_2} + \Gamma_{^1D_2 - ^3P_1})} \quad (2)$$

où Π_{DD} est la population stationnaire dans l'état 1D_2 et s est le paramètre de saturation de la transition à 461 nm :

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

avec l'intensité de saturation $I_s = 42 \text{ mW/cm}^2$. Sur la figure 5, nous avons tracé le taux de perte du piège en fonction du paramètre de saturation s . Les points correspondent aux données expérimentales et la courbe en trait plein est le résultat de l'équation (2) en bon accord

avec les résultats de l'expérience. Le taux de perte calculé correspond à une moyenne spatiale (tenant compte de la modulation spatiale à trois dimensions de l'intensité). Plus précisément, comme l'équation (2) n'est pas linéaire en s , on ne peut pas simplement utiliser la valeur moyenne de la saturation et l'insérer dans l'équation (2), mais on doit calculer la valeur moyenne du taux de perte qui est lui-même modulé spatialement.

4.2. Utilisation d'un laser re-pompeur à 707 nm

On peut augmenter notablement la durée de vie du MOT, et donc le nombre d'atomes piégés, en pompant les atomes du niveau métastable 3P_2 vers des niveaux se désexcitant jusqu'au fondamental 1S_0 . Dans ce but, un laser est accordé sur la transition $^3P_2 - ^3S_1$ à 707 nm. L'intensité de saturation de la transition $^3P_2 - ^3S_1$ vaut $I_s = 5 \text{ mW/cm}^2$ et la largeur du niveau 3S_1 vaut $\Gamma \approx 2\pi \cdot 15 \text{ MHz}$. La figure 4b illustre l'effet de ce laser re-pompeur sur la variation temporelle du nombre d'atomes et la durée de vie du MOT (à comparer avec la figure 4a correspondant au cas sans laser re-pompeur). Sur la figure 6 est représenté le nombre stationnaire d'atomes dans le MOT en fonction de l'intensité du laser à 707 nm. Une intensité supérieure à 2 mW/cm^2 semble être suffisante pour re-pomper le niveau 3P_2 . Une modélisation plus complète de l'efficacité du re-pompeur devra tenir compte du temps de séjour des atomes dans le niveau 3P_2 dans le faisceau du re-pompeur ainsi que du déplacement Zeeman des transitions dans le piège magnéto-optique (dans le quadrupole magnétique).

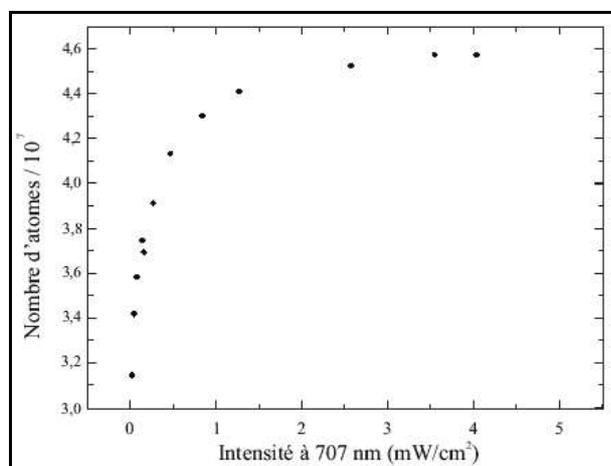


Fig. 6. – Nombre d'atomes stationnaires dans le piège en fonction de l'intensité du laser re-pompeur à 707 nm.

Notons tout d'abord que les pertes par pompage optique ne peuvent pas être entièrement supprimées car l'atome peut se désexciter, à partir du niveau 3S_1 , vers le niveau métastable 3P_0 . Le gain maximal en nombre d'atomes vaut :

$$\frac{\Gamma_{^3S_1 - ^3P_0} + \Gamma_{^3S_1 - ^3P_1}}{\Gamma_{^3S_1 - ^3P_0}}$$

Il correspond à la probabilité de désexcitation vers 3P_0 par rapport à la probabilité de désexcitation totale (vers 3P_0 et 3P_1). Ainsi le gain maximal est de quatre, sur le nombre d'atomes ainsi que sur la durée de vie du MOT. Expérimentalement nous avons obtenu un gain d'un facteur deux environ. Il n'est pas exclu que le quadripôle magnétique du MOT puisse expliquer ce désaccord. En effet celui-ci piège ou expulse un atome selon l'orientation de son moment magnétique (sous niveau Zeeman) par rapport au champ magnétique. Un atome expulsé ne pourrait donc à aucun moment passer par le centre du piège où il serait à résonance avec le laser à 707 nm, lui permettant d'être remis dans le cycle de fluorescence. Par ailleurs, un modèle d'équation en taux, prenant en compte toutes les transitions impliquées par la présence du laser à 707 nm, montre qu'une perte de 15 % des atomes dans l'état 3P_2 suffit pour expliquer les valeurs mesurées [6].

4.3. Utilisation de deux lasers re-pompeurs à 707 nm et 679 nm

En rajoutant au dispositif précédent un second laser re-pompeur à 679 nm résonnant avec la transition $^3P_0 - ^3S_1$ on devrait pouvoir re-pomper les atomes du niveau 3P_0 peuplé par le laser à 707 nm. Un exemple illustrant l'efficacité de ce second laser est donnée figure 4c. Le nombre d'atomes est alors multiplié par un facteur supérieur à cinq alors que la durée de vie est augmentée d'un facteur proche de dix (par rapport au cas de la figure 4a sans aucun laser re-pompeur). Remarquons tout d'abord que le gain en nombre d'atomes, au lieu d'être identique, est maintenant plus faible que le gain sur la durée de vie du MOT. Ceci s'explique essentiellement par la présence de pertes par collisions froides, comme nous le verrons par la suite. De plus, lorsque le nombre d'atomes est important, la décroissance du MOT s'éloigne d'un comportement exponentiel décroissant simple comme suggéré par le modèle de pertes discuté jusqu'à présent, équation (1). En fait cet effet est déjà observable avec le laser à 707 nm seulement (fig. 4b) et devient très net avec les deux lasers re-pompeurs (fig. 4c), c'est-à-dire lorsque les pertes par pompage optique sont très réduites. Ce comportement est aussi une signature de mécanismes de pertes plus complexes impliquant plusieurs atomes froids. L'équation (1) n'est alors plus valable et doit être complétée par un terme prenant en compte les pertes par collisions froides. Ce point sera discuté dans la section suivante.

Pour le moment, intéressons-nous à la durée de vie du MOT, lorsque les pertes par collisions froides sont négligeables, c'est-à-dire lorsque la décroissance du nombre d'atomes reste exponentielle ($N < 3 \cdot 10^7$ typiquement). Dans ce cas, l'existence de pertes par pompage optique résiduel, malgré la présence des deux lasers re-pompeurs, peut être confirmée en étudiant la durée de vie du MOT en fonction de l'intensité du laser à 461 nm. Si les pertes par pompage optique sont négligeables alors la durée de vie du MOT est limitée par le vide résiduel dans l'enceinte et ne devrait pas dépendre de l'intensité du laser à 461 nm. En réalité, la durée de vie

dépend de l'intensité du laser à 461 nm (fig. 7a). Ces résultats sont consistants avec une perte d'environ 15 % des atomes dans l'état 3P_2 comme supposé précédemment.

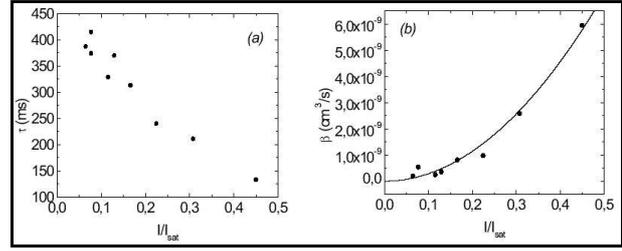


Fig. 7. – Dépendance des caractéristiques du MOT en fonction l'intensité du laser du MOT avec les deux lasers re-pompeurs à 707 nm et 679 nm allumés:

- (a) durée de vie du MOT obtenue à partir des données lorsque le nombre d'atomes est descendu en dessous de 10^7 ;
- (b) taux de pertes par collisions froides.

En résumé, nous avons montré que le nombre d'atomes peut être augmenté typiquement d'un facteur cinq en re-pompant les atomes des états métastables 3P_2 et 3P_0 . Nos résultats montrent aussi, d'une part que les pertes par pompages optiques ne sont pas complètement supprimées et, d'autre part, que lorsque le nombre d'atomes est élevé ($N > 3 \cdot 10^7$ typiquement) de nouveaux mécanismes de pertes apparaissent.

4.4. Pertes à $N (> 1)$ corps : collisions froides ?

Comme signalé dans la section précédente, la décroissance du nombre d'atomes du MOT ne correspond pas à une décroissance exponentielle simple lorsque le nombre d'atomes devient important, ou plus exactement lorsque les pertes par pompages optiques sont très réduites (fig. 3c). La décroissance est plus rapide à temps court quand le nombre d'atomes est plus grand, et correspond donc à un terme de perte supplémentaire. Il est généralement admis [7] que ces pertes proviennent des collisions froides inélastiques impliquant un atome dans l'état fondamental et un autre dans l'état excité. Mais l'analyse des collisions froides est simplifiée sur le strontium et le processus dominant dans les pertes est toujours sujet à discussion [8]. Tentons dans un premier temps d'évaluer ces pertes sur le MOT. L'équation en taux décrite précédemment (équation 1) peut être complétée, pour tenir compte des collisions froides, de la manière suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - p \cdot N - \beta \int n^2 dV \quad , \quad (3)$$

où β correspond au taux de pertes par unité de volume dû aux collisions froides et n est la densité d'atomes dans le nuage $N = \int n dV$. Le terme de pertes par collisions froides dépend de manière quadratique de n car on ne modélise ici que les collisions binaires. Les collisions d'ordre supérieur sont bien plus rares aux densités typiques du MOT ($n \approx 5 \cdot 10^9$ atomes/ cm^3) et de ce fait induisent des pertes négligeables [8].

Dans l'expérience, la densité a été déduite en mesurant simultanément le nombre d'atomes N et l'épaisseur optique b du nuage selon un axe du nuage d'atomes froids. En supposant un nuage de forme gaussienne on peut ainsi déduire le nombre d'atomes $N(t)$ et leur densité moyenne $n(t)$. Une fois le MOT chargé, le faisceau du ralentisseur Zeeman est éteint. Ceci revient à poser $\Phi = 0$ dans l'équation (3). On enregistre alors l'évolution temporelle de $N(t)$ et de $b(t)$ dont on déduit $n(t)$. Ces évolutions sont ensuite ajustées en résolvant l'équation (3) et en prenant comme paramètres libres de l'ajustement les valeurs de p et de β . La procédure est utilisée pour différentes valeurs de l'intensité des faisceaux lasers du piège à 461 nm. Les résultats obtenus pour $p = 1/\tau$ (fig. 7a) ont été discutés dans la section précédente. Rappelons néanmoins que la dépendance en intensité observée est certainement due aux pertes par pompages optiques qui ne sont pas supprimées par les lasers re-pompeurs.

Concernant les valeurs de β , la figure 7b montre qu'elles augmentent avec l'intensité. C'est bien le comportement attendu pour des pertes dues aux collisions binaires entre un atome dans l'état fondamental et un atome dans l'état excité (type f-e). Néanmoins, à faible paramètre de saturation ($s \ll 1$), on s'attend à ce que ce type de collisions – proportionnel à la différence des populations entre les niveaux 1S_0 et 1P_1 – dépende linéairement de l'intensité. Or les résultats de la figure 7b indiquent que la dépendance est plutôt quadratique en fonction de l'intensité du laser à 461 nm (courbe en trait plein sur la figure 7b). Nous n'avons pas encore d'explications justifiant cette dépendance, mais nous comptons tester les hypothèses suivantes :

- les pertes dominantes sont dues à des collisions entre deux atomes excités (type e-e) ou bien à un processus à deux photons comme une ionisation par exemple ;
- les pertes par pompage optique, étudiées dans la section précédente et encore mal comprises, conduiraient aux dépendances observées.

En résumé, nous avons montré que lorsque le MOT contient un grand nombre d'atomes, un terme de pertes dépendant de la densité apparaît. La décroissance du nombre d'atomes observée est compatible avec des pertes provenant de collisions binaires inélastiques de type f-e. Pourtant la dépendance du taux de pertes en fonction de l'intensité des faisceaux lumineux n'est pas celle attendue pour ce type de collisions. D'autres expériences devraient nous permettre de mieux comprendre les mécanismes en jeu.

5. Piège magnéto-optique en régime stationnaire

Nous avons, dans la section précédente, étudié le chargement du MOT en variant les pertes du piège via les lasers re-pompeurs. Nous discutons maintenant des caractéristiques du MOT en régime stationnaire.

5.1. Nombre d'atomes et taille du piège

Commençons par étudier le nombre stationnaire d'atomes N_{stat} en fonction de la densité n , du rayon r (valeur *rms*) du nuage d'atomes et de l'épaisseur optique b . L'étude de la température est reportée à la section suivante. Si le profil du nuage est gaussien, les quatre quantités précédentes sont reliées entre elles par les relations suivantes :

$$r = \left(\frac{N}{\sqrt{2\pi n}} \right)^{1/3}, \quad b = \sqrt{2\pi} r n \sigma,$$

$$\text{où } \sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\delta^2 / \Gamma^2}$$

est la section efficace de diffusion, δ le désaccord des lasers du MOT par rapport au centre de la résonance atomique et Γ la largeur naturelle de la transition. En pratique, il existe plusieurs manières de mesurer ces quantités. De la fluorescence du nuage, on mesure la taille et le nombre d'atomes. On en déduit alors la densité et l'épaisseur optique. Notons que l'analyse de la fluorescence du nuage doit être menée avec précaution.

Elle peut en effet conduire à des mesures erronées si les photons sont diffusés plusieurs fois dans le nuage. La taille du nuage peut ainsi dans certains cas apparaître plus importante. Par ailleurs, l'épaisseur optique et la taille peuvent aussi être obtenues en mesurant la transmission cohérente à travers le nuage. On en déduit alors le nombre d'atomes et la densité. Ces deux méthodes (fluorescence et transmission cohérente) aboutissent à des résultats dont la cohérence est satisfaisante. Dans nos expériences, le nombre d'atomes est déduit de la mesure de la fluorescence totale du nuage. L'épaisseur optique est mesurée *via* la transmission cohérente à travers le nuage.

Sur la figure 8 est indiquée la variation du nombre d'atomes en fonction de l'intensité des faisceaux lasers à 461 nm (fig. 8a), du décalage en fréquence par rapport à la résonance (fig. 8b) et du gradient du champ magnétique (fig. 8c). L'interprétation de ces résultats n'est pas simple, car généralement lorsqu'un des paramètres varie c'est le taux de chargement et aussi les pertes qui varient. La dépendance de N avec l'intensité montre clairement un maximum pour $I = 0,3 \cdot I_s$. Pour des valeurs d'intensité plus faible, les pertes très probablement diminuent car les pertes par pompage optique sont plus faibles. En contrepartie, le taux de chargement diminue aussi puisque la vitesse de capture est réduite. C'est clairement ce dernier effet qui domine. Pour des valeurs d'intensité plus élevée que $0,3 \cdot I_s$, si les pertes augmentent, le taux de chargement n'augmente pas forcément, car la puissance ajoutée au MOT se fait au détriment du ralentisseur Zeeman (fig. 1). Concernant la dépendance du nombre d'atomes en fonction du désaccord laser δ (fig. 8b), on observe, une croissance monotone de N avec $|\delta|$. En effet, lorsque $|\delta|$ augmente, les pertes par pompage optique diminuent alors que le taux de chargement très probablement augmente car la vitesse de capture augmente aussi. La configuration des modulateurs

acousto-optiques de l'expérience ne nous a pas permis d'augmenter d'avantage le désaccord.

Pour terminer, nous avons étudié le nombre d'atomes présents dans le MOT en fonction du gradient du champ magnétique B du piège (fig. 8c). Le nombre d'atomes est maximal lorsque le gradient vaut 80 G/cm. Pour dB/dz inférieur à 50 G/cm le piège se dépeuple très rapidement. Pour ces valeurs de gradient on observe en effet que la taille du nuage augmente notablement, et le confinement du piège devient insuffisant. La décroissance observée à fort gradient du champ magnétique (> 80 G/cm) est due très certainement à une réduction de la vitesse de capture du MOT.

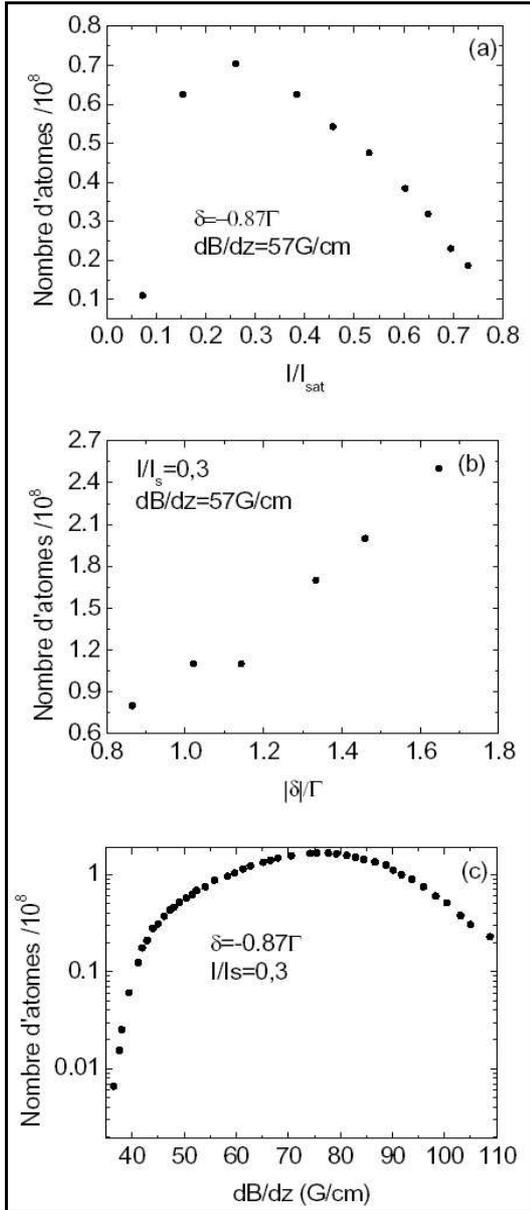


Fig. 8. - Nombre d'atomes dans le nuage en fonction des paramètres du MOT :

- (a) intensité ;
- (b) désaccord en fréquence δ des six faisceaux du MOT ;
- (c) gradient du champ magnétique.

Sur la figure 9a sont indiquées les valeurs de la densité n en fonction de l'intensité des faisceaux du MOT. A faible intensité ($I < 0,15 \cdot I_s$) la densité augmente car le nombre d'atomes augmente également (fig. 8a). Pour des valeurs plus élevées ($I > 0,2 \cdot I_s$) la densité diminue car la répulsion par diffusion multiple (proportionnelle à la population dans le niveau excité 1P_1) devient plus importante [9]. Cette hypothèse est confirmée en analysant la dépendance du volume rms du nuage en fonction du nombre d'atomes (fig. 9b). En effet, sans répulsion par diffusion multiple, le volume reste constant et la densité augmente avec le nombre d'atomes. Ce cas est bien illustré par la courbe correspondant à $I = 0,13 \cdot I_s$. Lorsque la répulsion par diffusion multiple devient importante, la taille du nuage augmente et la densité ne dépend quasiment plus du nombre d'atomes. Ce cas correspond maintenant à la courbe à $I = 0,45 \cdot I_s$.

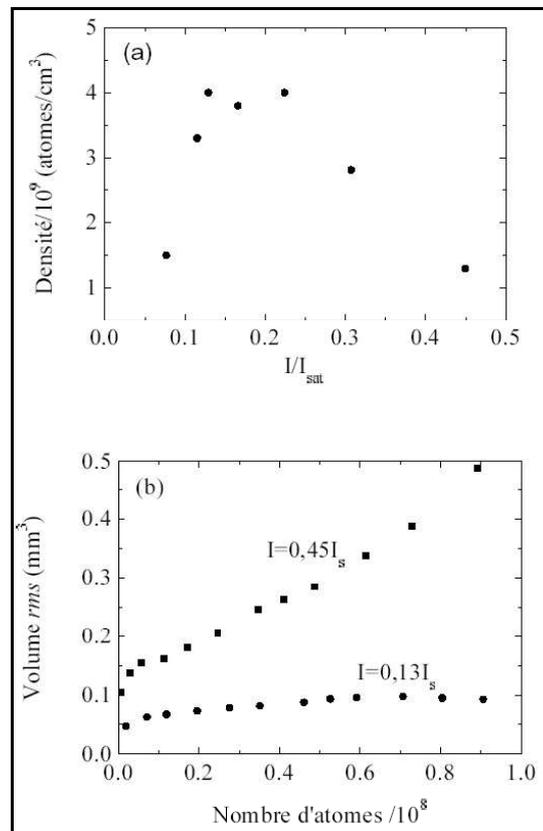


Fig. 9. – (a) Densité dans le MOT en fonction de l'intensité ; (b) Volume rms en fonction du nombre d'atomes ; Expérience réalisée avec $\delta = -0,9 \cdot \Gamma$ et $dB/dz = 70$ G/cm.

Le rayon rms du nuage (coupe suivant un axe du nuage), en fonction de l'intensité des faisceaux laser à 461 nm, est représenté sur la figure 10. Pour des valeurs typiques du MOT ($I \approx 0,3 \cdot I_s$, $\delta \approx -\Gamma$ et $dB/dz \approx 70$ G/cm) contenant 10^8 atomes on trouve un rayon rms du nuage de 0,5 mm. Son comportement est complémentaire de celui du nombre d'atomes (fig. 8a) et de la densité (fig. 9a). L'épaisseur optique à résonance vaut typiquement trois, ce qui est important pour les expériences de transport lumineux [10].

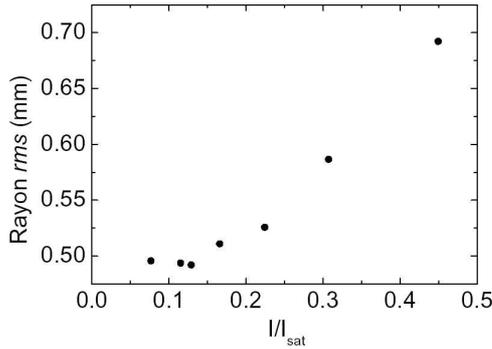


Fig. 10. – Rayon r_{rms} (coupe suivant un axe) du MOT en fonction de l'intensité des faisceaux du MOT, pour $\delta = -0,9\Gamma$ et $dB/dz = 70 \text{ G/cm}$.

5.2. Température du piège

Dans la section précédente nous avons discuté du nombre d'atomes et de la densité dans le MOT. Nous allons dans cette section achever notre discussion sur la caractérisation du MOT en étudiant la température du nuage d'atomes froids. Comme nous l'avons signalé précédemment, notre objectif est d'avoir la température la plus basse possible pour transférer efficacement les atomes du MOT à 461 nm vers celui à 689 nm.

Rappelons que la transition à 461 nm est une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$ où seulement le refroidissement Doppler est présent. Ainsi la température attendue est bien plus élevée que pour un MOT sur les alcalins, par exemple, où il existe des mécanismes de refroidissement sub-Doppler. La température limite dans le cas unidimensionnel est attendue pour un désaccord en fréquence de $\delta = -\Gamma/2$ et vaut :

$$T_D = \frac{0,7 \cdot \hbar\Gamma}{2k_B} .$$

Cette limite est atteinte pour une intensité laser suffisamment faible, c'est-à-dire lorsque $I \ll I_s$ ($I_s = 42 \text{ mW/cm}^2$ est l'intensité de saturation). Ensuite la température augmente linéairement en I/I_s . La pente est alors d'environ 0,3 mK.

Nous avons mesuré la température du MOT ou plus précisément la distribution en vitesse du nuage d'atomes froids en utilisant deux techniques très différentes : la spectroscopie Doppler sur la transition rouge à 689 nm et le temps de vol (*Time of flight*, TOF). La première méthode consiste à mesurer directement la distribution Doppler des atomes en utilisant la transition à 689 nm bien plus étroite ($\Gamma = 2\pi \cdot 7,5 \text{ kHz}$) que la largeur Doppler des atomes du MOT. Le principe de la méthode consiste à mesurer, en fonction de la fréquence du laser rouge, la fraction d'atomes dans l'état 3P_1 , en observant la variation de fluorescence du MOT. Cette méthode est analogue à la technique dite « *electron shelving* » utilisée habituellement avec des ions piégés. Un spectre ainsi obtenu est représenté sur la figure 11.

La courbe en trait plein correspond à l'expérience et la courbe en traits pointillés à un ajustement gaussien. La valeur r_{rms} de la largeur en fréquence est de 1,5 MHz ; ce qui correspond à une vitesse r_{rms} de 1 m/s.

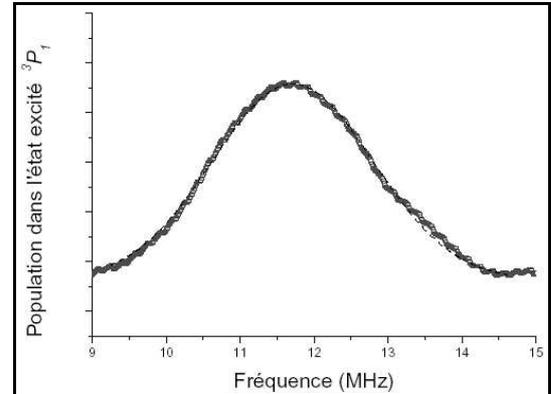


Fig. 11. – Courbe en trait noir : exemple de spectre du nuage obtenu par spectroscopie Doppler sur la transition à 689 nm (temps d'intégration $\approx 10 \text{ min}$). La courbe en traits pointillés est un ajustement gaussien.

Cette technique n'est pas commode à mettre en place à cause du faible rapport signal sur bruit qui nécessite de longs temps d'intégration (plusieurs minutes). Elle nous a permis néanmoins de comparer les deux méthodes de mesures. La technique du TOF est très largement utilisée dans la communauté des atomes froids. Il s'agit de mesurer l'expansion balistique du nuage d'atomes froids, les faisceaux et le champ magnétique du MOT étant éteints. S'il n'y a pas de corrélation entre la position et la vitesse des atomes, alors la taille r_{rms} du nuage en fonction du temps pendant l'expansion balistique vaut :

$$\sigma_x^2(t) = \sigma_x^2(t=0) + \sigma_v^2 t^2 , \quad (4)$$

où σ_v est la valeur r_{rms} de la distribution en vitesse. La température 1D du MOT est simplement déduite de σ_v par : $k_B T = m \cdot \sigma_v^2$. Dans la gamme des températures du MOT strontium, l'expansion est suffisamment rapide pour que l'on néglige l'accélération gravitationnelle. Ainsi, la distribution en position du nuage est alors obtenue en rallumant pendant un court instant les faisceaux lasers du MOT après une période d'expansion et en faisant l'image de la lumière de fluorescence du nuage sur une caméra CCD. La vitesse r_{rms} , σ_v , est ensuite déduite grâce à une procédure d'ajustement utilisant l'équation (4).

La température mesurée est de l'ordre de 10 mK ($\sigma_v \approx 1 \text{ m/s}$), bien plus élevée que la température Doppler attendue ($T = 0,5 \text{ mK}$, $\sigma_v = 0,23 \text{ m/s}$). La mesure de la température a été effectuée sur le MOT, où le refroidissement est donc tridimensionnel et en présence du champ magnétique de piégeage, alors que la prédiction de la théorie Doppler concerne le refroidissement unidimensionnel en absence de champ magnétique. Ainsi, la comparaison entre théorie et expérience n'est pas forcément pertinente. En effet, dans l'expérience, outre les déplacements dus à l'effet Zeeman, il peut exister des

processus de redistribution de photons entre ondes planes couplant les dimensions entre elles. Pour s'affranchir des problèmes liés à la dimensionnalité, nous avons décidé de faire une étude systématique de la vitesse rms dans le cas unidimensionnel.

6. Mesures 1D et comparaison avec la théorie Doppler

L'expérience unidimensionnelle a été conduite de la manière suivante : après le chargement du MOT, les faisceaux et le champ magnétique du MOT sont éteints alors qu'une paire de faisceaux lasers contre-propageant est allumée pour le refroidissement 1D. Ces derniers sont maintenus allumés pendant $500 \mu s$. Ensuite la vitesse rms 1D du nuage est mesurée par la méthode de TOF. La durée de l'interaction avec les faisceaux 1D est suffisamment longue pour que, dans une large gamme de paramètres (intensité et désaccord), le régime stationnaire soit atteint. Mais elle est également suffisamment courte pour que l'expansion du nuage, pendant la phase de mélasse 1D, reste faible par rapport à la taille des faisceaux lasers. Un exemple d'expansion balistique est présenté sur la figure 12.

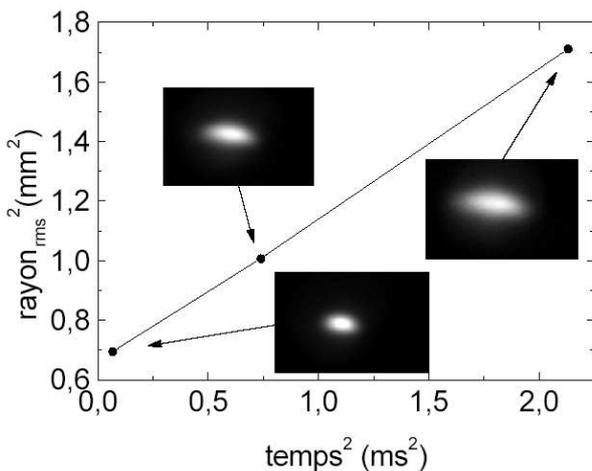


Fig. 12. – Evolution du rayon rms du nuage, le long des faisceaux du refroidissement 1D, durant l'expansion balistique en fonction du temps passé dans l'obscurité. Les trois points et les trois images du nuage sont les données expérimentales.

Les images sont celles du nuage prises après trois instants différents de l'expansion dans l'obscurité. L'asymétrie observée du nuage, de forme elliptique, est due au fait que le refroidissement ne s'effectue que suivant le plus petit axe du nuage. Les points correspondent à l'évolution du rayon rms du nuage le long des faisceaux du refroidissement 1D. On remarque que l'évolution du rayon rms du nuage vérifie bien l'équation (4). Les résultats des expériences en fonction de l'intensité et du désaccord en fréquence du laser sont résumés sur la figure 13. Comme dans le cas tridimensionnel, les valeurs mesurées sont plus élevées (cercles) que la prédiction de la théorie Doppler (trait en tirets). La dépendance en fonction des paramètres est aussi différente.

En fonction du désaccord, la remontée des températures au voisinage de la résonance est plus rapide. Par ailleurs, l'augmentation de la vitesse rms en fonction de I/I_s est bien plus marquée sur l'expérience que sur la théorie. A faible intensité ($I \ll I_s$), la pente vaut environ 40 mK contre $0,3 \text{ mK}$ pour la théorie. Nous pensons que les valeurs anormalement élevées de la température sont dues aux déséquilibres des intensités entre les deux faisceaux lasers utilisés pour le refroidissement 1D.

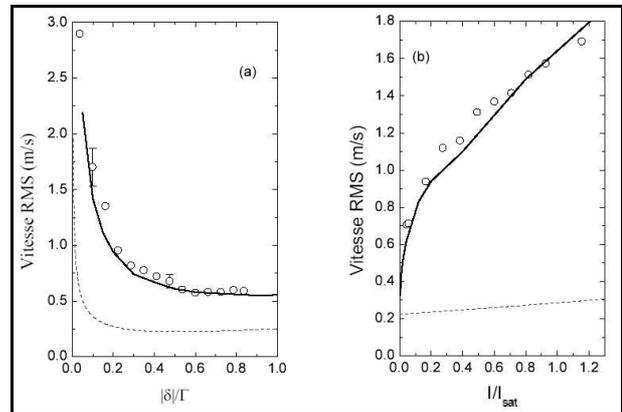


Fig. 13. – Vitesse rms 1D des atomes mesurée (cercles), prédite par la théorie Doppler (ligne en tirets) et obtenue par simulation Monte-Carlo (ligne continue) :

(a) Évolution de σ_v en fonction du désaccord δ ($I = 0,08 \cdot I_s$) ;

(b) Évolution de σ_v en fonction de l'intensité ($\delta = -\Gamma/2$) ;

Les simulations ont été effectuées en prenant $\sigma_1 = 0,18 \cdot I$ et $L_c = 100 \mu m$.

6.1. Déséquilibre des intensités lasers

Les faisceaux lasers n'ont jamais un profil en intensité parfaitement gaussien sans bruit, car la diffusion du faisceau sur les éléments optiques va s'ajouter de manière cohérente aux faisceaux lasers. On peut raisonnablement penser que la diffusion sera aléatoire et indépendante, pour les deux faisceaux lasers, car les chemins empruntés et les éléments optiques utilisés sont différents. Ainsi il existe localement un déséquilibre des intensités lasers, notées dans le texte I_1 et I_2 . On supposera ainsi dans la suite que I_1 et I_2 sont des variables gaussiennes identiques et indépendantes. On les caractérise par leur valeur moyenne $\langle I \rangle$, leur moment d'ordre deux noté σ_1 et une longueur de corrélation spatiale L_c (fig. 14).

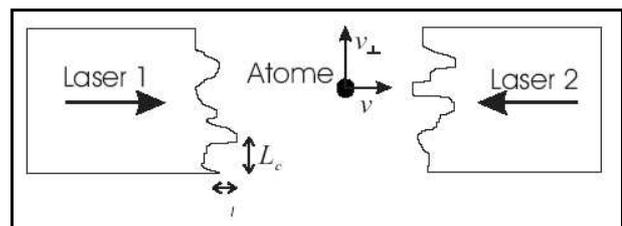


Fig. 14. – Schéma de principe du refroidissement 1D. Les atomes se déplacent dans des profils fluctuants en intensité des lasers.

Tâchons maintenant d'en évaluer l'impact sur le refroidissement Doppler. Proche de l'état stationnaire, l'élargissement Doppler est négligeable ($k\nu \ll \Gamma, \delta$). La force moyenne de pression de radiation s'écrit alors de la manière suivante :

$$f(v, I_1, I_2) = -\gamma(I_1 + I_2)v + b(I_1 - I_2),$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{4\hbar k^2}{\Gamma I_s} \cdot \frac{|\delta|}{\left(1 + 4\delta^2/\Gamma^2\right)^2},$$

$$\text{et } b = \frac{\hbar k \Gamma}{2I_s} \cdot \frac{1}{\left(1 + 4\delta^2/\Gamma^2\right)},$$

Le temps moyen d'amortissement des vitesses est :

$$\tau_v = \frac{m_{\text{Sr}}}{2\gamma_v \langle I \rangle}. \quad (5)$$

Si I_1 est différent de I_2 la vitesse d'équilibre sera différente de zéro. Si nous supposons que les atomes sont répartis de façon uniforme et sans vitesse transverse dans les faisceaux lasers, on est amené à intégrer sur le profil gaussien les fluctuations en intensité et la vitesse *rms* ainsi obtenue a pour expression :

$$\sigma_v = \frac{\Gamma}{8\sqrt{2}k} \cdot \frac{1 + 4\delta^2/\Gamma^2}{|\delta/\Gamma|} \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}. \quad (6)$$

On a supposé dans l'expression ci-dessus que $\sigma_I \ll \langle I \rangle$. En prenant $\delta/\Gamma = -1/2$ et un déséquilibre relativement faible de 5 % ($\sigma_I/\langle I \rangle = 0,05$) l'expression (6) indique que la vitesse *rms* liée au déséquilibre des intensités est égale à la vitesse *rms* prévue par la théorie Doppler. C'est donc un effet important que l'on va tâcher de prendre correctement en compte. Pour ce faire, remarquons tout d'abord que le déséquilibre en intensité vu par un atome évolue au cours du temps, car l'atome se déplace dans le profil transverse du faisceau laser. Il apparaît ainsi une nouvelle échelle de temps caractéristique correspondant au temps de corrélation τ_c des intensités. τ_c est relié à la distance de corrélation des intensités et à la vitesse transverse de l'atome de la manière suivante : $\tau_c = L_c/v_{\perp}$. Si τ_c est grand devant τ_v , le taux d'amortissement des vitesses, alors le déséquilibre en intensité affecte la valeur moyenne de la force de pression de radiation. Dans ce cas, la vitesse *rms* devrait être proche de celle de l'expression (6). Si au contraire, $\tau_c \ll \tau_v$ alors le déséquilibre des intensités pourra être considéré comme une force fluctuante de valeur moyenne nulle. Ces deux cas limites conduisent à des vitesses *rms* très différentes du refroidissement 1D [11].

Ces considérations nous ont amenés à développer une simulation Monte-Carlo qui prend en compte le déséquilibre des intensités, la distribution initiale des vitesses du nuage et la valeur finie du temps de corrélation des intensités. Les résultats de cette simulation sont représentés par les courbes en trait plein sur la figure 13.

L'accord est maintenant très bon avec l'expérience. Si on observe précisément la dépendance des vitesses *rms*, obtenues grâce à la simulation Monte-Carlo, on observe une rupture de pente pour $I = 0,1 \cdot I_s$. Ce comportement a une explication physique claire. Comme τ_v est inversement proportionnel à $\langle I \rangle$, équation (4), on passe respectivement d'un régime à faible intensité où $\tau_c \ll \tau_v$ à un régime où $\tau_c \gg \tau_v$ quand I est supérieure à $0,1 \cdot I_s$. Malheureusement, ce comportement n'a pas pu être mis clairement en évidence expérimentalement, car la durée finie du refroidissement 1D ne nous a pas permis d'atteindre l'état d'équilibre pour des intensités inférieures à $0,08 \cdot I_s$.

En résumé, nous avons montré que le refroidissement Doppler est particulièrement sensible aux fluctuations spatiales en intensités. Les températures mesurées sont bien supérieures à celles prédites par la théorie. Néanmoins, en réduisant considérablement l'intensité des lasers, on devrait s'approcher de la température limite prévue par la théorie Doppler. Ce point sera particulièrement important lors du transfert du MOT à 461 nm vers celui à 689 nm.

Notons aussi que le refroidissement sub-Doppler est bien moins sensible au déséquilibre en intensité car, contrairement au refroidissement Doppler, le terme de friction ne dépend pas de l'intensité du laser (à la limite des faibles intensités). Ainsi le déséquilibre en intensité, toujours proportionnel à I [12], peut devenir arbitrairement petit par rapport au terme de friction lorsque l'intensité tend vers zéro. Dans le cas Doppler, le rapport entre le terme de déséquilibre et la force de friction reste fini.

7. Conclusion

Dans ce papier nous avons présenté quelques aspects importants pour l'optimisation d'un piège magnéto-optique de Sr-88, qui devraient aussi pouvoir se généraliser pour le refroidissement et piégeage d'autres éléments alcalino-terreux (Ca, Mg). Nous avons en particulier analysé la durée de vie, le nombre d'atomes et la température du piège magnéto-optique. A faible nombre d'atomes, la durée de piégeage et le nombre d'atomes peuvent être augmentés en utilisant des lasers repompeurs. A plus grand nombre d'atomes cependant, les collisions assistées par lumière viennent limiter la durée de vie et le nombre d'atomes, et nous avons étudié l'influence de l'intensité de la lumière à 461 nm sur le coefficient associé à ce mécanisme de pertes. En ce qui concerne la température du piège, nous avons systématiquement observé des valeurs plus élevées que celles prédites par la théorie Doppler. Nous avons expliqué cet excès de température par une sensibilité importante du refroidissement Doppler aux fluctuations spatiales du profil d'intensité du laser.

Ces études nous ont permis de mieux comprendre le comportement du piège magnéto-optique et par conséquent de l'optimiser pour nos expériences futures avec les atomes froids de Sr-88.

Remerciements

La réalisation de ces travaux a été rendue possible grâce au soutien financier du CNRS, de la Région Provence-Alpes-Côte-d'Azur et du BNM. Nous remercions V.S. Bagnato et J.L. Meunier pour leur participation à ce projet, ainsi que P. Lemonde et H. Katori pour des discussions fructueuses.

Références

- [1] KATORI H. et al., "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1999, 116.
- [2] COURTILLOT I., QUESSADA A., BRUSCH A., KOLKER D., KOVACICH R.P., ZONDY J.-J., ROVERA G.D. et LEMONDE P., "A clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms", *Phys. Rev.*, **A68**, 030501(R), 2003.
- [3] KATORI H., TAKAMOTO M., PAL'CHIKOV V.G. et OVSIANNIKOV V.D., "Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap", *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 2003, 173005.
- [4] KLAPPAUF B., BIDEL Y., WILKOWSKI D., CHANELIÈRE T. et KAISER R., "Detailed study of efficient blue laser source by second harmonic generation in a semi-monolithic cavity for the cooling of strontium atoms", *Appl. Opt.*, **43**, 2004, 2510.
- [5] BIDEL Y., « Thèse de doctorat de l'Université Nice-Sophia-Antipolis », soutenue le 10 décembre 2002, http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/21/91/index_fr.html.
- [6] WILKOWSKI D., « Habilitation à diriger des recherches », en préparation.
- [7] WEINER J., BAGNATO V., ZILIO S. et JULIENNE P., "Experiments and theory in cold and ultra-cold collisions", *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1999, 1.
- [8] DINNEEN T., VOGEL K., ARIMONDO E., HALL J. et GALLAGHER A., "Cold collisions of Sr*-Sr in a magneto-optical trap", *Phys. Rev.*, **A59**, 1999, 1216.
- [9] SESKO D., WALKER T. et WIEMAN C., "Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap", *J.O.S.A.*, **B8**, 1991, 946.
- [10] BIDEL Y., KLAPPAUF B., BERNARD J.C., DELANDE D., LABEYRIE G., MINIATURA C., WILKOWSKI D. et KAISER R., "Coherent light transport in a cold Strontium cloud", *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 2002, 203902.
- [11] CHANELIÈRE T., KAISER R., MINIATURA C., MEUNIER J.L. et WILKOWSKI D., "1D cooling on a $J_g = 0$ to $J_e = 1$ transition", en préparation.
- [12] STEANE A., CHOWDHURY M. et FOOT C., *J.O.S.A.*, **B9**, 1992, 2142.