

MASTER SCIENCE DE LA MATIÈRE  
*École Normale Supérieure de Lyon*  
*Université Claude Bernard Lyon I*

Stage 2017–2018  
Clément Duval  
M1 Physique

---

## Raie étroite du $^{88}\text{Sr}$ : spectroscopie et application au refroidissement laser

---

**Résumé** Le refroidissement d'un nuage d'atomes par laser dans un piège magnéto-optique est souvent limité par la température Doppler  $\hbar\Gamma/2k_B$ . Cependant, si la largeur  $\Gamma$  de la transition est suffisamment étroite, le faible taux d'émission spontanée des atomes refroidis restreint le processus de ré-absorption de photons. Dans l'espace des phases, les densités obtenues peuvent alors s'approcher du régime de dégénérescence quantique. Le strontium est un bon candidat pour un tel refroidissement. Une étape préalable est le référencement précis de la raie d'intérêt, dont l'étroitesse constitue un défi expérimental ; on présentera une solution possible, la spectroscopie « shelving ».

**Mots-clefs** *Raie étroite, spectroscopie « shelving », piège magnéto-optique*

Supervision

**Martin Robert-de-Saint-Vincent**

[martin.robertdesaintvincent@univ-paris13.fr](mailto:martin.robertdesaintvincent@univ-paris13.fr)

**Issam Manai**

[issam.manai@univ-paris13.fr](mailto:issam.manai@univ-paris13.fr)

Laboratoire de Physique des Lasers (LPL),

*Institut Galilée - Université Paris 13,*

*99 avenue Jean-baptiste Clément,*

*Villetaneuse, France.*

<http://www-lpl.univ-paris13.fr>



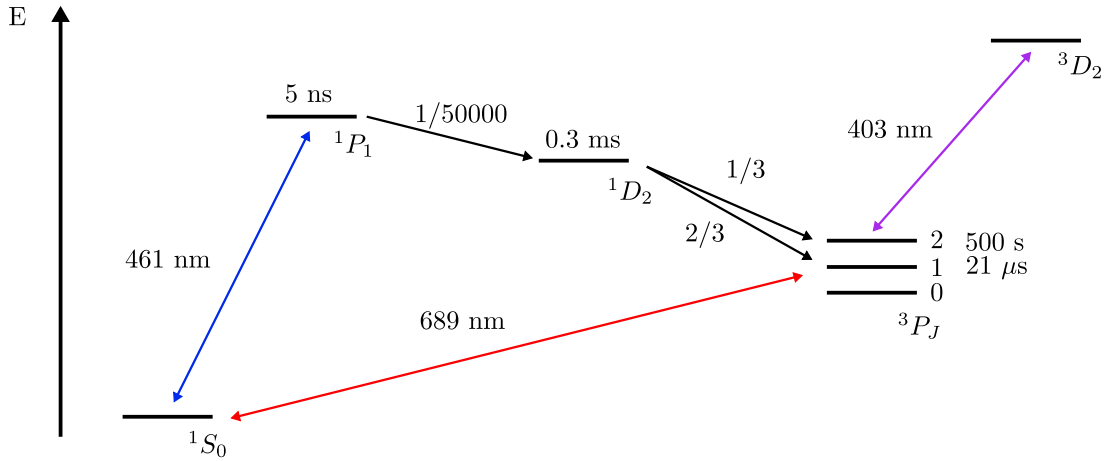
---

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Spectroscopie de la raie <math>^1S_0 \rightarrow ^3P_1</math></b>	<b>3</b>
1.1 Principe de la spectroscopie non-linéaire . . . . .	4
1.1.1 Élargissement Doppler et absorption saturée . . . . .	4
1.1.2 L'atome à deux niveaux . . . . .	4
1.1.3 Effet de la pompe en régime dissipatif . . . . .	5
1.1.4 Sonder une raie étroite : intérêt de la spectroscopie « shelving » . . . . .	5
1.2 Traitement numérique . . . . .	6
1.2.1 Un biais systématique et sa conséquence expérimentale . . . . .	7
1.2.2 Cas de la rétro-réflexion en régime cohérent . . . . .	7
1.2.3 Comparaison aux résultats expérimentaux . . . . .	7
1.2.4 Autres paramètres . . . . .	8
1.3 Sources d'élargissement dominantes . . . . .	9
<b>2 Application au refroidissement laser</b>	<b>10</b>
2.1 Étapes préalables . . . . .	10
2.1.1 Refroidissement sur raie large . . . . .	10
2.1.2 Repompage . . . . .	12
2.2 MOT rouge : réalisation expérimentale . . . . .	14
2.2.1 Un MOT comme les autres ? . . . . .	14
2.2.2 Élargissement spectral . . . . .	14
2.2.3 Condition d'adiabaticité . . . . .	15
2.2.4 Nécessité d'un « switch » des bobines ? . . . . .	15
2.3 MOT rouge : autour de l'objet physique . . . . .	16
2.3.1 Des structures en trompe-l'œil . . . . .	16
2.3.2 Mesure du gradient de champ magnétique . . . . .	17
2.3.3 Température et densité . . . . .	18
2.3.4 Spectroscopie <i>in situ</i> . . . . .	18
<b>Conclusion</b>	<b>20</b>
<b>A Glossaire</b>	<b>21</b>
<b>B Chaîne laser rouge</b>	<b>22</b>

## Introduction

Le taux d'émission spontanée  $\Gamma$  d'un niveau excité, ou largeur naturelle, est proportionnel à l'inverse de la durée de vie du niveau excité. Lorsque la largeur naturelle est grande devant la pulsation de recul  $\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2/2m$  ( $\simeq 2\pi \times 4.7$  kHz pour le strontium), on dit que la raie est large ; sinon, on parle de raie étroite. Cette distinction prend une importance considérable dans le refroidissement laser d'un nuage thermique d'atomes. Si le refroidissement est effectué sur raie large, la température minimale que l'on peut atteindre est proportionnelle à  $\Gamma/2$  [1]. En revanche, sur raie étroite,  $k_B T_{\text{min}}$  est seulement de l'ordre de l'énergie de recul  $\hbar\omega_{\text{rec}}$ . Le gain en température entre les deux types de refroidissement est typiquement de  $10^{-3}$  [2].



**FIGURE 1:** Cascade radiative utilisée pour le refroidissement laser de  $^{88}\text{Sr}$ . Les durées de vie sont indiquées au-dessus des niveaux d'énergie -  $^1S_0$  et  $^3P_0$  sont stables. Les transitions à 461 nm et 689 nm seront respectivement appelées raies « bleue » et « rouge » dans la suite de ce rapport, et les grandeurs qui s'y rapportent (émission spontanée, pulsation propre, moment dipolaire...) indiquées en conséquence.

Pour l'isotope  $Z = 88$  du strontium, les niveaux énergétiques d'intérêt sont représentés en Fig. 1. Le niveau  $^1P_1$  est caractérisé par  $\Gamma_b/2\pi = 32$  MHz  $\gg 4.7$  kHz, la raie bleue est donc large, alors que  $\Gamma_r/2\pi = 7.6$  kHz, ce qui suffit à qualifier la transition rouge d'étroite. Quels arguments physiques faut-il avancer pour retrouver dans le cas du strontium, au moins qualitativement, l'étroitesse de  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  ? Aux effets relativistes près, l'atome à  $Z$  électrons est décrit par

$$\mathcal{H}_{\text{at}} = \sum_i \left( \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i} \right) + \sum_{i>j} \frac{e^2}{r_{i,j}}. \quad (1)$$

Le premier terme regroupe l'énergie cinétique des électrons et l'attraction coulombienne du noyau sur chaque électron - le noyau étant supposé immobile. Le deuxième terme, jamais négligeable devant le premier, rend compte de l'interaction entre les électrons ; à cause de ce terme, il n'est pas possible analytiquement de diagonaliser  $\mathcal{H}_{\text{at}}$  dès que  $Z \geq 2$ . Une première approche consiste à remplacer les termes coulombiens par un champ central effectif  $V_i(r_i)$ , calculé récursivement pour chaque électron comme une moyenne de la contribution du noyau et de la charge des électrons des couches inférieures. La dynamique à  $N$  corps est alors ramenée à un problème où les électrons sont indépendants. Dans cette approche de champ moyen, la *configuration* électronique fondamentale du strontium est [Kr]  $5s^2$ . Le strontium, un alcalino-terreux, possède donc deux électrons dans sa couche externe, chacun étant

caractérisé par quatre nombres quantiques  $\{n^i, l^i, m_l^i, m_s^i\}$ , avec  $i = 1, 2$ . Pour raffiner l'étude spectrale, il est possible de traiter perturbativement la partie du Hamiltonien  $\Delta$  négligée jusqu'à présent

$$\Delta = \mathcal{H}_{\text{at}} - \sum_i \left( \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} - V_i(r_i) \right). \quad (2)$$

Ce terme représente qualitativement la partie angulaire de la répulsion entre électrons, et conduit à introduire les moments cinétiques totaux  $\mathbf{L}$  et  $\mathbf{S}$ , qui commutent avec la restriction de  $\Delta$  au sous-espace de Hilbert engendré par les vecteurs associés à  $\{n_i, l_i\}$ . Les nouveaux états propres, dits *termes spectraux*, s'écrivent  $^{2S+1}X$ , où  $X$  indique la valeur propre de  $\mathbf{L}$  selon la convention spectroscopique. Une nouvelle levée de dégénérescence intervient dès que le couplage spin-orbite

$$\mathcal{H}_{\text{so}} = \frac{1}{2m_e^2 c^2} \sum_i \frac{1}{r_i} \frac{dV_i(r_i)}{dr_i} \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i, \quad (3)$$

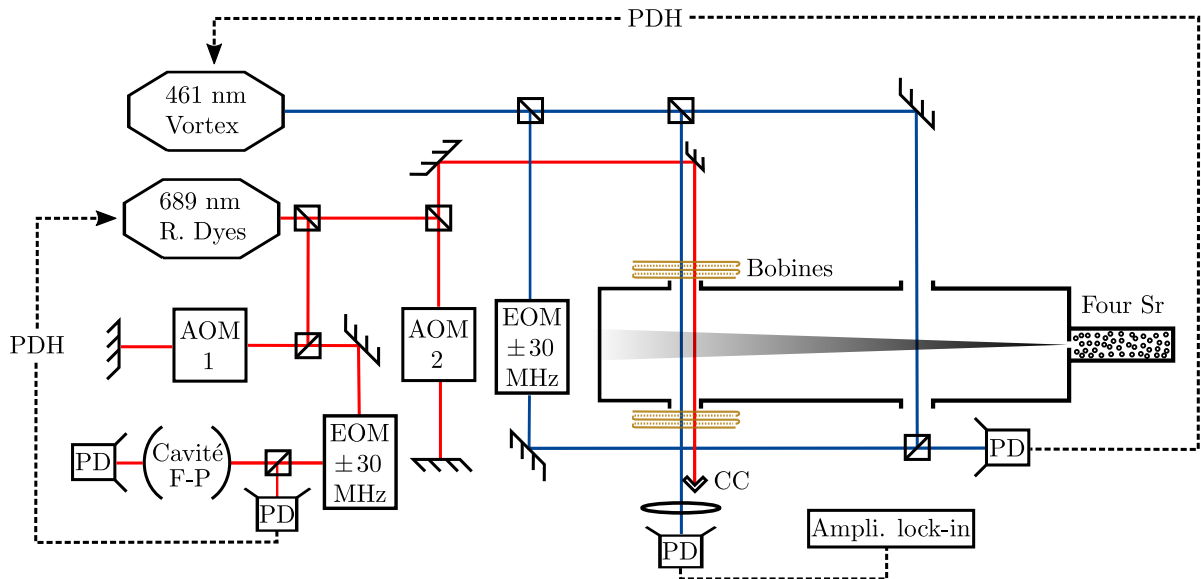
et d'autres effets relativistes sont pris en compte. Il faut se donner une nouvelle observable  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  pour écrire correctement les états propres du Hamiltonien : on obtient les *multiplets*, dégénérés  $2J + 1$  fois, notés par la suite  $^{2S+1}X_J$ . On se restreint dans ce rapport à l'espèce bosonique  $^{88}\text{Sr}$ , dont le noyau ne porte pas de spin, ce qui exclut tout effet hyperfin. Remarquons enfin que le terme spectral  $^1S$  est de spin total nul (singulet), alors que le terme  $^3P$  est de spin total 1 (triplet).

Dans le cas de la transition  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  du strontium, l'interaction avec le champ électromagnétique est dominée par le terme de couplage dipolaire [3],  $\mathcal{H}_{\text{int}} \simeq -q\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}$ , opérateur qui n'affecte que la partie orbitale de la fonction d'onde. Si la fonction d'onde peut se factoriser en une partie spatiale  $|\mathbf{r}\rangle$  et une partie intrinsèque  $|S\rangle$ , alors tant que  $\mathcal{H}_{\text{so}} \ll \Delta$  (couplage de Russell-Saunders), le terme du Hamiltonien  $\mathcal{H}_{\text{at}} + \mathcal{H}_{\text{int}}$  couplant l'état fondamental  $|\mathbf{r}\rangle \otimes |S_g\rangle$  et l'état excité  $|\mathbf{r}'\rangle \otimes |S_e\rangle$  sera proportionnel à  $\langle S_g | S_e \rangle$ , c'est-à-dire nul dès que le spin total de l'état excité est différent de celui de l'état fondamental [4]. Cette règle de sélection semble interdire toute transition « singulet  $\leftrightarrow$  triplet », dans notre cas  $^1S_0$  vers  $^3P_1$ . La raie rouge est pourtant bien de largeur non-nulle. En fait, dans le strontium, le grand numéro atomique  $Z = 88$  renforce l'interaction spin-orbite [5, 6], déjà prise en compte dans le clivage énergétique des termes spectraux en multiplets, au point que la contribution de  $\mathcal{H}_{\text{so}}$  domine celle de  $\Delta$  (couplage  $j-j$ ). Or, on peut vérifier que  $\mathcal{H}_{\text{so}}$  ne commute pas avec  $\mathbf{S}^2$  ; les niveaux  $^3P_1$  et  $^1P_1$  sont donc légèrement couplés, et un renversement de spin est possible :  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  n'est que faiblement interdite.

Ce rapport est organisé de la façon suivante. Dans un premier chapitre, l'étude spectroscopique de la raie étroite, ayant pour but le référencement précis de la fréquence de transition, est détaillée. On fera une présentation du protocole expérimental, puis on tentera de mettre l'accent sur la difficulté de son explication théorique. Un modèle semi-classique est cependant proposé. Dans un deuxième chapitre, un intérêt pratique de cette spectroscopie est introduit : la mise en place d'un piège magnéto-optique (MOT) sur raie étroite permet un refroidissement des atomes de strontium dépassant les limites du refroidissement sur raie large, et ce de plusieurs ordres de grandeurs. Au-delà d'être une simple étape vers le gaz quantique dégénéré, la physique du MOT rouge est en soi riche et originale. On cherchera donc finalement à en présenter quelques aspects ludiques.

## Spectroscopie de la raie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$

Dans l'objectif du refroidissement laser, il est nécessaire de localiser le centre de la raie d'intérêt avec une précision grande (a minima comparable) devant la largeur naturelle de la raie, seulement  $2\pi \times 7.6 \text{ kHz}$  pour la transition à  $\simeq 689.449 \text{ nm}$ . On procède en deux étapes schématisées en Fig. 1.1 : un dispositif d'asservissement de type Pound-Drever-Hall [7] permet d'abord de verrouiller la fréquence du laser sur un mode de cavité Fabry-Pérot ultra-stable (c.f. Appendix A), afin de compenser le bruit (dérives rapides) de la fréquence de la diode laser *Radiant Dyes*, et d'obtenir une finesse spectrale inférieure à  $\Gamma_r$ . En pratique, la cavité ultra-stable permet de gagner un facteur  $10^2$  sur la largeur spectrale du laser. L'écart inévitable de fréquence entre le mode de la cavité d'analyse et la transition sur laquelle on veut maintenir le laser est compensé par « l'AOM 1 », qui décale le faisceau rouge de  $2 \times 367 \text{ MHz}$ . Dans un deuxième temps, une référence absolue de fréquence est donnée par une cellule spectroscopique indépendante. Là encore, il faut décaler la fréquence du laser maître - cette fois-ci via « l'AOM 2 » - qui n'est pas exactement résonant avec la raie  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ .



**FIGURE 1.1:** Schéma simplifié permettant de résoudre les raies rouge et bleu. Les sigles désignent les dispositifs d'asservissement Pound-Drever-Hall (PDH), les modulateurs acousto-optiques (AOM), les modulateurs électro-optiques (EOM), la cavité Fabry-Pérot (F-P) ultra-stable, les photodiodes (PD), le dispositif de détection synchrone (Ampli. lock-in), le coin de cube (CC). La plupart de ces outils sont définis brièvement en Appendix A. Les EOM en particulier permettent de moduler en fréquence le faisceau pompe bleu (pour la spectroscopie de la raie à 461 nm), et le faisceau rouge à l'entrée de la cavité ultra-stable. L'AOM 2 permet quant à lui (en plus de ramener le mode de la *R. Dyes* sur la transition) de réaliser la modulation pour la pompe rouge, afin d'obtenir un signal d'erreur. Les bobines, en configuration Helmholtz, permettent éventuellement de générer un champ homogène dans la chambre de spectroscopie rouge, afin de repérer le clivage de  $^3P_1$  par effet Zeeman. Par souci de simplicité, on ne les prendra pas en compte dans ce rapport. On admettra également que la raie large a été préalablement repérée grâce à la partie droite de la cellule de spectroscopie, et que la diode laser *Vortex* est asservie.

La technique de spectroscopie présentée dans ce chapitre, parfois appelée spectroscopie « shelving », est une variante de l'absorption saturée spécifiquement adaptée au cas des raies étroites.

## 1.1 Principe de la spectroscopie non-linéaire

### 1.1.1 Élargissement Doppler et absorption saturée

Si l'on balaye en fréquence un laser proche de la résonance à 689 nm, et qu'on envoie ce faisceau sur une vapeur de strontium à haute température, le pic de fluorescence (ou le trou en transmission, selon le point de vue) sera élargi par effet Doppler sur un intervalle typique de  $10^8$  Hz. Un tel protocole ne peut donc pas résoudre une structure de raie étroite. L'idée centrale de l'absorption saturée est alors d'exploiter la non-linéarité de la réponse de l'atome à un champ électromagnétique de forte intensité. Un premier laser, la pompe, vient saturer la transition, c'est-à-dire qu'une classe de vitesses de largeur limitée par effet Doppler se retrouve pour moitié (ou presque) portée dans l'état excité - on se place en régime stationnaire. Un deuxième laser, la sonde, contra-propageant, de même fréquence et de faible intensité, est à son tour balayé, sur une échelle de temps grande devant le temps caractéristique de balayage du premier laser. À désaccord nul, la seule classe de vitesse excitée simultanément par la pompe et la sonde est celle pour laquelle les atomes sont parfaitement orthogonaux aux faisceaux. Pour cette classe de vitesse, le faisceau sonde est moins absorbé par le nuage d'atomes, et il en résulte un signal que l'on peut mesurer avec une photodiode. Ce signal ne dépend plus de la dispersion en vitesses du gaz. En revanche, la largeur naturelle de la raie, l'incertitude sur la fréquence du laser (spectre temporel), ou sur la dispersion des vecteurs d'onde transverses du laser (spectre spatial), contribuent toujours à élargir le signal de spectroscopie. D'autres facteurs - puissance, temps de transit - sont en fait responsables de la largeur du signal, c.f. [Section 1.3](#).

### 1.1.2 L'atome à deux niveaux

Le moment dipolaire électron-atome de la transition  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  est relié à la largeur naturelle de la raie rouge par  $d_r = \sqrt{3\pi\epsilon_0\hbar c^3\Gamma_r/\omega_r^3}$  [8], avec  $\Gamma_r = 2\pi\Delta\nu_r \simeq 4.7 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  car  $\Delta\nu_r \simeq 7.6 \text{ kHz}$ , et  $\omega_r = 2\pi \times 4.34 \times 10^{14} \text{ Hz}$ . Par ailleurs, la pulsation de Rabi s'exprime

$$\Omega_r = \frac{d}{\hbar} \sqrt{\frac{2I_r}{\epsilon_0 c}}, \quad (1.1)$$

où l'on a choisit de définir  $I_r$  comme l'intensité mesurée expérimentalement en  $\text{W.m}^{-2}$ . L'interaction d'un atome à deux niveaux avec un rayonnement électromagnétique cohérent, progressif et quasi-résonant est traitée par les équations de Bloch optiques [9]. Plus précisément, le système peut être décrit par un spin 1/2 fictif, dont les variables s'écrivent en représentation de Heisenberg

$$\begin{aligned} \partial_t S_+ &= (-\Gamma_r/2 - i\delta)S_+ - i\Omega_r S_z \\ \partial_t S_z &= -\Gamma_r(S_z + 1/2) + i\Omega_r(S_+^\dagger - S_+)/2 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Ces équations ne sont en fait vraies qu'en valeur moyenne - il faudrait, en toute rigueur, prendre en compte les forces de Langevin. Dans le système [Eq. \(1.2\)](#), on distingue trois contributions principales : l'évolution libre de l'atome (en  $\delta$ ), le terme dû à l'interaction dipolaire électrique (en  $\Omega_r$ ), et la dissipation engendrée par l'émission spontanée (en  $\Gamma_r$ ). Le désaccord  $\delta$  dépend de la vitesse  $v_\perp$  transverse au jet (i.e. parallèle aux faisceaux) selon  $\delta = \delta_0 + \delta_D$ , où  $\delta_0$  est le désaccord propre du laser (sans effet Doppler), qu'on fait varier quand on balaie le rouge, et  $\delta_D = (\omega_r + \delta_0) v_\perp / c$  est le désaccord Doppler introduit pour une classe de vitesse spécifique,  $v_\perp$  étant définie comme une variable algébrique. Chaque vitesse  $v_\perp$  est associée à un poids statistique, qu'on prendra gaussien  $u_1(v_\perp) \propto e^{-v_\perp^2/\alpha}$  tout au long de ce chapitre. Le coefficient  $\alpha$  est ajusté expérimentalement (mesure sur le bleu), sachant que la largeur

Doppler est estimée à environ  $\Delta_D \simeq 30$  MHz<sup>1</sup>. On en déduit l'écart-type sur les vitesses transverses :  $\Delta v_\perp = \sqrt{\alpha/2} = c\Delta_D/\nu_r \simeq 20$  m/s.

### 1.1.3 Effet de la pompe en régime dissipatif

Essayons de commencer à quantifier l'intuition de la [Section 1.1.1](#). On suppose d'abord que tout phénomène cohérent (lié à la phase du dipôle électron-atome) est négligeable, c'est-à-dire que le temps d'interaction  $\tau$  avec le rouge est très grand devant  $1/\Gamma_r$ , ce qui revient à prendre  $\partial_t \langle S_+ \rangle = \partial_t \langle S_z \rangle = 0$ . La [Section 1.2](#) abordera le cas cohérent  $\tau \lesssim 1/\Gamma_r$ . On distingue la situation où un seul faisceau rouge traverse la cellule (onde progressive), de celle où il est rétro-réfléchi (stationnaire).

**Pour une onde progressive** Soit  $f_r = \langle S_z \rangle + 1/2$  la fraction d'atomes excités dans l'état  $^3P_1$ . D'après [Eq. \(1.2\)](#), il vient

$$f_r = \frac{1}{2} \frac{\frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 + \Gamma_r^2/2}}{1 + \left(2\delta / \sqrt{2\Omega_r^2 + \Gamma_r^2}\right)^2}, \quad (1.3)$$

où  $\Omega_r = \Gamma_r \sqrt{I_r/2I_{\text{sat}}}$ . L'intensité  $I_r$  est définie par  $\mathcal{P}_{\text{mes}}/\pi w_r^2$  (approximation d'un disque d'intensité uniforme). On notera parfois  $s$  la quantité  $I_0/I_{\text{sat}}$ , appelée paramètre de saturation. Par définition, la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne est  $L = \sqrt{2\Omega_r^2 + \Gamma_r^2}$ . En pratique, la nécessité d'un signal sub-Doppler impose  $s = 2\Omega_r^2/\Gamma_r^2 \gg 1$ . Ainsi, la fréquence de Rabi domine toujours  $\Gamma_r$  :  $L \simeq \sqrt{2}\Omega_r$  et  $f \simeq 1/2$  à désaccord nul. Notons que le résultat [Eq. \(1.3\)](#) restera vrai pour toutes les intensités utilisées par la suite.

**Pour une onde stationnaire** S'il y a rétro-réflexion le problème devient délicat et il n'est pas en général facile d'exprimer  $f_r$  pour une classe de vitesse quelconque. Cependant, qualitativement,

- Pour un désaccord  $\delta \gg \Omega_r$ , deux classes de vitesses, centrées sur  $v_\perp, -v_\perp$ , voient chacune un seul laser, et on est ramené au cas précédent. Pour  $s \gg 1$ , chaque classe de vitesse est de largeur  $\sqrt{2}\Omega_r$  avec  $f_r = 1/2$  au centre.
- Pour un désaccord  $\delta \simeq 0$ , une seule classe de vitesse centrée sur  $v_\perp = 0$  voit simultanément les deux champs laser. Si  $s \ll 1$ , le problème est linéaire : les contributions des ondes aller et retour, calculées séparément via [Eq. \(1.3\)](#), se moyennent. Cependant, le spectre d'absorption  $A : \delta_0 \mapsto \int f(v_\perp, \delta_0) dv_\perp$  ne présente pas de structure sub-Doppler. Conformément à l'intuition de la [Section 1.1.1](#), il faut imposer  $s \gg 1$  pour espérer obtenir une fonction  $A$  piquée autour de zéro et de résolution inférieure à la largeur Doppler. On peut admettre l'existence d'une structure sub-Doppler pour le moment ; on proposera une résolution numérique en [Section 1.2](#), dans un cadre semi-classique.

### 1.1.4 Sonder une raie étroite : intérêt de la spectroscopie « shelving »

Il reste à mesurer  $A(\delta_0)$ . Une première idée consiste à déterminer l'absorption du nuage d'atomes directement pendant le passage de la pompe. En supposant que le signal sub-Doppler est principalement élargi en puissance, la largeur du trou de transmission est proportionnelle à la pulsation de Rabi. La force du signal - c'est-à-dire le produit du nombre d'atomes excités par le taux d'émission spontanée - vaut donc environ  $\Omega_r \Gamma_r$ . Une autre méthode, baptisée spectroscopie « shelving » [\[10\]](#) (littéralement, « mise à l'écart »), consiste à sonder le milieu avec un laser excitant une raie large, suffisamment tôt sur le trajet des atomes pour que ceux d'entre eux qui se trouvent dans le niveau étroit n'aient pas le temps de se désexciter. Par bonheur, un tel laser est disponible, il s'agit du laser bleu permettant la transition vers  $^1P_1$ , utilisé pour obtenir un piège magnéto-optique au mK, c.f. [Section 2.1](#). Après le passage dans la pompe, la fraction d'atomes excités est toujours proportionnelle à  $\Omega_r$ , mais désormais

1. Les atomes sélectionnés par le faisceau bleu sont ceux pour lesquels  $|v_\perp| \simeq \Gamma_b/k_b$ , la largeur Doppler effective du signal de spectroscopie est donc en réalité de l'ordre de  $\frac{k_r}{k_b} \Gamma_b \simeq 20$  MHz.



le taux d'émission spontanée de la sonde est  $\Gamma_b$ . Le facteur d'amplification entre les deux techniques est donc de  $\Gamma_b/\Gamma_r \simeq 10^3$ .

## 1.2 Traitement numérique

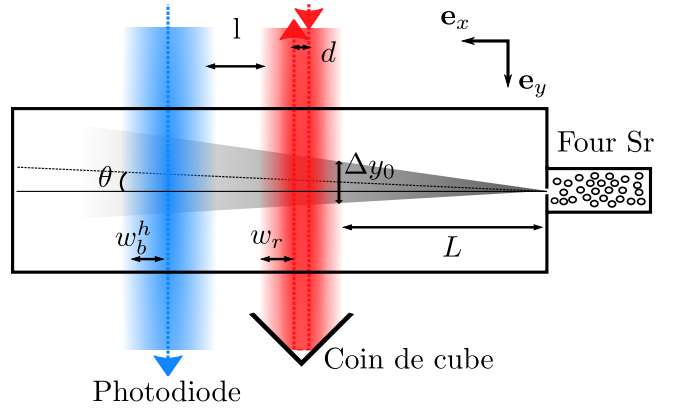
Il a été suggéré dans les Réf. [11, 12] qu'aux effets de reculs près, on pouvait traiter les variables internes par un formalisme quantique, tel qu'énoncé en Section 1.1.2, tout en se contentant d'une approche classique pour les variables spatiales. Par souci de simplicité, on choisit de se placer dans ce cadre semi-classique. Le recul pourrait être traité en valeur moyenne, mais on le négligera complètement. Par ailleurs, on supposera le problème bidimensionnel ; toutes les considérations qui suivent se limitent au plan  $(xy)$ . La cellule est composée d'un four chauffant des micro-tubes de strontium à une température d'environ  $500^\circ\text{C}$  ; une ouverture adaptée permet ensuite de collimater le faisceau. Le profil des normes de vitesse est donc celui d'un gaz classique homogène à l'équilibre thermique, dit de Maxwell

$$u_2(|v|) \propto |v|^2 \exp\left(-\frac{m|v|^2}{2k_B T}\right), \quad (1.4)$$

où la densité de probabilité  $u$  est ici prise à une constante de normalisation près. Expérimentalement, la dispersion transverse en vitesse au sortir du four est typiquement de  $\pm 10$  m/s. La vitesse la plus probable est  $\hat{v} = \sqrt{2k_B T/m}$ , et la vitesse moyenne est  $\bar{v} = 2\hat{v}/\sqrt{\pi}$ , soit environ 380 m/s et 430 m/s respectivement. Par la suite, on fera l'approximation que vitesses longitudinales et transverses sont découplées (correct si le jet est bien collimaté). On cherchera donc à calculer le spectre d'absorption pour une classe de vitesse  $\{|v|, v_\perp\}$  donnée, et on sommerà à la fin sur chaque distribution pour tracer  $A : \delta_0 \mapsto \int f(|v|, v_\perp, \delta_0) u_1(v_\perp) u_2(|v|) dv_\perp d|v|$ . Les bords de chaque faisceau seront tronqués numériquement à une distance  $\pm\sqrt{2}w$  du centre ( $\simeq 1\%$  de l'intensité maximale).

Les atomes, supposés dans l'état fondamental, rencontrent d'abord le faisceau rouge, rétro-réfléchi sur un catadioptré. Plus précisément, comme indiqué en Fig. 1.2, on introduit une distance  $d$  séparant le centre des faisceaux aller et retour. Si  $d \neq 0$ , la rétro-réflexion est décalée : les atomes voient d'abord une onde progressive, puis une onde stationnaire, puis l'onde contre-propageante seule. Le cas progressif se traite par Eq. (1.2). Un point essentiel est qu'on ne peut pas se placer en régime dissipatif comme en Section 1.1.3 car le temps de traversée typique  $w_r/\bar{v} \simeq 10 \mu\text{s}$  n'est pas grand devant l'amortissement du dipôle en  $\Gamma_r^{-1} \simeq 21 \mu\text{s}$ . Expérimentalement, on mesure l'intensité  $I_r$  du faisceau « aller », sans coin de cube, à l'aide d'un puissance-mètre. On mesure typiquement une puissance de 0.1 mW, équivalent à  $\Omega_r \simeq 240$  kHz c'est-à-dire  $s \simeq 50 \gg 1$ . Pour le traitement du cas stationnaire, se rapporter à la Section 1.2.2. Dans tous les cas, les faisceaux aller et retour seront pris parallèles. Au sortir de l'interaction avec la pompe, une certaine fraction  $f_r$  d'atomes est mise à l'écart, dépendant notamment du désaccord du laser rouge par rapport à la résonance. Les atomes sont ensuite « dans le noir » sur une distance caractéristique  $l$ , où seule l'émission spontanée intervient. Dans cette zone, les variables  $\{S_+, S_z\}$  se découplent et les équations Eq. (1.2) s'intègrent en

$$\begin{aligned} S_+(t) &= S_+(\tau) e^{-\frac{1}{2}\Gamma_r t} \\ S_z(t) &= (S_z(\tau) + 1/2) e^{-\Gamma_r(t-t_0)} + 1/2 \end{aligned} \quad (1.5)$$



**FIGURE 1.2:** Principaux paramètres exploités dans la simulation numérique ;  $L \simeq 15$  cm,  $l \simeq 5$  mm,  $w_r \simeq 4.5$  mm,  $w_b^h \simeq 1$  mm,  $\Delta y_0 \simeq 3$  mm (écart-type gaussien),  $d \simeq 1.5$  mm. Sauf indication contraire,  $\theta = 0$ . L'origine du repère est située à l'endroit précis où le jet sort du four.



pour  $t > \tau$  où  $\tau = (L + 2w_r + d)/|v|$ . Le jet atomique croise alors le faisceau à 461 nm, préalablement asservi sur sa résonance propre (on néglige toute fluctuation autour de la résonance). À l'aide d'un prisme, on choisit de dilater le faisceau bleu dans la direction verticale  $\mathbf{e}_z$ , afin de solliciter davantage d'atomes. Les largeurs de faisceau valent grossièrement  $w_b^h \simeq 1$  mm (horizontale, selon  $\mathbf{e}_y$ ) et  $w_b^v \simeq 4.5$  mm (verticale, selon  $\mathbf{e}_z$ ). On se contente du régime dissipatif de Eq. (1.3) pour quantifier la fraction  $f_b = f_b(\delta = 0)$  d'atomes excités par le bleu ; en effet,  $w_b^h/\bar{v} \gg \Gamma_b^{-1}$ . Pour cette même raison, il eût été inutile d'agrandir le faisceau horizontalement. On peut alors simuler ce que verrait une photodiode placée en sortie du bleu, mesurant les variations d'absorption  $\hbar\omega_b\Gamma_b f_b(1 - A(\delta_0))$  lorsqu'on module le désaccord propre  $\delta_0$  du laser rouge.

### 1.2.1 Un biais systématique et sa conséquence expérimentale

La rétro-réflexion du faisceau rouge a d'abord été réalisée par un simple miroir. Malgré certaines précautions (s'assurer que le faisceau retour passe correctement dans les diaphragmes en amont, est diffracté par l'AOM 2, etc), il est difficile avec un miroir de garantir une rétro-réflexion de précision meilleure que le milliradian. Or une telle incertitude, si petite soit elle, s'avère problématique pour le principe d'une spectroscopie. En effet, supposons la situation suivante : un jet atomique selon  $\mathbf{e}_x$  comporte une dispersion transverse (par exemple gaussienne), mais pas de répartition longitudinale telle qu'en Eq. (1.4) : soit  $\bar{v}$  la vitesse du jet. Par ailleurs, supposons que le faisceau rouge « aller » soit parfaitement orthogonal au jet, et que le faisceau « retour » fasse un angle  $\alpha \ll 1$  avec  $\mathbf{e}_y$ . Tant que  $\alpha$  est suffisamment petit, il existe une vitesse transverse faisant un angle  $\alpha/2$  avec les deux faisceaux. Pour cette classe de vitesse, les deux faisceaux sont résonants au désaccord  $\delta_0^r \simeq \omega_r \bar{v} \alpha / 2c$ , soit environ  $2\pi \times 160$  kHz pour  $\alpha = 10^{-3}$  rad. Ce raisonnement permet également de justifier d'un élargissement du spectre d'absorption, du même ordre de grandeur que le décalage. Assurer une bonne rétro-réflexion est donc crucial, d'où l'utilisation d'un coin de cube (incertitude sur le faisceau retour de l'ordre de  $10^{-5}$  rad) plutôt que d'un simple miroir.

### 1.2.2 Cas de la rétro-réflexion en régime cohérent

Pour une onde stationnaire, le Hamiltonien d'interaction dipolaire atome-laser doit être modifié. En omettant le caractère vectoriel de la lumière, on peut re-définir le terme de couplage  $\mathcal{H}_{\text{int}}$  selon

$$\mathcal{H}_{\text{int}}/\hbar = \Omega_r (\cos(\omega_a t + k_a y) + \cos(\omega_b t + k_b y)) = 2\Omega_r \cos(\delta_D t + k_a y) \cos((\omega_r + \delta_0)t) \quad (1.6)$$

avec  $\omega_{a/b} = \omega_r + \delta_0 \pm \delta_D$  et  $k_a = -k_b = (\omega_r + \delta_0)/c$ . Tout se passe donc comme si l'atome ne voyait qu'un seul laser, avec pour fréquence de Rabi effective  $\tilde{\Omega}_r(t, y) = 2\Omega_r \cos(\delta_D t + k_a y)$ . En particulier, pour  $v_\perp = 0$  et  $y = 0$ , l'atome ne ressent pas d'effet Doppler, et la fréquence de Rabi est simplement doublée. D'autre part,  $\tilde{\Omega}_1(-y) = \tilde{\Omega}_1(y)$  et  $\tilde{\Omega}_1(-v_\perp) = \tilde{\Omega}_1(v_\perp)$ , ce qui est aussi attendu par symétrie du montage. En fait, comme le système différentiel n'affecte que les variables internes des atomes, la partie spatiale étant traitée classiquement, les variables  $y$  et  $t$  ne sont pas indépendantes : le long de la trajectoire d'un atome,  $y = v_\perp t + y_0$ . La position initiale  $y_0$  joue donc le rôle d'une phase additionnelle dépendant de  $|v|$  et  $v_\perp$  selon  $y_0 = Lv_\perp/|v|$ . Par ailleurs, la quantité  $\Delta y_0$  définie en Fig. 1.2 vaut environ  $L\Delta v_\perp/\bar{v} \simeq 2.9$  mm. On se ramène donc aux équations Eq. (1.2), à condition de prendre pour fréquence de Rabi effective

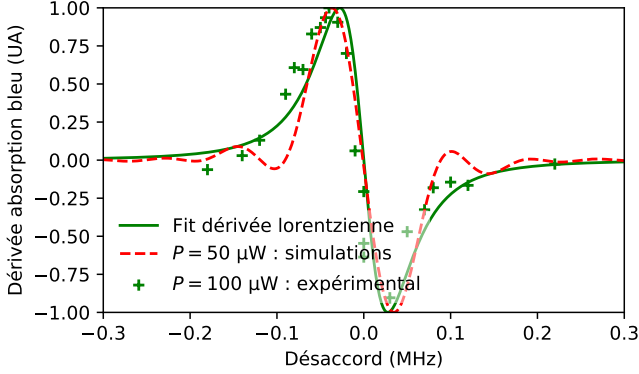
$$\tilde{\Omega}_r(t)_{\{\delta_0, |v|, v_\perp\}} = 2\Omega_r \cos\left(\frac{\omega_r + \delta_0}{c} v_\perp (2t + L/|v|)\right) \quad (1.7)$$

où l'on a indiqué entre crochets certains paramètres du problème, la seule variable du système différentiel étant  $t$ .

### 1.2.3 Comparaison aux résultats expérimentaux

Le résultat de la simulation est proposé en Fig. 1.3, ainsi qu'une courbe obtenue expérimentalement. Une détection synchrone permet de mesurer, non pas l'absorption  $A$ , mais sa dérivée. La fréquence de

modulation de l'AOM 2 a été typiquement  $\delta f \simeq 10$  kHz (voire 500 Hz) pour une amplitude (excursion en fréquence)  $\Delta f \simeq 50$  kHz.



**FIGURE 1.3:** On se restreint au voisinage du signal sub-Doppler. Loin de la résonance, on mesure simplement la dérivée de l'absorption due à la largeur Doppler (30 MHz environ).

Les oscillations qu'on voit avec la simulation sont probablement dues au « souvenir » du régime cohérent. Elles ne sont cependant pas présentes sur les courbes expérimentales, le rapport signal à bruit étant suffisamment bon pour conclure (il faut cependant d'autres mesures que Fig. 1.3). Finalement, la courbe expérimentale de Fig. 1.3 n'est pas parfaitement symétrique par rapport à la résonance. Sur cet exemple, la phase de la détection synchrone n'était donc peut-être pas parfaitement ajustée.

#### 1.2.4 Autres paramètres

Les oscillations du paragraphe précédent poussent à mettre en avant de nouveaux paramètres, négligés jusqu'ici, qui contribueraient à « lisser » les oscillations, et concourir à un meilleur accord théorie/expérience. L'objectif de ce rapport n'étant pas de ne présenter qu'une seule étude numérique, on se contente de lister certains candidats.

**Temps de parcours dépendant de  $v_{\perp}$**  Le profil gaussien des vitesses transverses  $v_{\perp}$  imposerait d'ajuster le temps d'interaction dans le faisceau rouge selon  $2\sqrt{2}w_r/\sqrt{|v|^2 - v_{\perp}^2}$ . Une correction analogue serait à rajouter pour le temps de vol.

**Profil gaussien en intensité** Le profil transverse d'intensité du faisceau rouge est gaussien. En supposant que le diamètre caractéristique du jet d'atomes est petit devant la longueur de Rayleigh du laser à 689 nm (toute divergence spatiale de la pompe est négligée), alors l'intensité vue par les atomes au cours du temps est

$$\tilde{I}_r(t) = 2I_r \exp\left(-2\left(t\sqrt{|v|^2 - v_{\perp}^2} - \sqrt{2}w_r\right)^2/w_r^2\right). \quad (1.8)$$

Cette nouvelle dépendance temporelle serait à prendre en compte en modifiant l'amplitude du cosinus dans Eq. (1.7) : à chaque instant  $t$ , l'enveloppe varie selon  $2\Omega_r\sqrt{\tilde{I}_r(t)/I_r}$ .

**Perpendicularité jet-faisceaux** On pourrait finalement se donner la possibilité de faire varier l'angle  $\theta$  de la Fig. 1.2. Cela reviendrait essentiellement à décaler le profil transverse de vitesses, typiquement de  $\pm 0.1$  m/s. Un raisonnement comme en Section 1.2.1 suggère que prendre  $\theta \ll 1$  non nul ne décalerait pas le spectre d'absorption. Il pourrait cependant modifier l'allure des bords du signal. L'incertitude sur  $\theta$  ne pose donc pas de problème de principe pour l'objectif fixé : obtenir une référence de fréquence.

### 1.3 Sources d'élargissement dominantes

La résolution numérique de la section précédente se borne au cas où les variables spatiales sont traitées classiquement. De plus, les effets de recul dus à l'absorption ou à l'émission d'un photon rouge de moment  $\hbar k_l$  ont été négligés. En réalité, il n'est pas possible de connaître simultanément la position et l'impulsion des atomes lors du passage dans la pompe. Le jet atomique peut néanmoins être décrit par un paquet d'ondes dont la brique élémentaire s'écrirait, avant le passage dans la pompe rouge,

$$|\phi_0(y, t = 0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i(k_s y - \omega_s t)} |g\rangle. \quad (1.9)$$

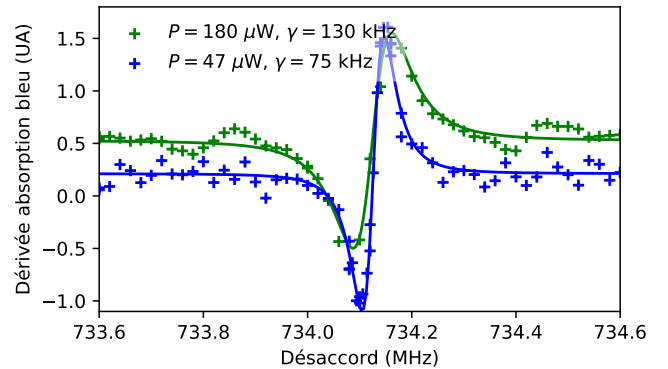
Le Hamiltonien de couplage dipolaire resterait inchangé Eq. (1.6), mais on voit maintenant comment il affecterait la partie spatiale de la fonction d'onde. Pour  $q$  entier naturel, les états

$$|\phi_{\pm q}(y, t > 0)\rangle = \frac{1}{2\sqrt{V}} e^{i((k_s \pm q k_l)y - \frac{\hbar}{2m}(k_s \pm q k_l)^2 t)} (\delta_q^g |g\rangle + \delta_q^e |e\rangle) \quad (1.10)$$

seraient engendrés à partir de  $|\phi_0\rangle$ , avec  $\delta_q^g = (-1)^q + 1$  et  $\delta_q^e = 2 - \delta_q^g$ . Une description complète de la dynamique du système [13] nécessiterait d'une part la prise en compte de l'évolution libre des états internes, et d'autre part la mise en équation rigoureuse de l'émission spontanée [1], redistribuant les moments  $q k_l$  au sein d'un continuum de largeur  $\Gamma$ . On s'attend toutefois à ce que l'approche de la Section 1.2 reste valable aux effets de recul près, c'est-à-dire à quelques kHz près (on rappelle que  $\nu_{\text{rec}} \simeq 4.7$  kHz). Il n'est donc pas a priori évident que cette approche convienne au cas d'une raie étroite, pour laquelle justement  $\Gamma \sim \omega_{\text{rec}}$ .

On est en fait « sauvé » par la largeur caractéristique du signal sub-Doppler, doublement élargie

- en puissance, puisque la largeur de raie effective est  $\Gamma_r \sqrt{1 + s}$ , et qu'il faut  $s \gg 1$  pour obtenir une réponse non-linéaire des atomes. Pour  $P = 0.1$  mW, cet élargissement est typiquement de 54 kHz (rayon lorentzien à 1/5).
- Par temps de transit : la durée d'interaction  $T$  avec le faisceau étant finie, l'énergie de la particule se conserve à une incertitude  $\hbar/T$  près, et le spectre en fréquence subit donc un élargissement de l'ordre de  $\bar{v}/2w_r$ , i.e. environ 50 kHz avec nos paramètres (rayon gaussien à  $1/e^2$ ). Cet effet peut en général s'interpréter comme un effet Doppler résiduel [14], puisqu'il est de la forme  $\bar{v}/w_r \simeq \Delta k_t \bar{v}$ , par propriété de la transformée de Fourier. Plus le faisceau est gros, plus sa divergence résiduelle est faible, et plus cet élargissement est limité. Dans notre cas, on a considéré que le faisceau « gaussien » ne comportait pas de dispersion transverse des vecteurs d'onde, et on est donc ramené à la première interprétation. Expérimentalement, la taille du faisceau rouge est limité par les dimensions du coin de cube.



**FIGURE 1.4:** Mise en évidence de l'élargissement en puissance. La fréquence centrale est repérée sur cet exemple à  $367.07 \pm 10^{-4}$  MHz, c'est-à-dire à une précision 100 Hz près. Cependant, la discussion de Section 1.2.1 suggère qu'il ne faut pas espérer une exactitude meilleure que le kHz.

Finalement, on notera en Fig. 1.4 que des oscillations sont bien présentes sur les ailes du signal. On avait pourtant annoncé en Section 1.2.3 que les oscillations prédites par le modèle n'étaient pas apparues parmi les résultats expérimentaux. Elles sont en fait dues ici, non pas au souvenir du régime cohérent, mais au gain de l'asservissement du laser rouge. Trop fort, celui-ci crée des « sidebandes » à  $\pm 300$  kHz environ ; on y reviendra en Section 2.3.1.

## Application au refroidissement laser

La résonance de  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  est maintenant connue au kHz près ; comment utiliser cette information pour réaliser un piège magnéto-optique, et comment se manifeste la spécificité de la raie étroite ? Par abus de langage, on appellera « faisceaux MOT » les faisceaux servant à réaliser le piège (bleu ou rouge). Toute « l'expérience strontium » étant fibrée, la production des lasers et leur mise en forme (voir, pour le rouge, [Appendix B](#)) s'effectue sur des tables indépendantes de la chambre d'expérience principale, schématisée en [Fig. 2.1](#).

### 2.1 Étapes préalables

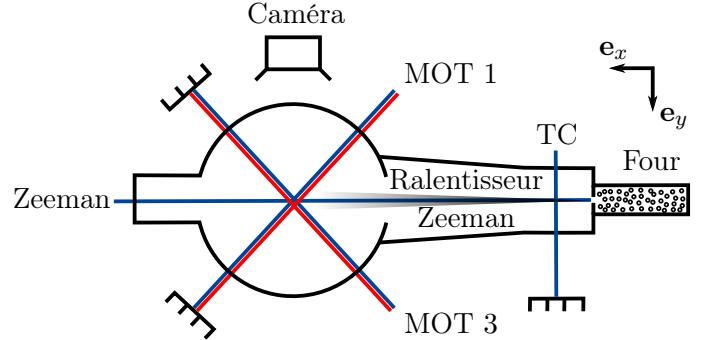
L'obtention d'un MOT rouge nécessite de nombreux pré-requis (construction de la chambre, mise en place d'un vide poussé, préparation des faisceaux, alignement, contrôle des instruments par ordinateur, etc). L'un d'entre eux, l'exploitation du laser bleu pour le refroidissement du strontium, est particulièrement important. Le fonctionnement maître-esclave ([Appendix A](#)) permet de générer tous les faisceaux nécessaires à partir d'une seule diode *Vortex* - chacun est contrôlable en fréquence et en puissance par des AOM indépendants.

#### 2.1.1 Refroidissement sur raie large

À la sortie d'un four chauffé à 430 °C environ, le jet atomique est collimaté dans ses deux directions transverses, grâce à deux faisceaux TC (« transverse cooling ») bleus rétro-réfléchis (l'un est représenté sur la [Fig. 2.1](#), l'autre est dans le plan vertical). Ces lasers sont désaccordés *dans le rouge* de la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  ( $\delta_0/2\pi = -15$  MHz, i.e.  $\delta_0 \simeq \Gamma_b/2$ ). Ainsi, les atomes ayant la composante de vitesse transverse  $v_\perp \simeq \pm\delta_0/k_b$  peuvent absorber un photon de moment  $\pm\hbar k_b$ . À basse intensité, la force moyenne  $\mathbf{F}_\perp$  vue par le jet s'écrit simplement

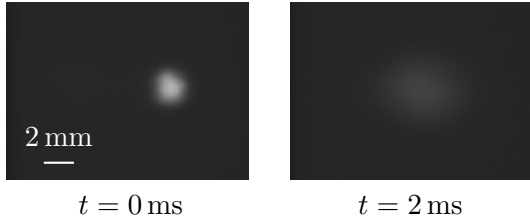
$$\mathbf{F}_\perp(v_\perp) \simeq \hbar\Gamma_b \sum_i k_b^i f_b^i(v_\perp) \quad (2.1)$$

la somme portant sur les deux directions orthogonales, et  $f_b$  étant la population de l'état excité  $^1P_1$  définie en [Eq. \(1.3\)](#). Si les faisceaux sont d'intensité saturante, [Eq. \(2.1\)](#) n'est plus valable : on est en fait ramené au problème de la [Section 1.2.2](#) ; l'intuition d'une *pression de radiation* reste cependant valable, et on s'en contentera par la suite. Remarquons que cette étape de collimation n'est pas indispensable mais permet typiquement de gagner un facteur 2 à 4 sur le nombre d'atomes finalement piégés. Simultanément, les atomes voient un autre faisceau à 461 nm, dans la direction  $-\mathbf{e}_x$  et de puissance



**FIGURE 2.1:** Schéma simplifié de la chambre d'expérience principale, dans un plan horizontal. L'intersection des faisceaux MOT (quelques cm<sup>3</sup>) voit un champ quadrupolaire généré par deux grosses bobines en configuration anti-Helmholtz (non-représentées). Dans la première phase du refroidissement, le gradient au centre vaut  $\partial_z B \simeq 50$  G/cm, et les faisceaux rouges sont éteints.

$\simeq 50$  mW, appelé « Zeeman », désaccordé de  $\delta_0/2\pi = -430$  MHz. En absorbant des photons contre-propageant, les atomes ralentissent, jusqu'à sortir de la résonance par effet Doppler ; ils y sont ramenés par effet Zeeman, grâce à un champ magnétique variable (zone conique sur la Fig. 2.1). Finalement, trois faisceaux MOT rétro-réfléchis et orthogonaux (la direction verticale, MOT 2, n'est pas représentée sur le schéma) permettent de créer une *mélasse optique*, c'est-à-dire un piège des atomes dans l'espace des vitesses. L'addition d'un gradient de champ magnétique permet finalement de générer une force de rappel, c'est-à-dire un piège dans l'espace des positions [15]. Pour cela, on impose aux faisceaux MOT a) une polarisation circulaire, b) un changement de sens de la polarisation lors des rétro-réflexions.



**FIGURE 2.2:** À gauche, un MOT bleu *in situ*, pour lequel le nombre d'atomes est évalué à  $1.8 \times 10^6$  (par fluorescence, désaccord de 30 MHz). À droite, le même nuage, après un temps de vol de 2 ms : la température est  $T \simeq 2.3$  mK, encore loin de la température de recul  $T_{\text{rec}} \simeq 700$  nK.

On déclenche alors la caméra pour déterminer  $\sigma_f$ . Pendant le *temps de vol*, le nuage d'atomes connaît essentiellement l'évolution d'un gaz classique libre. On s'attend donc à ce que la distribution de vitesse du gaz suive rapidement une loi normale : le fit gaussien de la deuxième image est cette fois une excellente approximation. La température s'en déduit selon

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_f^2 - \sigma_0^2}{t_f^2 - t_0^2} \quad (2.2)$$

à un facteur numérique près, dû au grandissement du système d'imagerie (évalué en Fig. 2.11).

## Nombre d'atomes

Le nombre d'atomes dans le nuage froid est évalué par fluorescence sur la raie large <sup>1</sup> : lorsque les faisceaux MOT bleus sont allumés, on prend une image par la caméra indiquée en Fig. 2.1. Plus les atomes sont nombreux, plus ils fluorescent, et plus la caméra détecte de photons (« nombre de coups »). Plus précisément

$$N_{\text{atomes}} = \frac{N_{\text{coups}}}{\frac{\phi}{4\pi} \tau \eta \Gamma_b f_b(\delta_0)} \quad (2.3)$$

où  $N_{\text{coups}}$  est proportionnel au nombre de photons enregistrés par la caméra, calculé selon un fit gaussien ;  $\frac{\phi}{4\pi} \simeq 1.5 \times 10^{-2}$  sr est la fraction d'angle solide perçu par la caméra ;  $\tau$ , d'ordre la milliseconde, est le temps d'exposition ;  $\eta \simeq 0.65$  est le rendement quantique de la caméra à 461 nm. Le désaccord des faisceaux MOT est typiquement de l'ordre de la largeur de raie bleue  $\delta_0/2\pi = 30$  MHz. Par ailleurs, on a supposé dans Eq. (2.3) que l'expression Eq. (1.3) restait valable lorsque les six faisceaux MOT bleus sont allumés simultanément - en changeant bien sûr l'intensité totale vue par les atomes. Cela revient (encore) à faire l'approximation des faibles intensités, ce qui pour une fois est plutôt bien vérifié : ici,  $s \simeq 0.22$  (la puissance totale vue par le bleu est d'environ 9 mW, rétro-réflexion incluse).

1. Il serait difficile d'exploiter la fluorescence sur la raie rouge. En effet, le signal mesuré serait proportionnel à la largeur de raie, dont on sait l'étroitesse.

## Un exemple d'optimisation

Procédons au chargement du MOT pour différentes valeurs de  $\delta$  (voir Fig. 2.3). Ce travail, bien que peu rattaché à la question des raies étroites, est représentatif de nombreuses optimisations expérimentales réalisées, sur le MOT bleu comme sur le MOT rouge. La dynamique de chargement du MOT bleu [8], dans le régime de populations qui nous intéresse ( $N_{\text{atomes}} \sim 10^6$ , voire  $10^7$ ) est contrôlée par

$$\partial_t N_{\text{atomes}} = \Phi_{\text{capture}} + \Gamma_p N_{\text{atomes}}. \quad (2.4)$$

où  $\Gamma_p$  est le taux de pertes par pompage optique. D'après la cascade radiative Fig. 1, les atomes excités par le faisceau bleu peuvent ne pas retomber dans l'état fondamental. En effet, certains tombent dans l'état métastable  $^3P_2$ , où ils sont perdus pour le MOT bleu. Ces pertes par *pompage optique* s'expriment dans Eq. (2.4) via la constante

$$\Gamma_p = f_b(\delta_0)\Gamma_{\text{lim}}q \quad (2.5)$$

où  $q \simeq 0.33$  est la probabilité pour un atome de transiter de  $^1D_2$  vers  $^3P_2$ , et  $\Gamma_{\text{lim}} \simeq 3.8$  kHz est le taux d'émission spontanée limitant la fuite radiative (en l'occurrence il s'agit de la transition  $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$ ). La comparaison des temps de charge en  $1/e$  expérimentaux/théoriques est établie dans la Table 2.1.

$\delta_0/2\pi$ (MHz)	16	26	36	56
$T_{\text{exp}}$ (ms)	12	17	32	74
$1/\Gamma_p$ (ms)	16	28	46	98

TABLE 2.1: Temps caractéristiques de chargement du MOT bleu pour quelques désaccords  $\delta_0$ .

### 2.1.2 Repompage

La principale source d'atomes pour le MOT rouge n'est pas le MOT bleu lui-même - ce sont les atomes du MOT bleu pompés dans l'état  $^3P_2$ . Retenus par le champ magnétique quadrupolaire, ils constituent un *réservoir* qu'il s'agit de mobiliser juste avant d'allumer les faisceaux rouge : c'est le repompage.

### Principe

Lors de la phase de refroidissement bleu, une partie des atomes excités dans l'état  $^1P_1$  fuit vers l'état  $^1D_2$ , puis vers les états  $^3P_1$  et  $^3P_2$ , selon les ratios de branchement indiqués en Fig. 1. Or, l'état métastable  $^3P_2$  confère un moment magnétique  $m_J$  potentiellement non nul. Par conséquent, les atomes qui tombent dans cet état peuvent être piégés par le champ magnétique quadrupolaire, sans pour autant voir ni la lumière bleue 461 nm, ni la lumière rouge à 689 nm. À la température de 2 mK, le rayon typique de ce réservoir est  $k_B T / (2g\mu_B \partial_z B) \simeq 2$  cm pour  $|m_J| = 1$ . On pourrait se dire que plus le gradient est fort, plus on piège d'atomes ; une borne supérieure à l'amplitude du gradient est cependant imposée par la condition d'adiabaticité, c.f. Section 2.2.3. De plus forts gradients sont aussi plus compliqués à réaliser expérimentalement. Un laser de longueur d'onde 403.352 nm, dit de repompe, « non-locké »<sup>2</sup>, permet alors d'exciter une partie du réservoir vers l'état  $^3D_2$ . Certains atomes retombent alors dans l'état  $^3P_1$  et retrouvent le cycle de refroidissement radiatif sur raie étroite.

2. Ce choix est volontaire, il permet de balayer le laser autour de la fréquence centrale de résonance, sur un intervalle de 1 GHz environ. En effet, pour réaliser ultérieurement un MOT de  $^{87}\text{Sr}$ , un tel balayage permet d'entrer en résonance

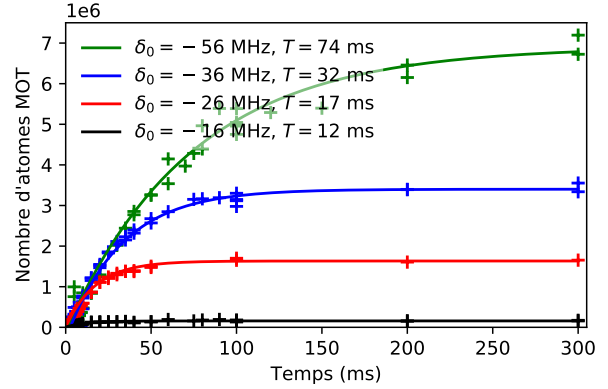
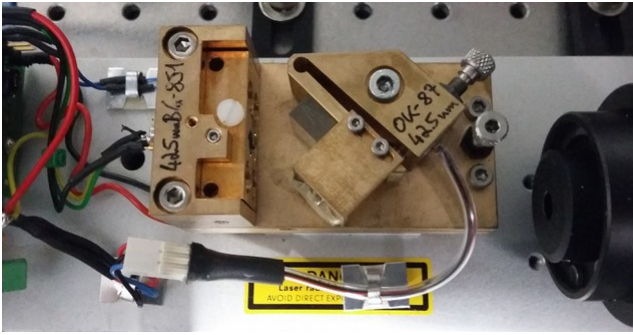


FIGURE 2.3: La vitesse de charge (la pente à l'origine) du MOT bleu est toujours la même. La saturation elle est plus lente, mais d'amplitude plus importante, lorsque le désaccord par rapport à la résonance de  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  augmente.



## Réalisation expérimentale



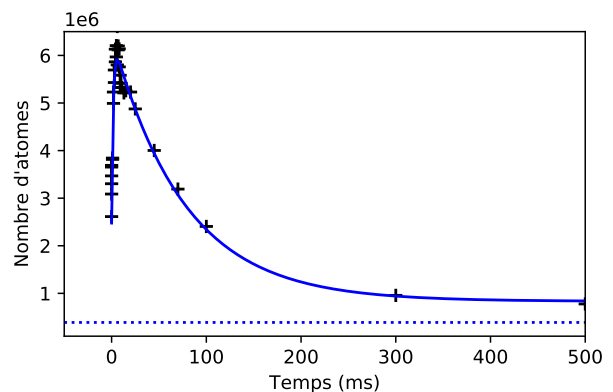
**FIGURE 2.4:** Photographie de la diode laser *Topica* de repompe en cavité externe, « lasant » autour de 403 nm (contrairement à ce qu'indiquent les inscriptions manuscrites), une fois le capot retiré. On distingue sur la partie gauche de la monture la diode elle-même, puis le système réseau-miroir (la cavité externe) permettant de sélectionner le mode voulu. Un isolateur optique est placé en sortie de la cavité (sur la droite de l'image) : il empêche d'éventuels retours de lumière de perturber la diode.

Un seuil minimisé garantit une puissance laser optimale, de l'ordre de 15 mW dans notre cas. Le faisceau utile est diffracté par un AOM, servant essentiellement d'interrupteur. Pour compléter cette fonction, on installe un « shutter » mécanique sur le chemin du faisceau, permettant à l'AOM de ne pas se refroidir en cas d'interruption longue ( $\tau \simeq 100$  ms). Finalement, la mise en forme du faisceau à l'aide de lentilles (il faut au préalable mesurer les divergences horizontale/verticale avec une caméra CCD), permet finalement d'injecter le laser dans une fibre optique, en optimisant le rendement entrée/sortie. On obtient une puissance sur les atomes d'environ 5 mW.

## Dynamique

On souhaite caractériser le temps typique de repompage. Soit l'expérience suivante : pendant une dizaine de secondes (temps de charge du réservoir), on fait fonctionner le MOT bleu, avant de brancher le faisceau repompe à  $t = 0$  sur le nuage d'atomes. La caméra est alors déclenchée au temps  $t_f \leq 500$  ms pendant une durée d'exposition de  $500 \mu\text{s}$  ; l'image obtenue permet d'estimer le nombre d'atomes selon Eq. (2.3). On recommence la manipulation une vingtaine de fois : on obtient Fig. 2.5. Physiquement, le diamètre du faisceau étant plus petit que la taille typique du réservoir, on repompe d'abord rapidement (temps caractéristique  $\tau_1$ ) le centre du réservoir. Puis, le reste du réservoir « se vide » progressivement. Des pertes (collisions entre atomes, vide impar-

Lors de l'installation de la diode laser, le premier objectif est de régler l'horizontalité du mode. On peut pour cela faire tourner la diode dans son châssis. Grâce à la lentille située juste après la diode (sous la vis en nylon, sur la Fig. 2.4) on peut ensuite corriger la collimation du faisceau, ce réglage étant particulièrement critique. Puis, une petite partie du faisceau est injectée dans une cavité Fabry-Pérot d'analyse, pour rechercher la fréquence voulue ; on se sert aussi d'un lambda-mètre. Trois leviers sont à disposition : a) la vis réglant grossièrement la plage de fréquence (en haut à droite de la Fig. 2.4), b) la tension d'un piézoélectrique permettant également de changer l'angle miroir-cavité, mais plus finement, c) le courant de la diode (de l'ordre de 60 mA). Ces deux derniers paramètres sont couplés par un dispositif de « feed-forward », dont le réglage est là encore assez empirique. Une fois le bon mode trouvé, on peut tenter de faire baisser le seuil, par un meilleur réglage de la rétro-injection dans la



**FIGURE 2.5:** Nombre d'atomes en fonction de la durée  $t_f$  de repompage. La ligne de base en pointillés correspond au nombre moyen d'atomes mesuré sur *Camware*, sans repompe. En régime stationnaire, le repompage permet de gagner un facteur 2 (on a même pu atteindre un facteur 7 en optimisant le mode de la diode).

avec environ 80% des atomes de la structure hyperfine de  $^3P_2$  [16]. Par ailleurs, ce balayage couvre largement la différence de résonance  $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$  entre les sous-états  $|m_J| = 1, 2$  (effet Zeeman de l'ordre de 100 MHz dans 50 G/cm sur 1 cm). Finalement, les dérives rapides de la diode laser sont compensées par la robustesse que confère le balayage (on n'est pas ici limité en puissance).



fait, etc) permettent alors d'atteindre un régime stationnaire en un temps  $\tau_2$ . La courbe expérimentale est modélisée par  $N(t) = (y_0 + Ke^{-t/\tau_1})(y_1 + e^{-t/\tau_2})$ , et l'on trouve  $\tau_1 \simeq 1.6$  ms et  $\tau_2 \simeq 76$  ms.

## 2.2 MOT rouge : réalisation expérimentale

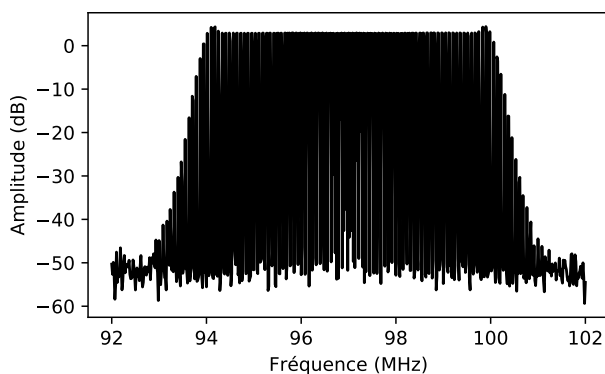
Le refroidissement sur raie étroite permet de dépasser la limite Doppler du refroidissement bleu et d'atteindre des températures proches de  $\hbar\omega_{\text{rec}}/k_B \simeq 460$  nK. On présente dans cette section quelques aspects de la mise en oeuvre expérimentale du MOT rouge.

### 2.2.1 Un MOT comme les autres ?

Faire un MOT rouge est d'une certaine façon très similaire au cas déjà rencontré : comme pour le MOT bleu, il faut trois faisceaux rétro-réfléchis orthogonaux ayant les bonnes polarisations, et un champ magnétique quadrupolaire pour transformer la mélasse optique en piège. L'expression de la force de pression de radiation est donc analogue à Eq. (2.1). Projetée sur un axe ( $\mathbf{e}_z$  par exemple), la force concerne deux classes de vitesses centrées sur  $v_z = \pm\delta_0/k_r$ , le laser rouge étant typiquement désaccordé de  $\delta_0 = 400$  kHz, c'est-à-dire une dizaine de  $\Gamma_r$ . Cependant, la largeur de ces classes de vitesse est maintenant de l'ordre de  $\Gamma_r$ , d'après Eq. (1.3). Le volume de capture dans l'espace des impulsions est donc considérablement réduit. Une possibilité pour remédier à ce problème est de moduler le laser rouge, pour générer un peigne de fréquence autour de  $\delta_0$ . On revient sur ce problème en Section 2.2.2. D'autre part, le gradient de champ magnétique doit être baissé pour ne pas devenir trop « raide », dans un sens qui sera précisé en Section 2.2.3. L'ensemble des opérations a) coupure du MOT bleu, b) baisse du gradient de champ, c) repompage, d) allumage du MOT rouge, doit finalement s'effectuer en un temps suffisamment court pour que les atomes repompés n'aient pas le temps de sortir du piège (c.f. Section 2.2.4).

### 2.2.2 Élargissement spectral

Du fait de l'étroitesse de la transition rouge, la plage de capture en vitesses de la mélasse représente seulement  $2\Gamma_r/\Gamma_b \simeq 0.05$  % de la demi-largeur Doppler de la raie bleue. Pour maximiser le volume de capture dans l'espace des impulsions, il est nécessaire d'élargir en fréquence le laser rouge.



**FIGURE 2.6:** Peigne de fréquence obtenu par modulation en fréquence du laser rouge, après passage dans l'AOM « MOT 88 » (c.f. Fig. B.1). Ce qui est mesuré ici par un analyseur de spectre est en fait le spectre de l'onde radio-fréquence. Le spectre est donc grosso modo une porte de largeur 6 MHz. L'AOM étant monté en double passage, les atomes voient eux un spectre dilaté d'un facteur deux dans la direction des fréquences.

On peut réaliser un tel élargissement soit en augmentant l'intensité, puisque  $L = \sqrt{2\Omega_r^2 + \Gamma_r^2}$ , mais on retomberait en fait dans le cas d'une raie large [15], soit en balayant la fréquence du laser rouge (grâce à un AOM, modulation triangulaire), pour obtenir un peigne de fréquence (d'enveloppe à peu près rectangulaire, voir Fig. 2.6). Dans ce cas, l'amplitude du balayage en fréquence (l'excursion en fréquence) est de l'ordre de la largeur spectrale caractéristique, qui par ailleurs doit valoir environ  $\Delta f = \Gamma_b/2 \simeq 16$  MHz. On souhaite que le paramètre de saturation par dent soit au moins de 1, afin de conserver une puissance suffisante pour chaque classe de vitesses. Les dents du peigne sont donc espacées de  $\delta f = \Gamma_r^2 s/\Delta f \simeq 9$  kHz l'une de l'autre. Ce choix est d'autant plus judicieux que  $\delta f \simeq \Gamma_r$  : peu d'atomes sont donc « dans le noir ». Par conséquent, chaque faisceau MOT rouge est préparé pour atteindre une puissance de 8 mW, soit

$s \simeq 2700$ . Une fois ces ordres de grandeur fixés, une optimisation expérimentale sur le nombre d'atomes dans le MOT rouge permet d'ajuster finement ces paramètres :  $\Delta f \simeq 12$  MHz,  $\delta f \simeq 15$  kHz. La valeur de  $\delta f$  fixe finalement la périodicité  $\delta t$  de la modulation de fréquence  $\delta t \delta f \sim 1$ .

En pratique, on n'impose un élargissement spectral que lors des premiers instants du MOT rouge (quelques centaines de ms). Il est ensuite avantageux de passer à un refroidissement monochromatique faiblement désaccordé dans le rouge [17], ce qui permet encore d'abaisser la température (voir Section 2.3.3).

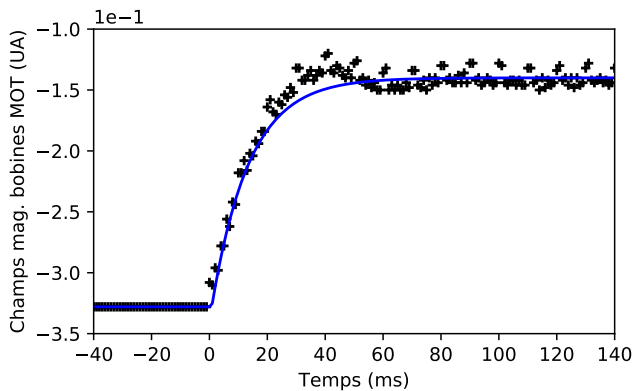
### 2.2.3 Condition d'adiabaticité

Dans un MOT, le gradient de champ permet de compenser l'effet Doppler, et crée une force de rappel. Ce gradient ne doit pas être trop faible, car le piège deviendrait trop lâche, mais il ne peut pas non plus être trop fort, car les atomes pourraient alors le « traverser ». En effet, la force de pression de radiation vaut au plus  $\frac{\Gamma_r}{2} \hbar k_r \frac{s}{s+1}$ . Par ailleurs la décélération d'un atome dans le gradient peut s'exprimer comme  $d_t v = v \partial_z v = \frac{g \mu_B}{k} v \partial_z B$ . On impose donc que la décélération permise par le champ magnétique soit plus lente que la décélération effective maximale, c'est-à-dire

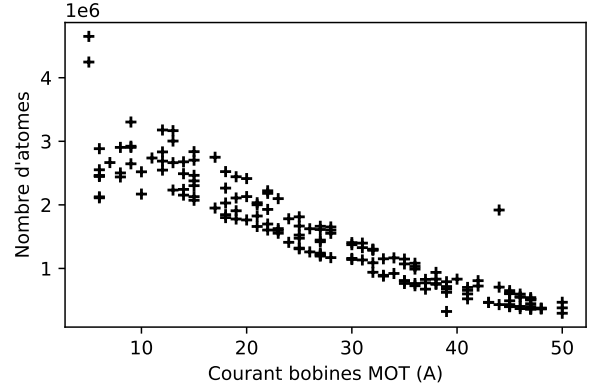
$$g \mu_B \frac{v}{v_{\text{rec}}} \partial_z B \leq \frac{\Gamma_r}{2} \hbar k_r \frac{s}{s+1} \quad (2.6)$$

où l'on a fait apparaître la vitesse de recul  $v_{\text{rec}}$  dont la valeur numérique est  $\hbar k/m \simeq 6.6$  mm.s<sup>-1</sup>. Lorsqu'on commence le refroidissement sur le rouge, la vitesse des atomes est typiquement  $v \simeq 530$  mm.s<sup>-1</sup> (i.e.  $T \simeq 1$  mK). En supposant le faisceau rouge saturant, ce qui est largement vérifié en pratique (on a  $s \simeq 3000$  pour le rouge), on obtient un gradient maximal admissible de  $\partial_z B_{\text{max}} \simeq 2$  G.cm<sup>-1</sup>. La Fig. 2.7 donne un résultat semblable puisque 10 A correspond à environ 3 G/cm. Cette condition est très différente pour le MOT bleu, pour lequel on avait  $\partial_z B_{\text{max}} \simeq 50$  G.cm<sup>-1</sup>.

### 2.2.4 Nécessité d'un « switch » des bobines ?



**FIGURE 2.8:** Coupure caractéristique des bobines MOT sans dispositif de « switch » : passage de 170 à 0 A. Le temps de descente en  $1/e$  est 13 ms et le temps à 90% est 31 ms. On se demande si ce temps est trop long par rapport aux exigences de capture des atomes du réservoir.



**FIGURE 2.7:** Les « bobines MOT » génèrent un champ quadrupolaire dont le gradient vertical vaut 50 G/cm à un courant de 170 A. Pour se faire une idée des gradients à plus faible courant, on peut postuler une décroissance linéaire du champ en fonction du courant parcourant les bobines.

Le nuage repompé a une dimension caractéristique de 1 cm<sup>3</sup> et une température typique de 2 mK, c'est-à-dire une vitesse quadratique moyenne à une dimension  $v_{1D} \equiv \langle v^2 \rangle^{1/2}$  d'environ  $\simeq 40$  cm/s. Juste après le repompage, on souhaite pouvoir changer le gradient de champ magnétique (afin de satisfaire la nouvelle condition d'adiabaticité) en un temps  $\tau$  suffisamment court pour que les atomes n'aient pas le temps de sortir des faisceaux rouges tout juste branchés, de largeur  $w_r \simeq 8$  mm. A minima, on peut se dire qu'il faudrait qu'un atome au centre du nuage (n'ayant que 0.4 cm à parcourir avant d'être dans le noir) animé d'une vitesse radiale  $v_{1D}$  n'ait pas le temps de sortir du piège pendant la coupure du champ. Ce critère rudimentaire donne  $\tau \ll 10$  ms. On peut donc espérer qu'une coupure du champ en

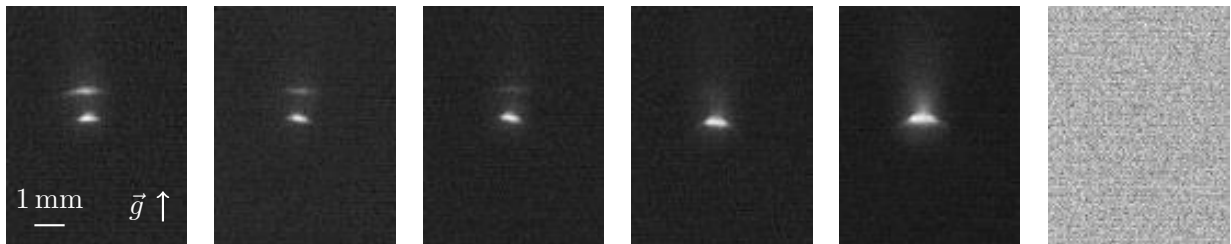
1 ms environ puisse améliorer l'efficacité de transfert entre le nuage repompé et le MOT rouge. Avant l'installation du nouvel interrupteur, la coupure des bobines (c.f. Fig. 2.8) se fait en  $\simeq 13$  ms ; le temps caractéristique de décharge des bobines étant  $L/R \simeq 100 \mu\text{s}$ , c'est le temps caractéristique de coupure de l'alimentation qui est limitant (le constructeur donne 10 ms à  $1/e$ ). De manière surprenante, après l'installation du nouvel interrupteur, on ne constate pas d'amélioration notable du nombre d'atomes dans le MOT rouge. Il est vrai cependant qu'au moment de l'écriture de ce rapport, le dispositif de « switch » préparé par les électroniciens du LPL n'a été que très peu testé. Cette question reste ouverte.

## 2.3 MOT rouge : autour de l'objet physique

Le MOT rouge n'est qu'un outil pour réaliser un gaz quantique dégénéré ; on le veut aussi froid et dense que possible avant de charger un piège dipolaire [18] - l'étape suivante sur le chemin de la condensation. Que peut-on dire cependant de la physique du MOT rouge ? On ne cherchera pas à dresser un état de l'art de cette question,<sup>3</sup> mais on essaiera plutôt de présenter quelques expériences simples et représentatives de la spécificité du MOT en raie étroite.

### 2.3.1 Des structures en trompe-l'œil

Les premiers signaux du MOT rouge (mai 2018) ne furent pas nécessairement scolaires ; certaines curiosités ont même pu être mal interprétées dans un premier temps. On présente ici deux de ces artefacts, dont la bonne compréhension livre certains enseignements utiles.



**FIGURE 2.9:** De gauche à droite, on baisse le gain de l'asservissement du laser à 689 nm, de manière purement analogique (le pas de variation du gain n'est pas constant : on a choisi les images les plus représentatives). Si le gain est trop fort (à gauche), des « sidebandes » viennent parasiter le spectre du faisceau rouge. Au contraire, lorsque le gain devient trop faible, le laser se déverrouille (image la plus à droite) et perd le bénéfice de la cavité ultra-stable : les atomes ne sont alors plus « tenus » dans le MOT rouge.

**Plusieurs couches** Sur la Fig. 2.9, en particulier sur les images de gauche, on voit la formation de deux bandes distinctes, qui peuvent faire penser à des pseudo-cristaux dans l'espace des moments [17]. La double structure n'a en fait rien à voir avec cette situation exotique, comme le montre la forte dépendance en gain du « lock » rouge<sup>4</sup>. L'écart d'environ 1 mm entre les deux couches est compatible<sup>5</sup> avec l'observation de « sidebandes » à 300 kHz faite en Section 1.3, lorsque le gain est trop fort.

**Fuite par gravité** Lorsque le gain de l'asservissement du laser rouge est bien réglé, on n'observe plus de structures liées aux « sidebandes ». En revanche, les atomes semblent fuir sous l'effet de la gravité,

3. Voir par exemple [16].

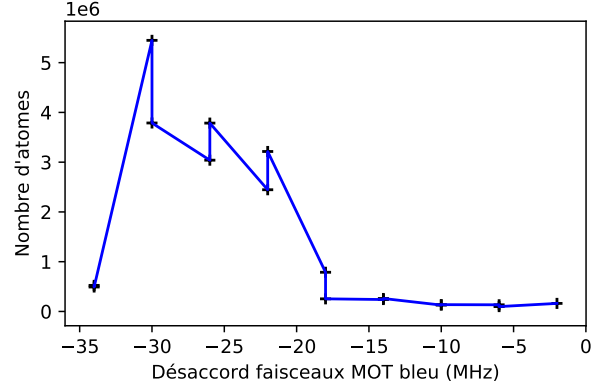
4. Par ailleurs, les pseudo-cristaux ne peuvent être observés que si le laser est désaccordé *dans le bleu*.

5. On montre en Section 2.3.2 que la dépendance position-fréquence du nuage d'atomes est d'environ  $1.4 \text{ MHz} \cdot \text{mm}^{-1}$ . D'après la Fig. 2.9, la « sidebande » serait donc située à 1.4 MHz de la fréquence de résonance  $\nu_r$ , et non pas à 300 kHz, ce qui peut pousser à s'interroger sur la pertinence de l'une des deux mesures. En fait, le gradient de champ utilisé en Fig. 2.12 n'est pas le même qu'en Fig. 2.9. La comparaison, bien que valable sur le principe, ne peut donc pas être quantitative.

ce qui évidemment pose un problème technique si l'on recherche une bonne efficacité de transfert vers le MOT rouge. Cette fuite par gravité a une explication simple ; le rapport entre la force de pression de radiation selon  $\mathbf{e}_z$  et la force de pesanteur vaut en effet

$$r = \frac{\hbar k_r \Gamma_r}{2mg} \simeq 16. \quad (2.7)$$

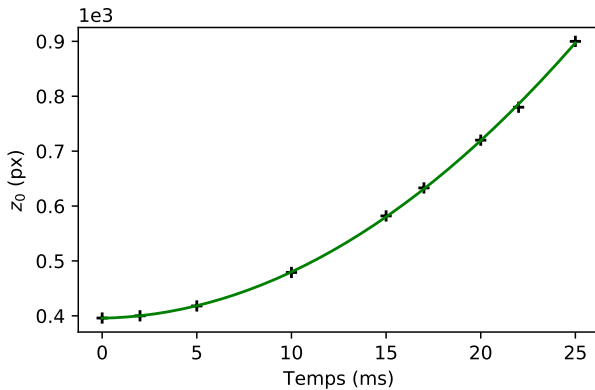
On comprend donc que certains atomes puissent quitter le piège magnéto-optique. Pour limiter cette tendance, on peut adapter la répartition de puissance entre les trois faisceaux MOT rouges. L'optimisation peut se faire « en direct » avec une lame à retard  $\lambda/2$ , voir [Appendix B](#). Par exemple, on choisira d'injecter  $\simeq 3$  mW de puissance dans chaque direction horizontale (MOT 1 et MOT 3), et  $\simeq 30$  mW verticalement (MOT 2). Néanmoins, l'impression laissée par la [Fig. 2.9](#) est un peu exagérée. En effet, la technique d'imagerie utilisée peut sous-estimer grandement le nombre d'atomes lorsque la densité devient trop grande<sup>6</sup>, et induire visuellement en erreur. Ainsi, plus l'on se rapproche du centre du nuage, moins les atomes sont susceptibles de percevoir des photons - la décroissance du flux lumineux suivant une loi de Beer-Lambert. L'intensité collectée par la caméra ne permet donc pas de remonter au nombre d'atomes par [Eq. \(2.3\)](#), où l'on avait fait une hypothèse d'homogénéité sur la fluorescence au sein du nuage. Pour contourner cette difficulté, il est possible<sup>7</sup> de désaccorder les faisceaux MOT bleus, typiquement de 30 MHz, voir la [Fig. 2.10](#).



**FIGURE 2.10:** L'imagerie du MOT rouge par fluorescence est mauvaise proche de la résonance.

### 2.3.2 Mesure du gradient de champ magnétique

La valeur du gradient  $\partial_z B$  est très importante dans la préparation d'un MOT sur raie étroite (c.f. [Section 2.2.3](#)). Une mesure possible consiste à exploiter la dépendance position-fréquence du MOT, qu'on pourra observer en [Fig. 2.14](#).



**FIGURE 2.11:** La chute libre des atomes permet d'étalonner le grandissement de la caméra.

**Estimation du grandissement** Pour commencer, on déduit le rapport d'échelle  $K$  en m/px du fit quadratique de la chute libre d'un nuage d'atomes, repéré par sa coordonnée verticale  $-z_0$ , voir [Fig. 2.11](#). Ainsi, on estime  $K \simeq 6.32 \mu\text{m}/\text{px}$ . En pratique, la caméra *pco.pixelfly* dont la taille des pixels vaut  $6.45 \mu\text{m}$  est séparée du nuage de strontium par une lentille convergente. Le grandissement du système d'imagerie est donc proche de 1 (à 2% près).

**Variation du désaccord du laser rouge** Sur l'axe vertical, les atomes au repos sont au minimum de potentiel dû à la force de pression de radiation pour une position  $z_0$  telle que  $z_0 = \delta \hbar / g \mu_B \partial_z B$ , à une constante près. Au voisinage du centre d'un piège quadrupolaire, le gradient de champ est une constante indépendante de l'espace, et

6. La densité  $n$  du MOT rouge est de l'ordre de  $10^{-3} \lambda_{\text{dB}}^{-3}$ , c.f. [Section 2.3.3](#). La longueur d'onde thermique de Broglie s'exprime  $\lambda_{\text{dB}} = h / \sqrt{2\pi k_B T m}$ .

7. À terme, l'imagerie sera réalisée non par fluorescence, mais par absorption.

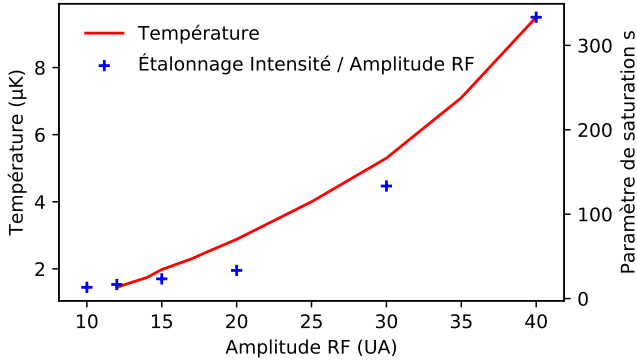
en différenciant on obtient

$$\frac{\mu}{2\pi} \times \partial_z B = \frac{dF}{dz_0}. \quad (2.8)$$

L'AOM qui permet de changer la fréquence étant deux fois traversé<sup>8</sup>, on a  $dF/dz_0 = 2/|p|$  où  $p \simeq -1.45 \text{ mm.MHz}^{-1}$  est la pente déterminée expérimentalement, voir Fig. 2.12. Par ailleurs,  $\mu/2\pi = g\mu_B/h \simeq 2.10 \text{ MHz.G}^{-1}$ . Le gradient de champ vaut donc  $\partial_z B = 6.55 \pm 0.13 \text{ G.cm}^{-1}$ . Le constructeur indique un gradient de  $52 \text{ G.cm}^{-1}$  à  $170 \text{ A}$ . En supposant une décroissance linéaire du champ en l'intensité traversant les bobines, la valeur attendue du gradient est donc  $\partial_z B = 6.12 \text{ G.cm}^{-1}$ , en bon accord avec notre mesure.

### 2.3.3 Température et densité

Pour obtenir un MOT froid et dense, on procède en deux étapes. D'abord, on réalise la modulation de fréquence mentionnée en Section 2.2.2, qui permet essentiellement d'augmenter le volume de capture dans l'espace réciproque. En quelques dizaines de milliseconde, la partie utile (au sens du refroidissement) du spectre de Fig. 2.6 se restreint à son extrémité bleue (la plus proche de la résonance) [17]. Il devient alors suffisant de travailler avec un faisceau monochromatique, dont on peut encore baisser l'intensité pour diminuer la température, c.f. Fig. 2.13. En effet, tant que  $s \gg 1$ , la décroissance en température suit la loi  $\hbar\Gamma_r\sqrt{s}/2k_B$ . Quand  $s \lesssim 1$ , la température devient limitée par le recul  $T_{\text{rec}} = \hbar\omega_{\text{rec}}/k_B$ . Une astuce permettant de se rapprocher de  $T_{\text{rec}}$  consiste à diminuer *continûment* l'intensité des faisceaux rouges (rampe sur l'amplitude de la puissance RF de « l'AOM 88 »); on a ainsi pu atteindre des températures plus froides qu'en Fig. 2.13, proches de  $700 \text{ nK}$ .

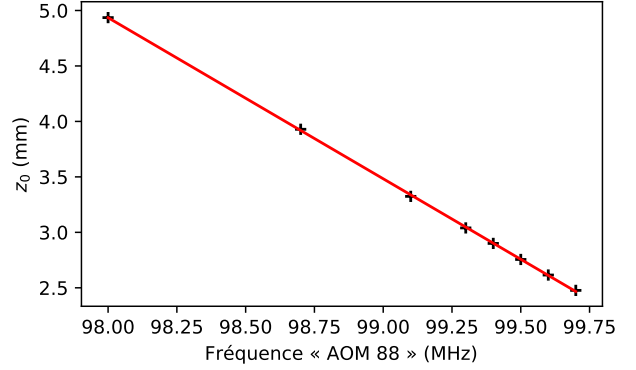


**FIGURE 2.13:** Quand l'intensité totale des faisceaux est trop forte, l'élargissement en puissance de la raie contribue à « chauffer » le nuage d'atomes. Le faisceau d'imagerie est ici désaccordé de  $64 \text{ MHz}$ .

Or, cette cavité peut dériver (expansion du verre, vieillissement général, etc), jusqu'à  $20 \text{ kHz}$  par semaine, ce qui est déjà considéré comme faible. Il faut donc régulièrement redéfinir la fréquence de l'AOM 88. L'obtention d'un MOT rouge donne un moyen puissant de retrouver la résonance  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ,

8. Cette configuration, dite en « oeil de chat », permet de stabiliser spatialement les ordres diffractés, et ce quelque soit la puissance RF imposée.

9. Par ailleurs, il est sans doute plus difficile d'atteindre des résonances de photo-association sur raie étroite que sur raie large, ce qui peut contribuer à restreindre les pertes dans le MOT rouge.



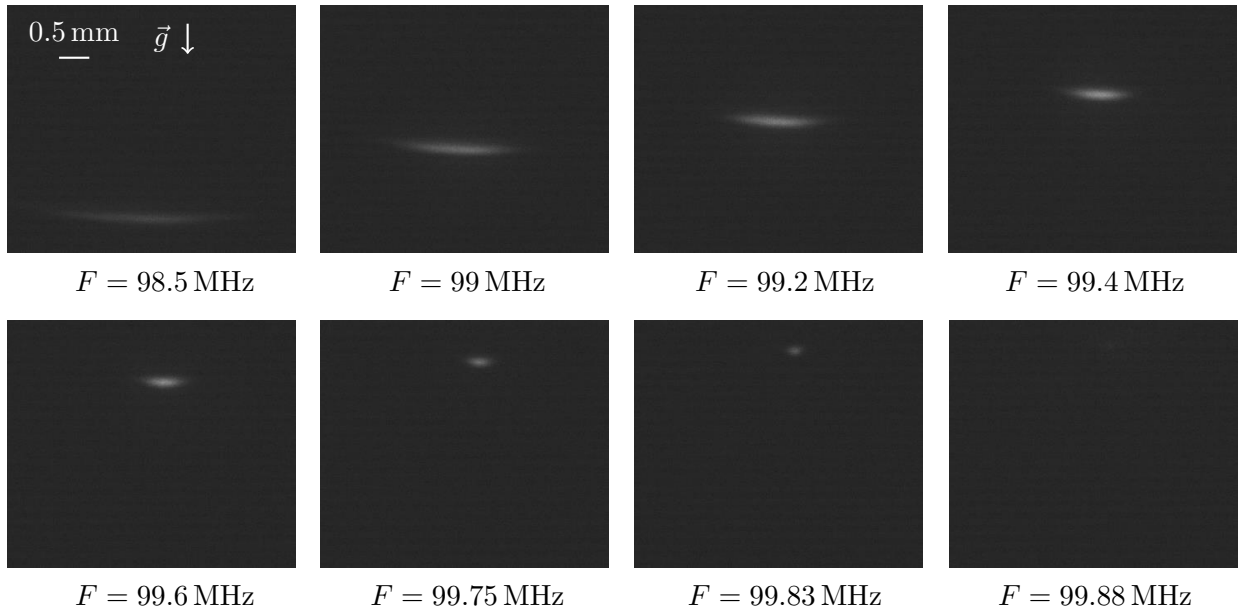
**FIGURE 2.12:** Lorsqu'on augmente le désaccord dans le rouge du laser à  $689 \text{ nm}$ , le nuage « tombe ». Cet effet est aussi illustré par la Fig. 2.14.

La densité  $N_{\text{atomes}}/V$  peut s'estimer avec Eq. (2.3), en approchant le volume du nuage *in situ* par des cylindres d'épaisseur petite (cas d'une coquille, voir Fig. 2.14). Le volume  $V$  typique est  $1.5 \times 10^{-11} \text{ m}^3$ , ce qui en unités d'espace des phases  $1/\lambda_{\text{dB}}^3$  équivaut à une densité de  $\simeq 10^{-3}$ . À titre de comparaison, la densité des MOT sur raie large atteint rarement  $10^{-5}$  [2], l'essentiel inconvénient<sup>9</sup> étant alors le fort taux d'émission spontanée des atomes du nuage, qui entraîne de multiples ré-absorptions de photons.

### 2.3.4 Spectroscopie *in situ*

Contrairement au laser bleu qui est asservi sur la résonance à  $461 \text{ nm}$ , le faisceau rouge lui n'est locké que sur la cavité ultra-stable, c.f. Appendix A. Or, cette cavité peut dériver (expansion du verre, vieillissement général, etc), jusqu'à  $20 \text{ kHz}$  par semaine, ce qui est déjà considéré comme faible. Il faut donc régulièrement redéfinir la fréquence de l'AOM 88. L'obtention d'un MOT rouge donne un moyen puissant de retrouver la résonance  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ,

voir Fig. 2.14. Cela n'enlève pas l'intérêt de la spectroscopie du Chapter 1 (qui ne nécessite aucun refroidissement, ni vide poussé, ni fort gradient de champ), mais permet par contre de se faciliter la vie au quotidien, une fois qu'un référencement « shelving » a été réalisé au moins une fois.



**FIGURE 2.14:** Position et forme du MOT rouge en fonction de la fréquence du faisceau (refroidissement mono-fréquence). Une séquence d'images plus détaillée permet de repérer la résonance à une fréquence  $F = 99.88 \pm 0.01$  MHz, c'est-à-dire une précision d'environ 10 kHz. Quant aux formes que prend le MOT rouge, on rappelle qu'en moyenne, selon l'axe vertical, les atomes peuvent absorber  $\Gamma_r/2$  photons par unité de temps. Ils bénéficient donc d'une accélération verticale typique de  $150 \text{ m.s}^{-2}$ , ce qui n'est pas si éloigné de la contribution de la pesanteur, d'où les « coquilles » de la première rangée d'images. Quand la fréquence du faisceau rouge se rapproche de la résonance, le rayon de courbure de la coquille diminue [17], et la forme converge vers le rapport d'aspect 1-2 du piège quadrupolaire : le MOT devient ellipsoïdal.



---

## Conclusion

En conclusion, la spectroscopie « shelving » est un bon moyen de mesurer la fréquence de la transition étroite  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ . Le facteur d'amplification  $\Gamma_b/\Gamma_r$  permet en effet de surmonter le problème du faible taux d'émission spontanée  $\Gamma_r$  que soulèverait l'approche pompe-sonde usuelle. Une fois la raie correctement référencée, le riche potentiel des pièges magnéto-optiques en raie étroite devient accessible ; en particulier, elle offre un gain important de densité dans l'espace des phases, sans requérir de techniques plus élaborées - refroidissement évaporatif par exemple. À terme, l'un des objectifs du groupe GQD est de produire une mer de Fermi de  $^{87}\text{Sr}$ . En disposant les atomes dans des réseaux, le système sera suffisamment isolé de l'environnement pour que les interactions entre particules puissent permettre d'étudier le magnétisme quantique.

## Remerciements

Je voudrais remercier chaleureusement Martin Robert-de-Saint-Vincent, Issam Manaï, Étienne Maréchal et Bruno Laburthe-Tolra, dont la pédagogie et la disponibilité ont été d'une grande aide tout au long de mon stage, tout comme durant la rédaction de ce rapport. Tous ont été suffisamment patients avec moi en salle d'expériences pour m'expliquer pas-à-pas les points clés de la physique des MOT, certaines techniques d'optique, le rôle des appareils d'électronique, la bonne gestion des caprices de l'interface instruments-ordinateur, et tant d'autres choses encore. Un grand merci aussi aux autres membres de l'équipe - Pierre Bataille, Nicolas Lecoeur, Kaci Kechadi, Lucas Gabardos, Steven Lepoutre, Paolo Pedri, Johnny Huckans, Laurent Vernac et Olivier Gorceix - pour leur accueil bienveillant et chaleureux.





# A

---

## Glossaire

On propose ici une description succincte de quelques outils d'optique évoqués dans le corps du rapport.

**AOM** Modulateur acousto-optique. Une onde radio-fréquence (RF) de puissance  $\simeq 1$  W, et de fréquence  $f \simeq 10^2$  MHz, est envoyée sur un piézoélectrique en contact avec un matériau transparent (un cristal de  $\text{TeO}_2$  par exemple). Une onde sonore se propage alors dans le matériau, modifiant localement l'indice optique du milieu, selon la période de l'onde RF. Le système peut alors être vu comme un réseau de Bragg, sur lequel la lumière incidente est diffractée. En particulier, les ordres  $\pm 1$  voient leur fréquence centrale déplacée de  $\pm f$ .

**EOM** Modulateur électro-optique. Grâce à l'effet Pockels, il permet de moduler la fréquence (en fait, la phase) du laser autour de sa fréquence centrale (contrairement aux modulations qu'offrent un AOM, nécessairement décalées).

**Cavité ultra-stable** Une diode laser, montée sur cavité externe, est un instrument compact et (relativement) peu coûteux permettant de générer des faisceaux de largeur spectrale quelques MHz environ (voire quelques centaines de kHz). L'intérêt d'une cavité ultra-stable est de constituer une référence de fréquence rétro-agissant sur le courant de la diode (grâce à la méthode de Pound-Drever-Hall, le temps de réponse est très court). La dispersion temporelle du laser est alors réduite, dans notre cas d'un facteur  $10^2$ . La cavité est notamment dotée de miroirs en verre à basse expansion thermique (ULE), pour lequel le coefficient de dilatation isobare s'annule à une température  $T_0$  (proche de  $27^\circ\text{C}$  sur la table rouge) maintenue par un dispositif d'asservissement. La longueur de la cavité (10 cm dans notre cas) varie donc très lentement au cours du temps (les dérives journalières sont de l'ordre de la dizaine de kHz). La cavité est aussi isolée mécaniquement de la table d'expérience, et placée dans une chambre à vide; en pratique, la finesse de la cavité est de 25 000.

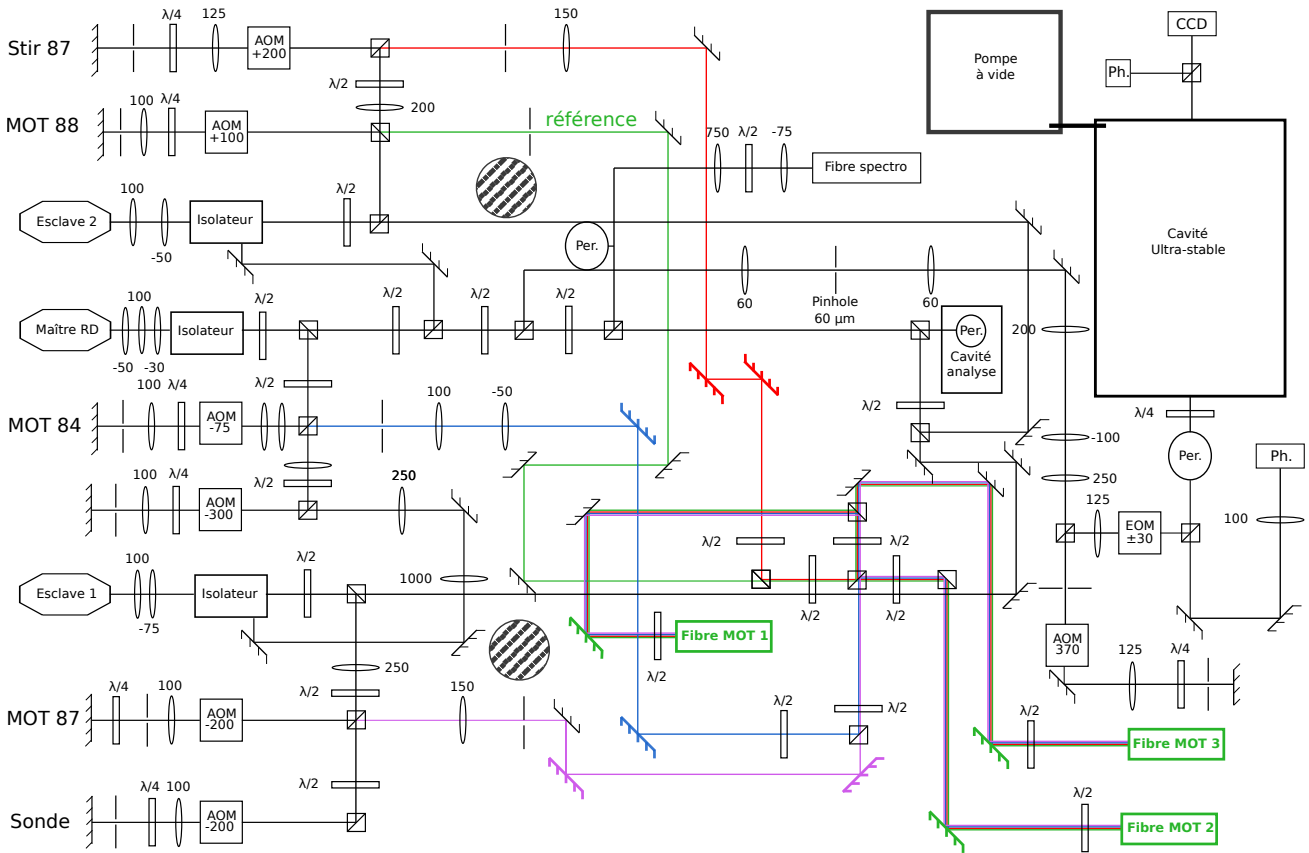
**Coin de cube** Trois miroirs à angle droit l'un de l'autre, permettant de rétro-réfléchir la lumière en très bonne approximation. L'incertitude sur la rétro-réflexion est typiquement de  $10^{-2}$  mrad. On parle aussi de catadioptr.

**Fonctionnement maître-esclave** Un laser *maître*, généralement fin spectralement mais peu puissant, est injecté dans une diode sans cavité externe, *l'esclave*. Si l'alignement de l'injection maître-esclave est bon, et si le courant de l'esclave est bien réglé, alors par émission stimulée l'un des nombreux modes de l'esclave peut s'aligner sur celui du maître (compétition de modes). Ce système permet d'atteindre des puissances relativement importantes (sur les chaînes bleue/rouge, typiquement  $\lesssim 10^2$  mW) à des coûts restreints par rapport à l'achat d'un seul système laser puissant, bien que demandant davantage de main d'œuvre. Par ailleurs, si le maître bénéficie d'un asservissement, alors l'esclave aussi.

## B

### Chaîne laser rouge

**FIGURE B.1:** Schéma la table optique sur laquelle sont préparés les faisceaux à 689 nm - l'échelle est à peu près respectée.



Il n'est pas question dans cette annexe de discuter l'ensemble des dispositifs représentés sur la Fig. B.1. On reconnaîtra cependant l'approche maître-esclave déjà évoquée, permettant de générer tous les faisceaux nécessaires, en particulier ceux utiles à la réalisation des pièges magnéto-optiques sur raie étroite, pour les trois espèces d'intérêt (bosoniques :  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ; fermionique :  $^{87}\text{Sr}$ ). Générer les faisceaux MOT rouges avec une séquence d'AOM est avantageux pour une expérience d'atomes froids : on peut s'en servir comme d'interrupteurs, répondant à la nanoseconde, mais on peut aussi les balayer pour élargir volontairement le spectre du laser (afin d'atteindre plusieurs états proches à quelques dizaines voire centaines de MHz, comme pour la structure hyperfine de  $^{87}\text{Sr}$ ).

---

## Bibliographie

- [1] Y. Castin, H. Wallis, and J. Dalibard, “Limit of Doppler cooling,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 6, no. 11, p. 2046, nov 1989.
- [2] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, “Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature,” *Physical Review Letters*, vol. 82, no. 6, pp. 1116–1119, feb 1999.
- [3] R. Santra, K. V. Christ, and C. H. Greene, “Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential,” *Physical Review A*, vol. 69, no. 4, p. 042510, apr 2004.
- [4] D. C. Harris and M. D. Bertolucci, *Symmetry and spectroscopy : an introduction to vibrational and electronic spectroscopy*. Oxford University Press, 1978.
- [5] D. R. D. R. Bates and B. Bederson, *Advances in atomic and molecular physics. Volume 14*. Academic Press, 1978.
- [6] E. U. Condon and G. Shortley, *The theory of atomic spectra*. Cambridge University Press, 1951.
- [7] E. D. Black, “An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization,” *American Journal of Physics*, vol. 69, no. 1, pp. 79–87, jan 2001.
- [8] I. Courty, “Première observation de la transition fortement interdite  $1S_0-3P_0$  du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés,” nov 2003.
- [9] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Processus d’interaction entre photons et atomes*. Edp Sciences, 1996.
- [10] S. Haroche, J.-C. Gay, G. Grynberg, and I. I. Rabi, *Atomic physics 11 : proceedings of the Eleventh International Conference on Atomic Physics, 4-8 July 1988, Paris, France*. World Scientific, 1989.
- [11] S. Haroche and F. Hartmann, “Theory of Saturated-Absorption Line Shapes,” *Physical Review A*, vol. 6, no. 4, pp. 1280–1300, oct 1972.
- [12] S. Stenholm and W. E. Lamb, “Semiclassical Theory of a High-Intensity Laser,” *Physical Review*, vol. 181, no. 2, pp. 618–635, may 1969.
- [13] C. J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, and G. Scoles, “Optical Ramsey fringes with traveling waves,” *Physical Review A*, vol. 30, no. 4, pp. 1836–1848, oct 1984.
- [14] C. J. Bordé and J. L. Hall, “Ultrahigh Resolution Saturated Absorption Spectroscopy,” in *Laser Spectroscopy*. Boston, MA : Springer US, 1974, pp. 125–142.
- [15] J. Dalibard, *Une brève histoire des atomes froids*. Cours du Collège de France, 2014.
- [16] S. Stellmer, F. Schreck, and T. C. Killian, “Degenerate quantum gases of strontium,” jul 2013.
- [17] T. H. Loftus, T. Ido, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, and J. Ye, “Narrow line cooling and momentum-space crystals,” *Physical Review A*, vol. 70, no. 6, p. 063413, dec 2004.
- [18] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, “Optical Dipole Traps for Neutral Atoms,” *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 42, pp. 95 – 170, 2000.