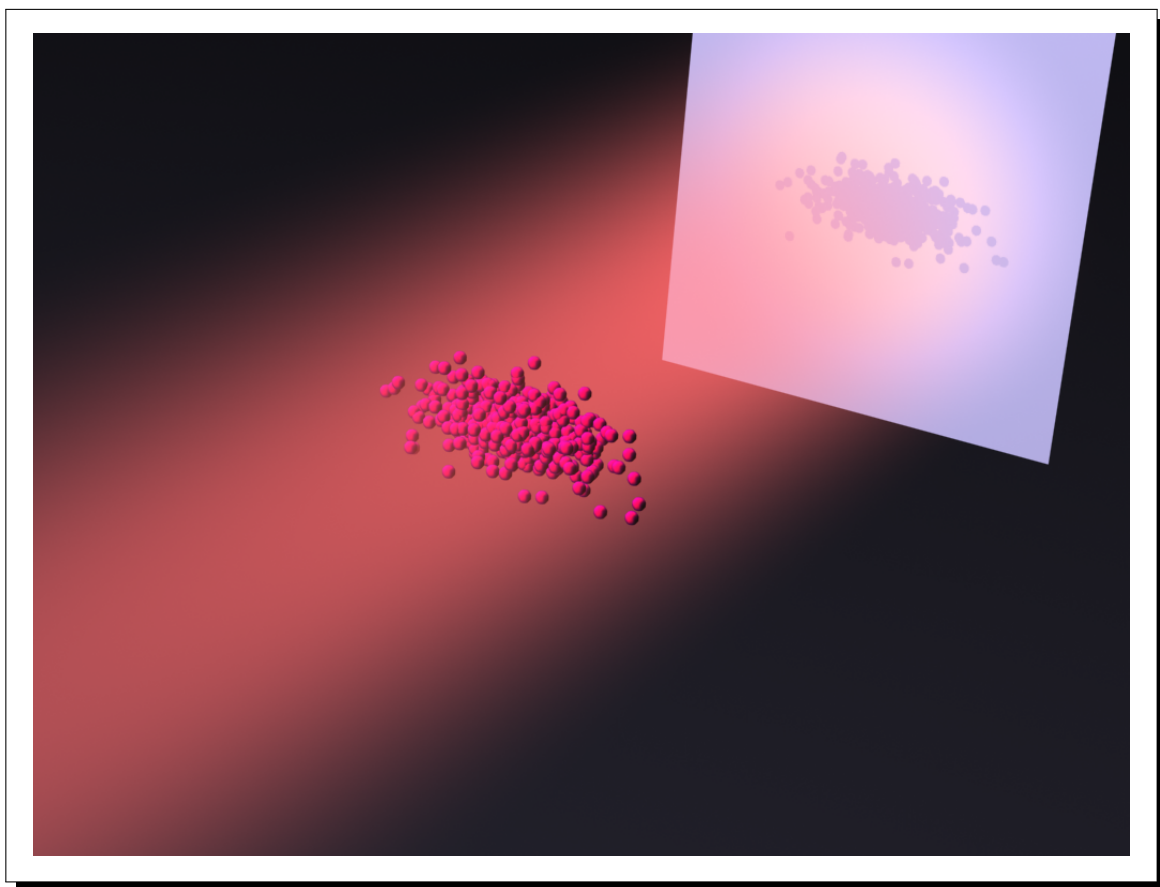


Première partie

Production, manipulation et caractérisation de nuages denses

Chapitre 1

Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation



Contents

1.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid	5
1.1.1 Système optique	5
1.1.2 Interaction atome-laser	7
1.1.3 Absorption et diffusion de la lumière au sein d'un nuage atomique	9
1.2 Fiabilité d'une prise d'image	10
1.2.1 Diffusion due à l'agitation thermique	10
1.2.2 Accélération due à la pression de radiation	11
1.2.3 Chauffage dû à l'émission spontanée	11
1.3 Techniques d'imagerie usuelles	12
1.3.1 Imagerie par fluorescence	12
1.3.2 Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation	14
1.4 Fiabilité d'une mesure sur un nuage très dense	17
1.4.1 Limites du protocole d'imagerie par fluorescence	17
1.4.2 Limites de l'imagerie par absorption faiblement saturante	20
1.4.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé	22
1.4.4 Absorption sur une transition ouverte	25
1.5 Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation	26
1.5.1 Position du problème	26
1.5.2 Intensité de saturation <i>effective</i> et section efficace <i>effective</i>	27
1.5.3 Réponse non-linéaire des atomes	28
1.5.4 Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction	30
1.5.5 Conclusion	33

Lorsque l'on manipule des atomes froids, il est primordial de pouvoir caractériser les ensembles atomiques mis en jeu. Les quantités physiques auxquelles nous voulons avoir accès sont le plus souvent :

- le nombre d'atomes,
- la distribution spatiale des atomes dans le nuage,
- la distribution de vitesse,
- la densité dans l'espace des phases à une particule.

Les techniques qui permettent d'acquérir ces informations sont quasi-exclusivement de nature optique, c'est-à-dire se basant sur des processus d'absorption, de diffusion, ou de déphasage d'une onde lumineuse

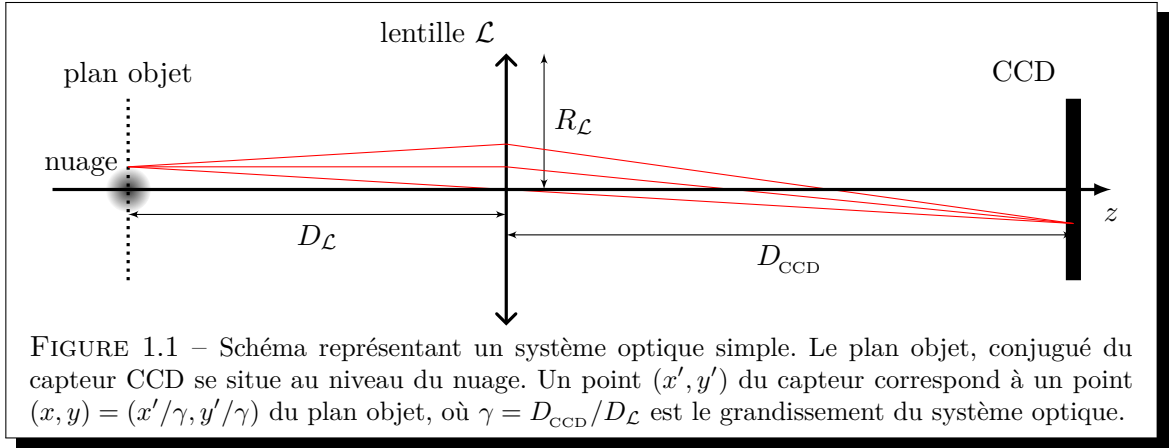
Dans ce chapitre, nous allons décrire les deux principales méthodes couramment utilisées pour produire des images d'ensembles atomiques ultra-froids : l'*imagerie par fluorescence* et l'*imagerie par absorption dans le régime de faible saturation*. Les limites de ces méthodes, quand il s'agit de produire des images de nuages denses, nous amèneront à nous pencher sur des techniques plus élaborées, mais plus complexes à mettre en œuvre. Enfin, nous présenterons le nouveau protocole d'imagerie que nous avons développé lors de ma deuxième année de thèse. Celui-ci permet de résoudre les structures de nuages atomiques denses et donne accès à des mesures quantitatives et précises.

1.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid

Dans cette section, nous allons décrire un dispositif optique minimal, qui nous permettra d'introduire les notions nécessaires à l'étude de l'imagerie d'un ensemble atomique. Nous porterons notre attention sur la nature numérisée de l'information obtenue lors d'une prise d'image. Les interactions atome-laser seront aussi décrites, puisque les équations qui en découlent permettent d'exploiter de manière quantitative les données contenues dans une image.

1.1.1 Système optique

Afin de concentrer notre attention sur le principe des méthodes d'imagerie, nous considérons le dispositif le plus simple possible en négligeant les imperfections des composants optiques¹. Nous supposons être dans le cadre de l'approximation de Gauss. L'axe optique sera pris comme étant l'axe z . La figure 1.1 représente un système optique simple permettant de produire l'image du nuage atomique sur un capteur CCD composé d'une matrice de pixels. Nous pouvons ainsi mesurer la répartition d'intensité lumineuse $I(x, y)$ provenant du plan objet².



Dans toute la suite, nous considérerons un nuage atomique dont la densité atomique sera notée $n(x, y, z)$. Ce nuage est situé au niveau du plan objet de système optique, et nous supposons que chaque point (x, y, z) du nuage possède un point image en (x', y') sur le capteur CCD. Ceci implique que le système n'est pas sensible à la position z des atomes, mais uniquement à leur position (x, y) , projetée sur le plan objet.

L'existence de cet axe privilégié d'observation, nous conduira par la suite à considérer la **densité colonne** $\rho_c(x, y)$ définie par :

$$\rho_c(x, y) \equiv \int n(x, y, z) dz. \quad (1.1)$$

Celle-ci correspond à la densité surfacique d'atomes si le nuage était projeté sur le plan (x, y) . Obtenir une image du nuage consistera à mesurer cette grandeur.

1. Nous négligerons donc les imperfections comme l'astigmatisme, les aberrations sphériques, etc.

2. CCD est l'acronyme anglais de *Charge-Coupled Device* qui signifie *détecteurs à couplage de charge*. Ce type de capteur fournit un signal électrique dont la tension est proportionnelle à l'énergie lumineuse collectée pendant le temps d'exposition τ . Connaissant ce temps, l'efficacité de détection et la surface représentée par un pixel dans le plan objet, nous pouvons déduire l'intensité lumineuse de la lumière qui a atteint chaque pixel.

Il est clair que la connaissance de la densité colonne $\rho_c(x, y)$ ne suffit pas à déterminer la densité atomique $n(x, y, z)$ du nuage. Cette ambiguïté de la mesure peut être levée en supposant que le nuage possède certaines symétries.

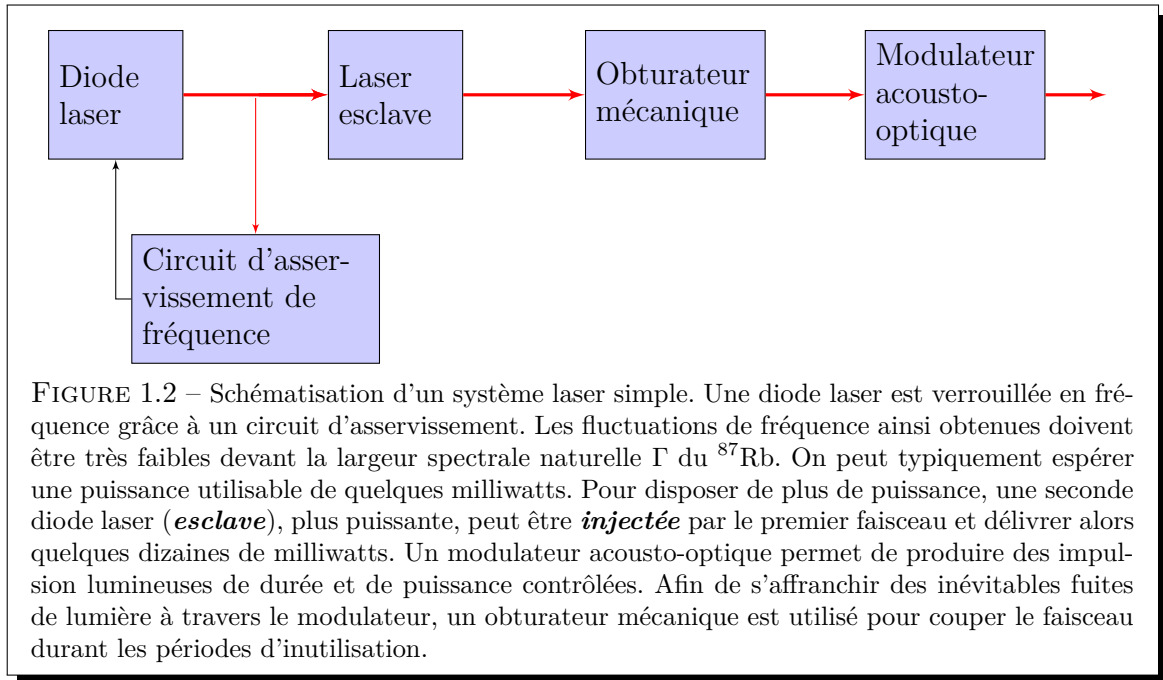
Échantillonnage spatial

Le nombre fini de pixels sur le capteur fixe une limite quant à la précision spatiale du signal fourni par le CCD. C'est ce qu'on appelle l'**échantillonnage spatial** (aussi désigné par le terme **pixelisation**). Pour les capteurs CCD usuels, la taille d'un pixel est typiquement de l'ordre de $L_{\text{pix}} = 5 \mu\text{m}$ ³. Cette limitation est à prendre en compte quand on désire faire des images d'ensembles atomiques dont l'extension spatiale est très faible (typiquement inférieure à $100 \mu\text{m}$). Le système optique devra alors être conçu de manière à fournir une image agrandie du nuage sur le capteur.

Dans la suite, nous négligerons cet aspect. Par ailleurs, le signal fourni par la matrice du capteur sera noté $\mathcal{S}(x, y)$, où (x, y) correspondra aux coordonnées **dans le plan objet du nuage atomique**.

Système laser

Sauf mention contraire, le système laser que nous considérerons dans la suite est schématisé sur la figure 1.2. Nous pouvons produire des impulsions lumineuses dont la durée τ , et la puissance P_L sont contrôlées précisément. Les impulsions les plus courtes que nous utilisons avec notre système ont une durée $\tau = 250 \text{ ns}$.



3. Le capteur CCD utilisé sur notre dispositif expérimental est un modèle **Basler A102 f** monochrome. La dimension des pixels est de $6,45 \mu\text{m} \times 6,45 \mu\text{m}$.

Utilisation du capteur CCD comme puissance-mètre

Mentionnons un dernier point quant à l'interprétation du signal fourni par le capteur CCD. Dans les conditions de fonctionnement normal, chaque pixel fournit un signal \mathcal{S} proportionnel à l'énergie lumineuse E_{pix} accumulée pendant le temps d'exposition τ . Or, nous verrons dans la suite que l'information que nous exploitons en pratique est **la répartition d'intensité** $I(x, y)$ dans le plan objet du système optique (là où se trouve le nuage). Le capteur CCD peut tout à fait fournir cette information si l'on connaît les paramètres suivants :

- la sensibilité du capteur,
- le grandissement γ du système optique qui détermine la surface que représente un pixel dans le plan objet,
- la durée τ d'exposition qui détermine la puissance lumineuse reçue,
- les pertes et atténuations η sur le trajet du faisceau dans le système optique, entre le plan objet et le capteur.

Nous désignerons par $I'(x', y')$ la répartition d'intensité mesurée sur le capteur. L'intensité $I(x, y)$ dans le plan objet se déduit alors par l'expression :

$$I(x, y) = \eta \gamma^2 I'(\gamma x, \gamma y) \quad (1.2)$$

Dans toute la suite de ce chapitre, les signaux provenant du capteur CCD seront systématiquement interprétés **en terme d'intensité** $I(x, y)$ **dans le plan objet**.

Cependant, afin de souligner le caractère expérimental de cette grandeur mesurée par le capteur CCD, nous utiliserons la notation $I_{\text{CCD}}(x, y)$ pour désigner l'intensité $I(x, y)$ observée dans le plan objet où se situe le nuage atomique.

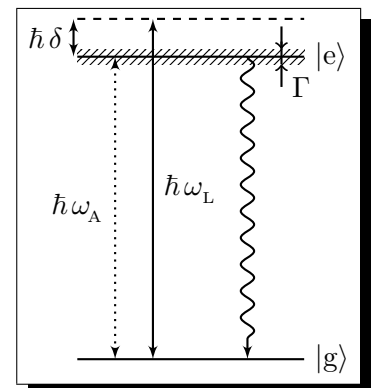
1.1.2 Interaction atome-laser

Afin d'interpréter les données acquises par des méthodes optiques, il est primordial de connaître les processus d'interaction entre les atomes et le champ électromagnétique. La description détaillée de ces processus sort du cadre de ce manuscrit. Cependant, nous allons rappeler quelques notions élémentaires dans le cas simple d'un atome à deux niveaux en interaction avec une onde lumineuse monochromatique cohérente. Le cas, expérimentalement pertinent, d'un atome ayant une structure énergétique complexe est abordé dans la [section 1.5](#).

Modélisation par atome à deux niveaux d'énergie

Nous examinons ainsi l'interaction entre les atomes du nuage et la lumière monochromatique d'un laser de pulsation ω_L . Nous considérons le cas simple d'un **atome à deux niveaux d'énergie** : l'état **fondamental** par $|g\rangle$ et l'état **excité** $|e\rangle$. L'énergie E_{ge} qui sépare ces deux niveaux correspond à une pulsation de résonance $\omega_A = E_{\text{ge}}/\hbar$. Cette transition possède une largeur spectrale naturelle Γ liée à la durée de vie τ_s du niveau excité. Le désaccord entre la pulsation laser ω_L et la pulsation ω_A de résonance sera noté δ

$$\delta \equiv \omega_L - \omega_A .$$



Remarque : Élargissement inhomogène

Nous négligerons dans toute la suite les sources d'élargissement inhomogène, c'est-à-dire que nous considérerons que les atomes du nuage réagissent tous de la même manière vis à vis de la lumière. La pulsation de résonance ω_A est ainsi la même pour tous les atomes. Ceci suppose en particulier que :

- la température du nuage soit faible devant la température Doppler afin de s'affranchir de l'effet Doppler. Pour le ^{87}Rb , $T_{\text{Dop}} \approx 146 \mu\text{K}$.
- il n'y ait pas de gradient de champ magnétique notable sur l'extension spatiale du nuage.

De manière plus générale, tout type de confinement (magnétique, dipolaire, etc) déplaçant les niveaux énergétiques des atomes, devra être coupé lors de la prise d'images. Ceci signifie que le nuage est alors en expansion balistique.

Équations de Bloch optiques

Rappelons simplement que, dans le cas considéré ici d'une onde lumineuse cohérente agissant sur un système à deux niveaux, il est possible de décrire l'évolution des populations et des cohérences atomiques grâce aux *équations de Bloch optiques*⁴. Celles-ci s'obtiennent en effectuant plusieurs approximations que nous rappelons ici :

- l'approximation du *champ tournant*⁵,
- l'approximation de *mémoire courte*⁶,
- il faut aussi supposer que toutes les fréquences typiques de couplage entre atome et champ sont négligeables devant la fréquence optique⁷.

Dans toute la suite, nous considérerons **le régime stationnaire**⁸ atteint par un atome soumis à une onde laser d'intensité I , désaccordée de δ . Dans ce cas, la population P_e de l'état excité est donnée par :

$$P_e = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s}, \quad (1.3)$$

où s est le **paramètre de saturation** de la transition. Il est proportionnel à l'intensité laser I , et dépend du désaccord δ suivant une loi lorentzienne :

$$s \equiv \frac{I}{I_0^{\text{sat}}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (1.4)$$

4. Nous supposons dans toute la suite que la distance moyenne entre atomes est supérieure à la longueur d'onde du laser, sans quoi des effets *collectifs* peuvent intervenir et le formalisme des équations de Bloch optiques ne serait plus adapté.

5. Cette approximation consiste à négliger les grandeurs oscillant à des fréquences très élevées (le double de la fréquence optique) et dont les valeurs moyennes sont nulles.

6. Celle-ci consiste à considérer que les modes vides du rayonnement électromagnétique constituent un “*réservoir*” dont les fluctuations sont extrêmement rapides. Ceci assure en particulier que l'émission spontanée est un phénomène irréversible.

7. Ceci revient à supposer que la pulsation de Rabi, le taux d'émission spontanée Γ du niveau excité, et le désaccord δ sont négligeables devant ω_L . Cette approximation est en générale très bien vérifiée dans le domaine optique.

8. Les équations de Bloch optiques montrent que la constante de temps typique d'établissement du régime stationnaire est $\frac{1}{\Gamma} \approx 26 \text{ ns}$ dans le cas du ^{87}Rb . Avec les impulsions lumineuses que nous utilisons en pratique (d'une extension temporelle allant typiquement de $0,5 \mu\text{s}$ à $100 \mu\text{s}$), le régime stationnaire représente l'essentiel de la dynamique d'interaction.

I_0^{sat} désigne **l'intensité de saturation à résonance**, qui correspond à la valeur de l'intensité du laser à résonance, pour avoir $P_e = P_e^{\text{max}}/2 = \frac{1}{4}$. Elle s'exprime simplement en fonction du taux d'émission spontanée dans le cas d'un atome à deux niveaux :

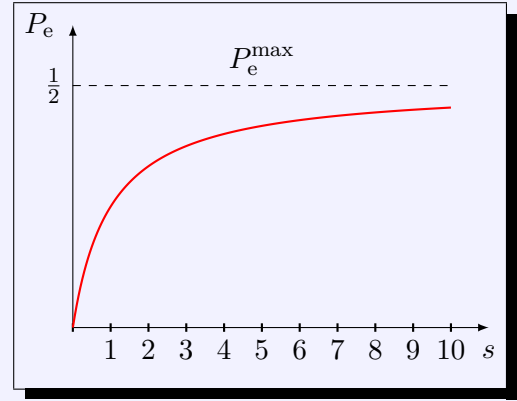
$$I_0^{\text{sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}. \quad (1.5)$$

Remarque : Effet de saturation

Notons que la population dans l'état excité est une **fonction non-linéaire de l'intensité I** (voir la figure ci-contre) :

$$P_e \xrightarrow{I \rightarrow \infty} P_e^{\text{max}} = \frac{1}{2}$$

Cet effet de saturation est de nature purement quantique. Il est lié au fait qu'un atome peut émettre un photon de manière stimulée depuis son état excité $|e\rangle$, et ce avec la même probabilité qu'il a d'en absorber un depuis son état fondamental $|g\rangle$.



Dans la suite de ce chapitre, et sauf mention contraire, nous considérerons implicitement une onde laser ayant un désaccord nul : $\delta = 0$. Nous préciserons les raisons de ce choix dans la [sous-section 1.4.3](#).

1.1.3 Absorption et diffusion de la lumière au sein d'un nuage atomique

Nous allons maintenant considérer un ensemble atomique de densité atomique $n(x, y, z)$ soumis à une onde laser dont la répartition d'intensité est $I(x, y, z)$. Nous allons exprimer la puissance lumineuse absorbée et diffusée au sein du nuage. Les relations qui seront obtenues dans cette sous-section seront utilisées dans la suite de ce chapitre.

Remarque

Le paramètre s est proportionnel à l'intensité laser $I(x, y, z)$ et dépend donc des coordonnées (x, y, z) . Cependant, pour alléger les expressions, nous conserverons la notation s pour exprimer $s(x, y, z)$.

Chaque atome absorbe et diffuse⁹, un nombre moyen ΓP_e de photons par unité de temps. En chaque point (x, y, z) du nuage (dont la densité atomique est $n(x, y, z)$), la puissance $d\mathcal{P}_{\text{dif}}$ absorbée et diffusée dans un volume élémentaire $dx dy dz$ est donc donnée par :

$$\begin{aligned} d\mathcal{P}_{\text{dif}} &= \hbar \omega_A \Gamma P_e n dx dy dz \\ &= \hbar \omega_A \Gamma \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} n(x, y, z) dx dy dz, \end{aligned} \quad (1.6)$$

Notons que l'expression 1.6 ne fait intervenir aucune hypothèse sur la répartition spatiale de l'intensité laser $I(x, y, z)$ au sein du nuage. Cette expression est par exemple valable, que ce soit pour une onde progressive traversant le nuage, ou encore pour une onde stationnaire produite par un ensemble de faisceaux lasers.

9. En régime stationnaire, la population de l'état excité est constante, ce qui traduit le fait qu'il y a en moyenne autant de photons absorbés que de photons diffusés.

1.2 Fiabilité d'une prise d'image

Les protocoles de mesures décrits dans la section suivante correspondent le plus souvent à des mesures destructives, c'est-à-dire modifiant les propriétés du nuage dont l'image est faite. En effet, l'absorption et la diffusion de photons, fait évoluer les propriétés du nuage atomique (taille, température, ...). Pour cette raison, il est souvent impossible de pratiquer deux mesures successives sur un même nuage.

Remarque

Dans la suite (notamment dans la [section 1.5](#)), quand nous proposerons de faire plusieurs fois l'image d'un même nuage, il faudra garder à l'esprit que chaque mesure est en fait effectuée sur un nuage atomique *différent*, mais préparé rigoureusement dans les *mêmes conditions expérimentales*. Une bonne *reproductibilité de l'expérience* est alors une condition *sine qua non*, afin d'assurer la production répétée de nuages identiques.

Il est de plus primordial que les propriétés du nuage atomique ne changent pas de manière significative *pendant* la prise d'une image, sans quoi l'image n'est plus exploitable. Sur ce point, nous nous proposons dans cette section de discuter la fiabilité d'une prise d'image, dans le cas simple d'une impulsion laser de durée τ éclairant un nuage. Nous supposons pour simplifier que le paramètre de saturation s est le même pour chaque atome du nuage.

1.2.1 Diffusion due à l'agitation thermique

Avant de considérer l'effet de la lumière sur les degrés de liberté externes des atomes, rappelons que, dans la plupart des cas rencontrés, le confinement du nuage est coupé au moment de la prise d'image. L'*expansion balistique* du nuage pendant la prise d'image doit être considérée. En effet, si on considère un nuage à l'équilibre thermodynamique défini par la température T , la vitesse quadratique moyenne des atomes au sein du nuage est $\Delta v = \sqrt{k_B T/m}$. Chaque atome se déplace en moyenne¹⁰ de $d = \tau \Delta v$ pendant la durée τ de l'impulsion. La distance d est donc une borne supérieure quant à la résolution spatiale que l'on peut espérer lors de la prise d'image.

Application numérique

Considérons un nuage dont la température d'équilibre thermodynamique est $T = 100 \mu\text{K}$. Calculons la durée maximale τ qui soit compatible avec une diffusion des positions atomiques inférieure à $d = 10 \mu\text{m}$ (ceci correspond à la taille typique L_{pix} représenté par un pixel du capteur CCD dans le plan objet) :

$$\tau \leq d \sqrt{\frac{m}{k_B T}} \approx 100 \mu\text{s}. \quad (1.7)$$

Si cette condition est vérifiée, chaque atome contribue, en moyenne, au plus à un pixel sur le capteur CCD.

10. Ce raisonnement suppose l'absence d'interactions inter-atomiques pendant la durée τ de l'impulsion lumineuse. Cependant, $d = \tau \Delta v$ reste une borne supérieure pour la distance moyenne parcourue par un atome.

1.2.2 Accélération due à la pression de radiation

Le premier effet du laser sur la position et la vitesse des atomes est la pression de radiation. Celle-ci pousse les atomes dans le sens de propagation de l'onde laser. D'après l'expression 1.6, chaque atome absorbe (puis diffuse dans une direction aléatoire) en moyenne un nombre $\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$ de photons par unité de temps. Ceci correspond à une accélération moyenne a , une vitesse moyenne v_τ et un déplacement spatial moyen d_τ à la fin de l'impulsion de durée τ :

$$a = v_{\text{rec}} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}, \quad v_\tau = \tau v_{\text{rec}} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}, \quad d_\tau = \tau^2 v_{\text{rec}} \frac{\Gamma}{4} \frac{s}{1+s},$$

où $v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} = \frac{\hbar \omega_A}{m c}$ est la vitesse de recul de l'atome (≈ 6 mm/s pour le ^{87}Rb).

De manière à produire une image exploitable, il est préférable de ne pas trop accélérer les atomes pendant la prise d'image, sans quoi l'effet Doppler modifie le désaccord apparent du laser : $\delta \rightarrow \delta + k v_\tau$.

Application numérique

Quelle condition doit-on remplir pour avoir un déplacement par effet Doppler négligeable devant la largeur naturelle Γ de la transition ? Nous pouvons écrire :

$$v_\tau \frac{2\pi}{\lambda} \ll \Gamma,$$

où λ est la longueur d'onde du laser. Nous obtenons donc la condition sur la durée τ de l'impulsion lumineuse et le paramètre de saturation s :

$$\tau \frac{s}{1+s} \ll \frac{\lambda}{\pi v_{\text{rec}}} \approx 40 \mu\text{s}.$$

On pourra donc s'autoriser des impulsions lumineuses très intenses ($s \gtrsim 1$) dont la durée est de l'ordre de la microseconde. Pour une impulsion dont l'intensité est faible ($s \ll 1$), la durée τ peut être plus grande (quelques dizaines de microsecondes pour une intensité $I = I_0^{\text{sat}}/10$).

1.2.3 Chauffage dû à l'émission spontanée

Le deuxième effet est lié aux ré-émissions des photons dans des directions aléatoires et tend à faire diffuser les vecteurs vitesses de chaque atome. Ceci se traduit par un échauffement du nuage. En reprenant les notations précédemment utilisées, nous exprimons le taux de chauffage du nuage pendant l'impulsion lumineuse :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Gamma}{2} \frac{m v_{\text{rec}}^2}{k_B} \frac{s}{1+s}.$$

Application numérique

Dans le cas du rubidium, l'échauffement peut s'exprimer numériquement, en fonction du paramètre de saturation s :

$$\frac{dT}{dt} \approx \frac{s}{1+s} \times 7 \mu\text{K}/\mu\text{s}.$$

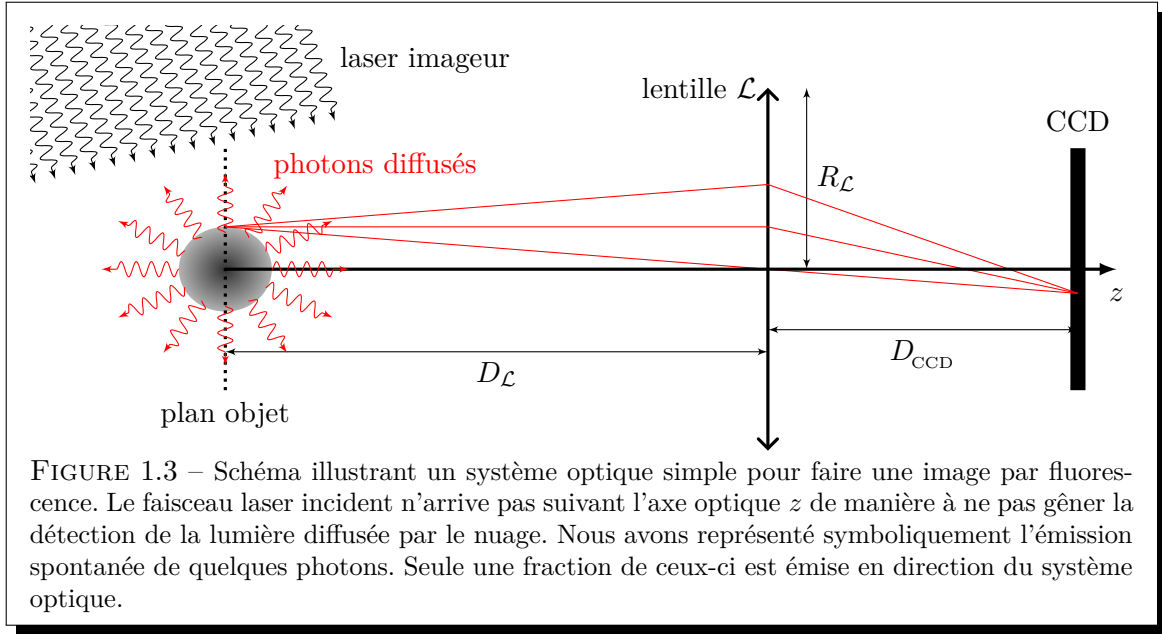
Cet échauffement n'est pas problématique tant qu'il n'affecte pas significativement la distribution des atomes durant la prise d'image (voir la sous-section 1.2.1).

1.3 Techniques d'imagerie usuelles

Différentes techniques peuvent être utilisées afin d'obtenir une image représentative de la densité atomique du nuage. Dans cette section, nous présentons les deux principales méthodes couramment utilisées, puis nous soulignerons les limites de celles-ci quand il s'agit de produire des images de nuages très denses.

1.3.1 Imagerie par fluorescence

La technique qui semble la plus simple à mettre en œuvre consiste simplement à “éclairer” le nuage atomique et à recueillir la lumière diffusée par celui-ci à travers le système optique. On parle d'*imagerie par fluorescence*. Comme le montre la figure 1.3, le faisceau laser incident n'arrive pas suivant l'axe optique z de manière à ne pas gêner la détection de la lumière diffusée par le nuage.



L'émission spontanée de photons est isotrope et seule une fraction de la lumière diffusée est recueillie par le système optique. Si R_L est le rayon de la lentille et D_L la distance nuage-lentille, celle-ci est “vue” par le nuage sous un angle solide :

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{D_L}{\sqrt{R_L^2 + D_L^2}} \right).$$

En supposant que tous les photons qui atteignent la lentille sont envoyés vers le capteur CCD, celui-ci mesure une fraction $\Omega/4\pi$ de la lumière diffusée par le nuage. Le signal mesuré par le capteur CCD est donc :

$$I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \int \mathcal{P}_{\text{dif}}(x, y, z) dz, \quad (1.8)$$

où $I_{\text{bkg}}(x, y)$ désigne l'intensité de la lumière de fond¹¹ qui est mesurée par le capteur CCD

11. Cette lumière de fond provient de diverses sources, comme la lumière ambiante dans l'environnement du laboratoire, et qui atteint le capteur. La notation I_{bkg} se justifie par le terme conventionnel anglais, *background*, pour désigner la *lumière de fond*.

même en l'absence du nuage et \mathcal{P}_{dif} est la puissance lumineuse diffusée par le nuage (voir la sous-section 1.1.3). Notons que l'intégrale qui intervient dans l'expression 1.8 traduit le fait que chaque point (x, y, z) du nuage possède une image en (x, y) sur le capteur CCD.

Signaux mesurés par le capteur CCD

D'après l'expression 1.6 de la puissance diffusée au sein du nuage atomique on peut écrire :

$$I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\hbar \omega_A \Gamma}{2} \int \frac{s}{1+s} n(x, y, z) dz. \quad (1.9)$$

Cette relation fait intervenir l'intensité lumineuse locale $I(x, y, z)$ à travers le paramètre de saturation s . Or en pratique, cette intensité n'est pas uniforme dans l'espace pour deux raisons :

- le profil transverse d'intensité du laser n'est jamais totalement uniforme,
- l'intensité du laser diminue au cours de sa propagation à travers le nuage.

Il est donc difficile, à partir du signal $I_{\text{CCD}}(x, y)$, d'extraire une information quantitative sur la densité atomique $n(x, y, z)$.

En pratique, la technique usuelle d'imagerie par fluorescence consiste à considérer que le nuage entier est soumis à la même intensité lumineuse. On peut alors écrire la relation :

$$I_{\text{CCD}}(x, y) \approx I_{\text{bkg}}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\hbar \omega_A \Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0} \rho_c(x, y), \quad (1.10)$$

où s_0 est un paramètre de saturation “global” qu'il faut estimer en tenant compte du désaccord et de l'intensité lumineuse moyenne au niveau du nuage atomique. Le second membre de l'expression 1.10 possède un terme proportionnel à la densité colonne $\rho_c(x, y)$.

La figure 1.4 représente une image d'un nuage dans le piège magnéto-optique décrit au chapitre ??.

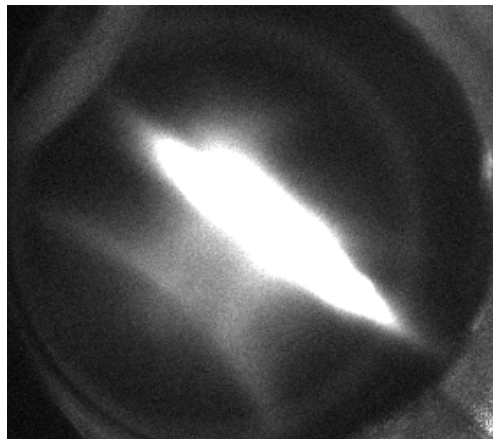


FIGURE 1.4 – Imagerie par fluorescence prise lors du chargement du piège magnéto-optique décrit dans le chapitre ??. Typiquement 10^9 atomes sont éclairés par les 6 faisceaux lasers du piège magnéto-optique dont le désaccord est $\delta \approx -3\Gamma$.

Pour estimer le paramètre de saturation s_0 qui correspond à la figure 1.4, nous tenons compte des paramètres suivants :

- 6 faisceaux lasers interviennent,
- leur intensité est d'environ $I \approx 2 I_0^{\text{sat}}$,
- le désaccord des faisceaux est $\delta \approx -3 \Gamma$,
- nous négligeons l'inhomogénéité du champ magnétique.

D'après l'expression 1.4, nous déduisons $s_0 \approx 0,3$.

Protocole de mesure pour l'imagerie par fluorescence

L'expression 1.10 contient donc un signal de fond $I_{\text{bkg}}(x, y)$, et un signal utile, proportionnel à la densité colonne. En pratique, on s'affranchit du premier terme en capturant non pas une, mais deux images sur le capteur CCD.

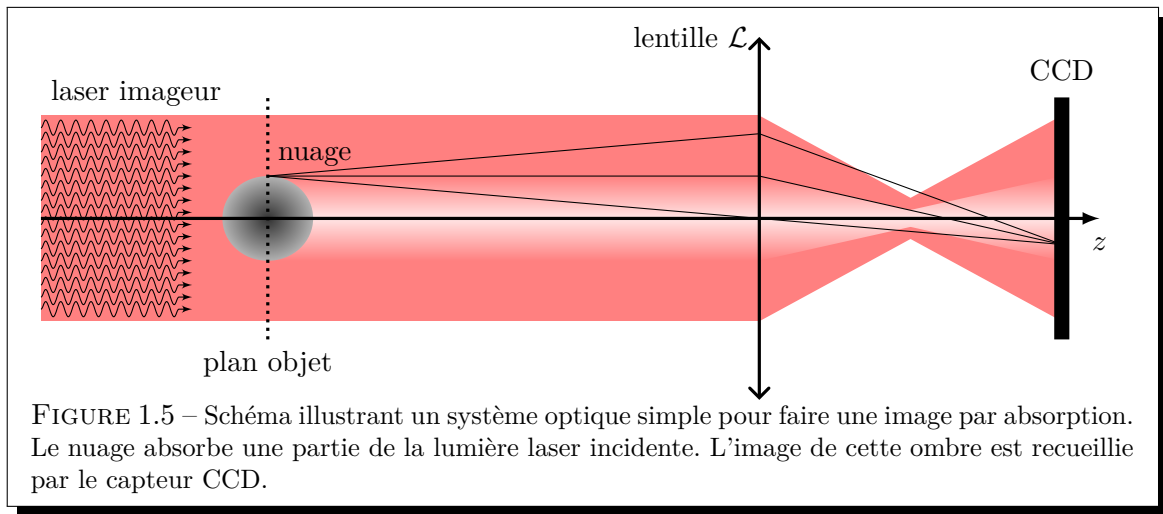
- la première est une image du nuage atomique, en présence de la lumière laser excitatrice ; le signal recueilli correspond à l'expression 1.9
- la deuxième est une image prise dans les mêmes conditions, **mais en l'absence du nuage** ; le signal mesuré est alors composé uniquement du terme $I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y)$.

Une simple soustraction des deux images permet d'obtenir un signal utile donnant la densité colonne

$$\rho_c(x, y) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2}{\hbar \omega_A \Gamma} \left(I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{avec nuage}} - I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{sans nuage}} \right).$$

1.3.2 Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation

L'autre méthode usuelle est l'**imagerie par absorption**. Celle-ci consiste à éclairer le nuage atomique avec une onde laser progressive et à faire l'image de son ombre (voir la figure 1.5).



Tout au long de sa propagation à travers le nuage, le faisceau laser est absorbé, et diffusé. Nous considérerons un faisceau laser se propageant selon la direction z . L'expression 1.6 permet

de déterminer la variation élémentaire dI d'intensité du laser lors de la propagation dans le nuage sur une longueur dz :

$$\begin{aligned} dI(x, y, z) &= \frac{d\mathcal{P}_{\text{dif}}}{dx dy} \\ &= \hbar \omega_A \Gamma \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} n(x, y, z) dz. \end{aligned} \quad (1.11)$$

En faisant apparaître explicitement la dépendance en intensité dans le paramètre de saturation (expression 1.4), nous obtenons une équation différentielle non-linéaire du premier ordre vérifiée par $I(x, y, z)$ au cours de la traversée du nuage :

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = -\frac{\hbar \omega_A \Gamma}{2} \frac{I(x, y, z)}{I_0^{\text{sat}}} \frac{1}{1 + \frac{I(x, y, z)}{I_0^{\text{sat}}} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} n(x, y, z). \quad (1.12)$$

Absorption dans le régime de saturation faible

La technique usuelle d'imagerie par absorption consiste à utiliser un faisceau laser résonant ($\delta = 0$), et dont l'intensité est faible devant l'intensité de saturation. On parlera alors d'***imagerie par absorption dans le régime de saturation faible***. Dans cette limite, on peut considérer que les atomes ont une réponse linéaire à l'intensité laser. L'expression 1.11, avec $s \ll 1$ permet ainsi d'obtenir l'équation différentielle linéaire du premier ordre :

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = -\sigma_0 I(x, y, z) n(x, y, z), \quad (1.13)$$

où $\sigma_0 = \frac{\hbar \omega_A \Gamma}{2 I_0^{\text{sat}}}$ est la section efficace **à résonance** de la transition excitée par le laser. Pour un système à deux niveaux, et d'après l'expression 1.5, elle s'exprime très simplement en fonction de la longueur d'onde λ du laser :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}.$$

L'équation différentielle 1.13 est remarquablement simple et se résout exactement :

Si nous désignons par $I_{\text{in}}(x, y)$ l'intensité du laser lorsque celui-ci atteint le nuage, nous pouvons exprimer l'intensité $I_{\text{out}}(x, y)$ du laser après la traversée du nuage par la relation :

$$I_{\text{out}}(x, y) = I_{\text{in}}(x, y) e^{-\sigma_0 \rho_c(x, y)}, \quad (1.14)$$

qui n'est rien d'autre que la loi de Beer-Lambert, c'est-à-dire la loi régissant l'absorption dans un milieu ayant une réponse **linéaire** à l'intensité. La quantité sans dimension $\sigma_0 \rho_c(x, y)$ est appelée **profondeur optique** et pourra être notée $po(x, y)$.

Pour la suite de ce chapitre, il sera utile de différencier les deux quantités physiques suivantes :

- la **profondeur optique** :

$$po(x, y) \equiv \sigma_0 \rho_c(x, y), \quad (1.15)$$

qui est une **caractéristique propre** du nuage atomique, et dont la valeur est par définition indépendante de la méthode employée pour la mesure,

- et la **densité optique** que nous définissons par :

$$OD(x, y) \equiv \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right), \quad (1.16)$$

et qui décrit l'**atténuation relative de la lumière** laser traversant le nuage.

Dans le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante ces deux grandeurs sont égales : $po = OD$. Dans les [section 1.4](#) et [1.5](#) nous serons amenés à considérer le fait que po et OD ne sont pas égales en général. La densité optique dépend, entre autres choses, de l'intensité et du désaccord du laser imageur.

Protocole de mesure

En pratique, comme dans le cas de l'imagerie par fluorescence, le capteur CCD mesure une lumière de fond $I_{\text{bkg}}(x, y)$. Le protocole d'extraction de la densité colonne $\rho_c(x, y)$ consiste à capturer trois images :

- la première est une image du nuage atomique, en présence de la lumière laser excitatrice ; le signal recueilli correspond à $I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + I_{\text{out}}(x, y)$.
- la deuxième est une image prise dans les mêmes conditions, **mais en l'absence du nuage** ; le signal mesuré est alors $I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + I_{\text{in}}(x, y)$ puisque le laser n'est pas absorbé.
- la troisième est une image prise dans les mêmes conditions, **mais en l'absence du nuage et du laser imageur** ; le signal mesuré est alors composé uniquement du terme $I_{\text{bkg}}(x, y)$.

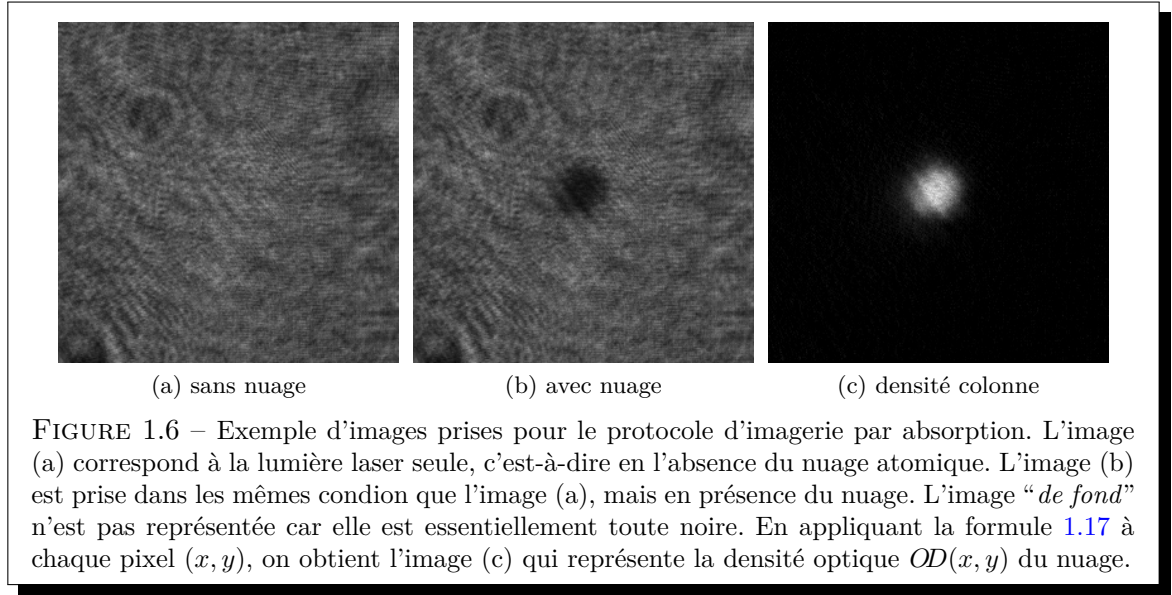
Une opération mathématique effectuée pour chaque pixel (x, y) du capteur CCD permet alors de calculer la densité colonne :

$$\begin{aligned} \sigma_0 \rho_c(x, y) &= \ln \left(\frac{I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{sans nuage}} - I_{\text{bkg}}(x, y)}{I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{avec nuage}} - I_{\text{bkg}}(x, y)} \right) \\ &= \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right) \equiv OD(x, y) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Ce protocole d'imagerie par absorption dans le régime de **saturation faible** possède une qualité majeure : la sensibilité du capteur CCD, ainsi que les caractéristiques de la transition (I_0^{sat} , σ_0) n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives¹² de densité optique. En effet, seul le rapport des deux intensités I_{in} et I_{out} intervient.

12. Attention cependant : en ce qui concerne la profondeur optique, nous montrerons dans la suite que l'interprétation d'images par absorption peut être erronée si la section efficace **effective** (voir la [section 1.5](#)) n'est pas précisément mesurée.

La figure 1.6 représente un exemple d'images prises pour le protocole d'imagerie par absorption.



1.4 Fiabilité d'une mesure sur un nuage très dense

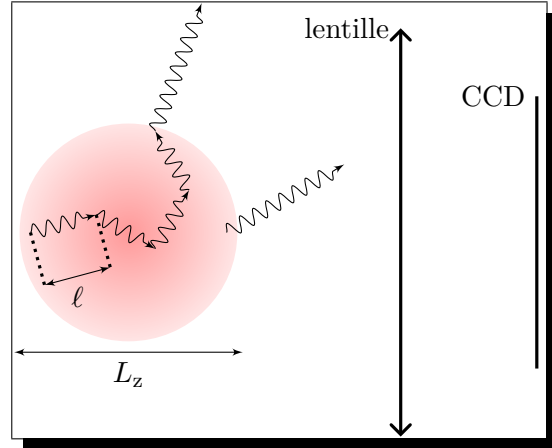
Les deux techniques précédemment décrites dans la [section 1.3](#) sont assez simples à mettre en œuvre et sont largement utilisées. Cependant, nous allons voir, dans cette section, que le traitement de nuages très denses rend ces techniques peu adaptées [1, 2]. Nous allons ici souligner les limites de ces protocoles.

1.4.1 Limites du protocole d'imagerie par fluorescence

Lors de l'étude théorique du protocole d'imagerie par fluorescence ([sous-section 1.3.1](#)), nous avons implicitement fait une hypothèse simplificatrice importante. Celle-ci consiste à considérer que tous les photons émis spontanément au sein du nuage peuvent atteindre le capteur CCD avec la même probabilité. En réalité, il se peut qu'un photon diffusé par un atome soit immédiatement ré-absorbé dans le nuage par un autre atome.

En quoi ce phénomène est-il gênant ?

Si les photons émis au sein du nuage ont une probabilité non-négligeable d'y être ré-absorbés, alors le système optique (lentille + capteur CCD) ne “*percevoir*” pas de la même manière tous les atomes, selon leurs positions dans le nuage. L'illustration ci-contre représente les trajets de deux photons émis par deux atomes, pris arbitrairement de part et d'autre du nuage. L'un des deux photons (celui de gauche) aurait dû être collecté par le système optique, mais ne le sera pas à cause des ré-absorptions successives. Ceci revient à dire que le système optique ne peut observer que la surface apparente du nuage.



Pour dégager un critère de fiabilité, il faut considérer le *libre parcours moyen* ℓ d'un photon dans le nuage. Dans un nuage de densité atomique typique \bar{n} , le libre parcours moyen ℓ est défini par :

$$\ell \sigma_s \bar{n} \equiv 1, \quad (1.18)$$

où σ_s est la section efficace de la transition en tenant compte de la saturation :

$$\sigma_s \equiv \sigma_0 \frac{1}{1 + s}. \quad (1.19)$$

On peut dégager deux comportements limites en fonction de la taille caractéristique L_z du nuage suivant l'axe optique :

- si $\ell \gg L_z$, alors un photon aura peu de chance d'être ré-absorbé dans le nuage,
- en revanche, si $\ell \ll L_z$, chaque photon diffusé sera très probablement ré-absorbé, puis ré-émis, puis ré-absorbé,... un grand nombre de fois avant de quitter le nuage.

En considérant que la densité colonne ρ_c du nuage est de l'ordre de $\bar{n} L_z$, et d'après les expressions 1.19 et 1.18, nous pouvons dégager un critère sur la profondeur optique du nuage. Ainsi, les processus de ré-absorption peuvent être négligés si

$$\sigma_0 \rho_c \ll 1 + s. \quad (1.20)$$

Application numérique

Estimons l'intensité nécessaire pour obtenir une image exploitable dans deux cas usuels :

- dans le piège magnéto-optique décrit dans la ??, la densité atomique d'un nuage est typiquement $2 \cdot 10^{10} \text{ at/cm}^3$. Avec une taille transverse (suivant l'axe du système optique) $L_z \approx 5 \text{ mm}$, la profondeur optique atteint

$$\sigma_0 \rho_c \Big|_{\text{PMO}} \approx 30 .$$

- dans un condensat de Bose-Einstein de rubidium, la densité atomique atteint typiquement 10^{14} at/cm^3 . Considérons une taille typique $L_z \approx 10 \mu\text{m}$. Dans ces conditions la profondeur optique atteint

$$\sigma_0 \rho_c \Big|_{\text{BEC}} \approx 300 .$$

On constate donc qu'il faut disposer d'intensités très importantes. En effet l'expression 1.20 qui donne le critère de validité d'une mesure, impose l'utilisation d'intensités des centaines voire des milliers de fois supérieures à l'intensité de saturation.

Imagerie par fluorescence dans un régime extrêmement saturant

L'équipe de D. Weiss (Berkeley, Californie) a mis en œuvre un protocole d'imagerie par fluorescence dans un régime de saturation extrême afin d'étudier un piège magnéto-optique comprimé d'atomes de Césium [3]. Il utilise un laser Titane-Saphir délivrant 500 mW de lumière résonante. Le laser imageur est rétro-réfléchi de manière à équilibrer les forces radiatives induites par l'absorption répétée de photons. Avec un faisceau imageur dont le rayon à $1/e^2$ de 4 mm, il est possible d'obtenir des intensités allant jusqu'à $2000 I_0^{\text{sat}}$.

Le fait d'utiliser de telles intensités est très intéressant à plusieurs égards sur le plan physique :

- la population P_e de l'état excité est très proche¹³ de sa valeur limite $P_e^{\text{max}} = \frac{1}{2}$. Ainsi, **chaque atome** émet en moyenne $\frac{\Gamma}{2}$ photons par seconde, indépendamment **des fluctuations locales d'intensité** dans le faisceau laser. Les mesures sont donc quantitatives.
- le paramètre de saturation s est grand devant l'unité, et ce, même si le laser n'est pas parfaitement à résonance. Cette méthode est ainsi insensible au désaccord du laser ou à la présence de gradient de champ magnétique. Elle est en particulier utilisable pour effectuer une image d'un piège magnéto-optique.
- la section efficace σ_s de la transition saturée est très faible (voir page 18). Ainsi, les densités optiques mesurables sont beaucoup plus élevées. Une autre interprétation physique de ce phénomène est que les processus de ré-absorption au sein du nuage sont compensés par les processus d'émission stimulée, puisque la population P_e de l'état excité est presque identique à la population P_g de l'état fondamental.

La technique décrite dans la référence [3] est donc précise, robuste et a permis au groupe de D. Weiss de mesurer des densité optique de l'ordre de 100.

1.4.2 Limites de l'imagerie par absorption faiblement saturante

Lors d'une capture d'image, les données sont enregistrées, puis traitées par un système informatique. Ceci implique une numérisation des signaux fournis par le capteur CCD. Dans cette sous-section nous montrons en quoi cela interdit de mesurer des densités optiques élevées par la technique d'imagerie par absorption faiblement saturante.

Numérisation du signal fourni par le capteur CCD

Le signal $\mathcal{S}(x, y)$ que le capteur CCD délivre est le résultat d'une conversion analogique-numérique sur un nombre N_b de bits. Ceci implique une **discrétisation de l'amplitude** du signal $\mathcal{S}(x, y)$ puisqu'il ne peut prendre que 2^{N_b} valeurs possibles :

$$000\dots01, 000\dots10, 000\dots11, \dots, 111\dots10 \text{ et } 111\dots11.$$

En pratique, en utilisant un gain électronique ou en jouant sur le temps d'exposition du capteur, on peut ajuster la valeur maximale \mathcal{S}_{max} que l'on peut mesurer, c'est-à-dire la valeur de \mathcal{S} qui correspond au nombre binaire 111...11. Le **pas de discrétisation** $\delta\mathcal{S}$, c'est-à-dire la valeur de \mathcal{S} qui correspond au nombre binaire 000...01, est alors donné par la relation :

$$\delta\mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_{\text{max}}}{2^{N_b} - 1},$$

où $\delta\mathcal{S}$ est la limite de précision sur le signal fournit par le capteur.

¹³. On peut montrer que dans la limite $s \gg 1$ la différence de population entre état excité et état fondamental est $P_e - P_g \approx -1/s$.

Remarque

Il faudrait en fait aussi tenir compte du bruit électronique de la caméra. Celui-ci joue un rôle important dans l'interprétation des signaux. Notons cependant que, même en l'absence totale de bruit, la discrétisation de l'amplitude reste la limite ultime de précision. Nous négligerons dans la suite les effets du bruit pour nous concentrer sur l'effet de la numérisation.

Application numérique

Le capteur CCD utilisé sur notre dispositif expérimental est un modèle **Basler A102 f** monochrome. Le signal est numérisé sur $N_b = 8$ ou 12 bits au choix. La sensibilité du capteur a été calibrée par nos soins. Pour la longueur d'onde que nous utilisons (780 nm) et en l'absence de gain électronique, le pas de discrétisation ainsi mesuré correspond à une énergie de $9,3 \cdot 10^{-17}$ J, soit 365 photons.

Limites de densité optique mesurable avec l'imagerie par absorption

Soulignons maintenant les limites du protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante décrit dans la sous-section 1.3.2. L'exploitation des images prises par cette méthode se fait grâce à l'expression 1.17 que nous rappelons ici :

$$\sigma_0 \rho_c(x, y) = \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right) \equiv OD(x, y) \quad (\text{rappel de l'équation 1.17 page 16}).$$

Or, si la densité optique du nuage est importante, alors la valeur de l'intensité I_{out} après la traversée du nuage peut devenir extrêmement faible¹⁴ par rapport à l'intensité incidente I_{in} . En d'autres termes, le nuage peut absorber la quasi-totalité de la lumière incidente.

Nous allons montrer que ceci pose un réel problème de mesure avec le capteur CCD. Afin d'utiliser au mieux toute la plage des valeurs possibles pour le signal $\mathcal{S}(x, y)$, nous réglons le système optique de manière à ce que la valeur \mathcal{S}_{max} corresponde à l'intensité maximale du laser imageur quand celui-ci n'est pas absorbé, c'est-à-dire :

$$\mathcal{S}_{\text{max}} \longleftrightarrow I_{\text{in}}^{\text{max}} \equiv \sup(I_{\text{in}}(x, y)).$$

Le pas de discrétisation $\delta\mathcal{S}$ correspond alors à :

$$\delta\mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_{\text{max}}}{2^{N_b} - 1} \longleftrightarrow \delta I = \frac{I_{\text{in}}^{\text{max}}}{2^{N_b} - 1}.$$

Ceci impose une discrétisation des valeurs obtenues grâce à l'expression 1.17 qui fait intervenir le rapport des deux intensités I_{in} et I_{out} . Il est en particulier important de s'interroger sur la précision obtenue lorsqu'on utilise cette expression avec I_{in} et I_{out} prenant des valeurs discrètes par pas de δI . Une simple différentiation de l'expression 1.17 nous permet d'estimer la précision de la mesure :

$$\begin{aligned} \Delta(\sigma_0 \rho_c) &= \frac{\delta I}{I_{\text{out}}} + \frac{\delta I}{I_{\text{in}}} \\ &\approx \frac{\delta I}{I_{\text{out}}} \quad \text{puisque l'on suppose que } I_{\text{out}} \ll I_{\text{in}}. \end{aligned}$$

14. Par exemple, une densité optique de 7 revient à diviser l'intensité par un facteur $e^{-7} \approx 1000$ lors de la traversée du nuage.

Application numérique

Estimons les densités optiques maximales auxquelles nous pouvons avoir accès, en tenant compte de la discrétisation du signal provenant du capteur CCD, dans les deux cas suivants :

- pour un codage sur $N_b = 8$ bits, l'expression 1.17 peut donner une valeur qui vaut au plus

$$OD = \ln \left(\frac{\mathcal{S}_{\max}}{\delta \mathcal{S}} \right) = \ln (2^{N_b} - 1) \approx 5,5.$$

Cependant, si nous voulons disposer d'une précision relative de 10%, la densité optique calculée ne doit pas excéder $OD = 4,5$.

- dans le cas $N_b = 12$, la densité optique calculée vaut au plus $OD = 8,3$, mais pour pouvoir disposer d'une précision relative de 10%, la densité optique devra être inférieures à $OD = 7,5$

Nous comprenons donc pourquoi le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante est limité à des mesures de profondeur optique de l'ordre de 4-5. Nous montrerons dans la [section 1.5](#) comment ce problème peut être contourné en utilisant la réponse non-linéaire des atomes.

1.4.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé

Une manière de contourner cette limite est de diminuer l'absorption du laser imageur en jouant sur le désaccord δ du laser. En effet, l'expression 1.6 page 9 montre que l'on peut réduire l'absorption en désaccordant le laser imageur. On montre alors que l'expression 1.17 devient :

$$OD(x, y) \equiv \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right) = \frac{\sigma_0 \rho_c(x, y)}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2}, \quad (1.21)$$

Application numérique

Il suffit par exemple de régler le désaccord à $\delta = \Gamma$ pour qu'une densité optique de 7 à résonance devienne proche de l'unité.

Cependant, pour un laser non-résonant, le nuage atomique se présente comme un milieu dispersif. Pour un atome à deux niveaux, l'indice de réfraction n_{ref} est donné par [1] :

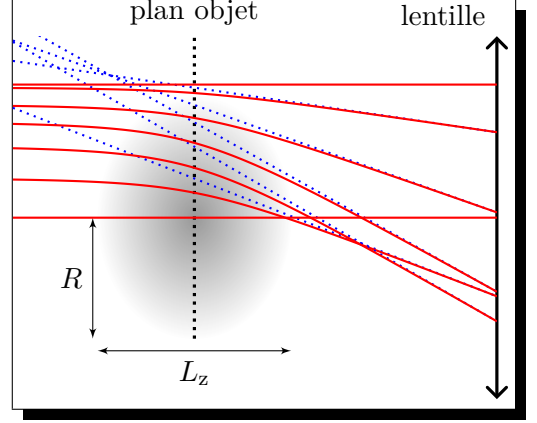
$$n_{\text{ref}}(x, y, z) = 1 + n(x, y, z) \frac{\sigma_0 \lambda}{4\pi} \left(\frac{i}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2} - \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2} \right),$$

où λ est la longueur d'onde du laser, et $n(x, y, z)$ est la densité atomique du nuage. La partie imaginaire de n_{ref} correspond au caractère absorbant du milieu. La partie réelle de n_{ref} :

$$\text{Re} [n_{\text{ref}}(x, y, z)] = 1 - n(x, y, z) \frac{\sigma_0 \lambda}{4\pi} \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2}, \quad (1.22)$$

correspond au caractère dispersif qui induit le déphasage de l'onde et par suite sa réfraction.

Ce phénomène de réfraction fait que l'ensemble atomique agit comme une lentille à gradient d'indice sur le faisceau laser imageur. Les rayons lumineux sont déviés, si bien que l'image obtenue sur le capteur CCD, qui correspond à l'intensité lumineuse provenant du plan objet, sera déformée : c'est un effet de "mirage optique". Sur l'illustration ci-contre, nous représentons quelques rayons lumineux, ainsi que leurs prolongations (en pointillé) dans le plan objet. La déviation des rayons vers le centre du nuage (où la densité atomique est élevée) traduit le fait que $\text{Re}[n_{\text{ref}}]$ est ici supérieur¹⁵ à 1.



La figure 1.7 donne un exemple d'images effectuées sur un nuage atomique dense, avec un désaccord nul, puis avec un désaccord $\delta = -2\Gamma$. On y constate clairement l'effet de lentille sur la deuxième image.

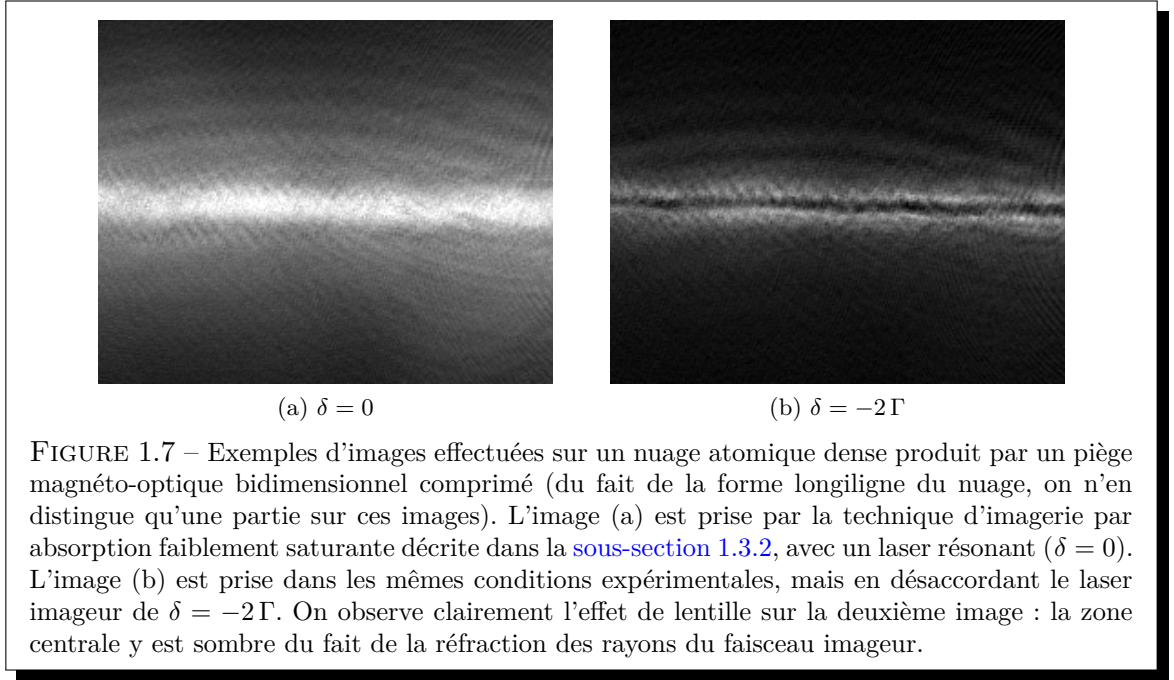


FIGURE 1.7 – Exemples d'images effectuées sur un nuage atomique dense produit par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé (du fait de la forme longiligne du nuage, on n'en distingue qu'une partie sur ces images). L'image (a) est prise par la technique d'imagerie par absorption faiblement saturante décrite dans la sous-section 1.3.2, avec un laser résonant ($\delta = 0$). L'image (b) est prise dans les mêmes conditions expérimentales, mais en désaccordant le laser imageur de $\delta = -2\Gamma$. On observe clairement l'effet de lentille sur la deuxième image : la zone centrale y est sombre du fait de la réfraction des rayons du faisceau imageur.

Dégageons un critère qui permette de déterminer si l'image d'un nuage avec un faisceau désaccordé sera exploitable.

La réfraction du faisceau laser rend en pratique l'image quasiment inexploitable si, lors de la traversée du nuage, les rayons lumineux sont déviés transversalement (dans le plan objet) d'une distance non négligeable devant la taille transverse du nuage $2R$. L'équation qui décrit la propagation des rayons lumineux dans le nuage est tirée de l'équation *iconale* et peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d}{ds} (\text{Re}[n_{\text{ref}}] \vec{u}) = \vec{\nabla} (\text{Re}[n_{\text{ref}}]),$$

où \vec{u} est le vecteur unitaire porté par la trajectoire du rayon lumineux et s est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire. Un calcul d'ordre de grandeur permet d'estimer la déviation

15. Le laser imageur doit être dans ce cas désaccordé sur le rouge de la transition ($\delta < 0$).

typique ΔR d'un rayon dans le plan transverse après la propagation au travers du nuage sur une longueur L_z :

$$\operatorname{Re}[n_{\text{ref}}] \frac{\Delta R}{L_z^2} \approx \frac{\Delta R}{L_z^2} \approx \frac{\operatorname{Re}[n_{\text{ref}}] - 1}{R}.$$

En utilisant les expressions 1.21 et 1.22 nous pouvons extraire le critère suivant qui permet d'estimer que l'effet de la réfraction est négligeable :

$$\frac{\Delta R}{R} \approx OD \frac{\lambda L_z}{R^2} \frac{\delta}{\Gamma} \ll 1,$$

Cette expression fait intervenir la densité optique hors résonance, qui rappelons le, doit être de l'ordre de l'unité afin d'obtenir une image de qualité.

Application numérique

Calculons ce critère dans les deux cas usuels considérés précédemment (page 19) :

- la profondeur optique $\sigma_0 \rho_c \approx 30$ d'un nuage du piège magnéto-optique, nous incite à utiliser un désaccord $\delta \approx 1.5\Gamma$. Le nuage ayant une taille typique $L_z \approx 2R \approx 5 \text{ mm}$, nous obtenons :

$$\left. \frac{\Delta R}{R} \right|_{\text{PMO}} \approx \frac{\lambda L_z}{R^2} \frac{\delta}{\Gamma} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$

- dans un condensat de Bose-Einstein d'atome de ^{87}Rb , la profondeur optique est typiquement $\sigma_0 \rho_c \approx 300$ et les dimensions $L_z \approx 2R \approx 10 \mu\text{m}$. En utilisant un désaccord de $\delta \approx 5\Gamma$, nous obtenons :

$$\left. \frac{\Delta R}{R} \right|_{\text{BEC}} \approx \frac{\lambda L_z}{R^2} \frac{\delta}{\Gamma} \approx 5.$$

On peut donc a priori utiliser un laser désaccordé dans le premier cas, mais pas dans le second.

Remarque : Imagerie par contraste de phase

Une technique d'imagerie dite *par contraste de phase* [1] consiste précisément à exploiter le déphasage de l'onde laser par le nuage afin de mesurer la partie réelle de l'indice de réfraction par une méthode interférométrique. Une démonstration expérimentale de cette méthode très efficace fait l'objet de la référence [4].

1.4.4 Absorption sur une transition ouverte

Une autre méthode pouvant être utilisée pour obtenir une image par absorption d'un nuage optiquement épais consiste à utiliser le laser imageur non pas sur la transition cyclante, mais sur une *transition ouverte*¹⁶.

Deux photons pour chaque atome

Dans le cas de l'atome de ^{87}Rb , nous utilisons la transition $|5^2\text{S}_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5^2\text{P}_{3/2}, F=2\rangle$. Quand un atome est excité sur cette transition ouverte¹⁷, il y a alors une probabilité

$$p = \frac{1}{2}$$

pour que celui-ci retombe dans l'état $|5^2\text{S}_{1/2}, F=1\rangle$, devenant une nouvelle fois candidat à l'absorption d'un photon. Si l'atome retombe¹⁸ dans $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$, il ne pourra plus absorber les photons du laser.

De manière à rendre une telle mesure d'absorption quantitative, nous devons calculer le nombre de photons qui seront absorbés par chaque atome, en moyenne. La probabilité $P(n)$ qu'un atome d'absorber exactement n photons correspond à la probabilité de retomber $n-1$ fois dans $|5^2\text{S}_{1/2}, F=1\rangle$, puis, de tomber dans $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$:

$$P(n) = p^{n-1} (1-p).$$

Nous déduisons donc le nombre moyen \bar{n} de photons absorbés par un atome avant qu'il ne tombe dans l'état $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$:

$$\bar{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n P(n) = \sum_{n=1}^{\infty} n p^{n-1} (1-p) = \frac{1}{1-p} = 2.$$

Chaque atome absorbe donc en moyenne 2 photons.

Intérêts et inconvénients

Cette technique d'imagerie sur une transition ouverte présente deux avantages majeurs :

- elle est quantitative dans la mesure où le nombre de photons absorbés reflète exactement le nombre d'atomes du nuage¹⁹.
- elle est de plus d'une grande robustesse. En effet, la présence de gradient de champ magnétique, ou de toute autre source d'élargissement de la transition cyclante, ne modifie en aucun cas le caractère quantitatif de cette technique.

16. Nous avons précédemment mentionné cette technique dans la section ?? page ??.

17. Cette transition est habituellement utilisée pour *repomper* les atomes dans l'état $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$ à l'intérieur d'un piège magnéto-optique.

18. La probabilité de retomber dans $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$ est naturellement égale à $1-p = \frac{1}{2}$.

19. Chaque atome absorbera 2 photons, mais à une condition, celle d'envoyer assez de lumière pour que tous les atomes tombent dans l'état $|5^2\text{S}_{1/2}, F=2\rangle$. Ceci ne pose en pratique aucune contrainte technique.

L'inconvénient principal de cette méthode réside dans la faiblesse des signaux à mesurer, puisque le nombre de photons absorbés par unité de surface du faisceau imageur est de seulement deux fois la densité colonne du nuage.

Application numérique

Considérons un exemple pratique afin de montrer que le signal d'absorption sur une transition ouverte est très faible. Un nuage de typiquement 10^9 atomes pourra absorber $2 \cdot 10^9$ photons. Si on considère que sa taille transverse est $2R \approx 10$ mm, l'absorption par unité de surface du faisceau imageur est typiquement :

$$2\rho_c \approx \frac{2 \cdot 10^9}{R^2} \approx 10^{10} \text{ photon/cm}^2.$$

La surface représentée dans le plan objet par un pixel du capteur CCD étant typiquement de $L_{\text{pix}} = 5 \mu\text{m}$, celui-ci devra être sensible à des variations très inférieures à 2500 photons. Cette performance est atteignable avec des capteurs CCD refroidis.

Remarque

Notons que l'utilisation d'une transition ouverte a aussi été étudiée dans le cadre de l'imagerie par fluorescence. On pourra consulter la référence [5].

1.5 Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation

Dans cette section, nous allons décrire le protocole d'imagerie par absorption que nous avons mis au point afin de pouvoir acquérir, puis exploiter de manière **quantitative**, des images d'ensembles atomiques **denses**. Nous commencerons par donner quelques arguments qui remettent en cause le caractère quantitatif de l'imagerie par absorption faiblement saturante décrite dans la sous-section 1.3.2. Celle-ci est en effet assez sensible aux imperfections expérimentales.

1.5.1 Position du problème

Précisons tout d'abord un point important quant au caractère quantitatif de l'imagerie par absorption faiblement saturante. Nous avons précisé qu'un avantage certain de cette méthode est que la sensibilité du capteur CCD, ainsi que les caractéristiques de la transition (I_0^{sat} et σ_0) n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives de densité optique (voir l'expression 1.17 page 16). En revanche, il est nécessaire de connaître avec précision la section efficace σ_0 de la transition pour pouvoir calculer la densité colonne $\rho_c(x, y)$, grandeur qui nous intéresse.

Or, si pour un système à deux niveaux la section efficace σ_0 de la transition s'exprime simplement :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}, \quad (1.23)$$

il faut en pratique tenir compte de la structure énergétique de l'atome.

Ainsi, la sélectivité des règles de transitions entre sous-niveaux font que, dans le cas du ^{87}Rb , nous pouvons considérer la structure à deux niveaux $\{|g\rangle, |e\rangle\}$ décrite précédemment si, par exemple :

$$\begin{cases} |g\rangle &= |5^2\text{S}_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle \\ |e\rangle &= |5^2\text{P}_{3/2}, F=3, m_F=-3\rangle \end{cases}, \quad (1.24)$$

mais cela est valable **uniquement** dans le cas où la lumière laser est **parfaitement polarisée** circulairement σ^- .

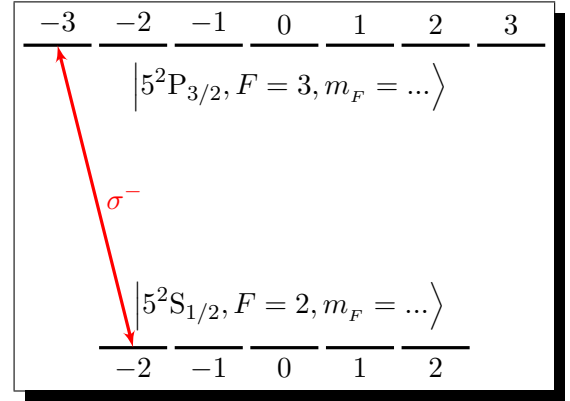
Si cela n'est pas le cas, les autres sous-niveaux Zeeman vont aussi se peupler et d'autre transitions vont intervenir. On ne peut alors théoriquement plus considérer l'expression 1.23 de la section efficace comme valide. De plus, d'autres imperfections expérimentales peuvent modifier le caractère absorbant du milieu atomique. On peut par exemple craindre :

- que la pulsation du laser imageur ne soit pas exactement à la résonance ($\delta \neq 0$),
- que la largeur spectrale du laser soit non-négligeable devant la largeur naturelle Γ de la transition,
- qu'un champ magnétique résiduel déplace les sous-niveaux Zeeman, impliquant que le laser imageur devienne non-résonant.

De plus, si l'impulsion laser est très courte, et que le nombre de photons absorbés par atome est de l'ordre de la dizaine, on doit considérer le régime transitoire des équations de Bloch optiques. La répartition initiale des populations des sous-niveaux Zeeman joue alors un rôle important dans l'absorption.

Remarque

Notons que l'effet des imperfections expérimentales est toujours de diminuer l'absorption de la lumière.



Existe-il un moyen d'extraire des informations quantitatives d'une image par absorption ? Nous nous proposons dans la suite de ce chapitre de répondre à cette question. Nous décrirons les imperfections expérimentales par un paramètre de correction, puis nous présenterons notre protocole d'imagerie qui permet de mesurer ce paramètre et d'interpréter quantitativement des images de nuages atomiques denses.

1.5.2 Intensité de saturation *effective* et section efficace *effective*

Dans toute la suite, nous désignerons par σ_0 et I_0^{sat} , la section efficace et l'intensité de saturation de la transition fermée :

$$|5^2\text{S}_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle \longleftrightarrow |5^2\text{P}_{3/2}, F=3, m_F=-3\rangle.$$

Il nous faut cependant rendre compte des inévitables imperfections expérimentales qui font que ce cas idéal de transition fermée n'est que théorique.

Nous supposons qu'il est toujours possible de modéliser l'interaction des atomes du nuage avec l'onde laser par une section efficace *effective* σ_{eff} et une intensité de saturation *effective* $I_{\text{eff}}^{\text{sat}}$:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{eff}} &\equiv \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \\ I_{\text{eff}}^{\text{sat}} &\equiv \alpha^* \sigma_0 ,\end{aligned}\tag{1.25}$$

où α^* est un paramètre de correction supérieur à 1 qu'il faut déterminer expérimentalement.

L'équation 1.17 peut alors se réécrire sous la forme

$$\sigma_{\text{eff}} \rho_c(x, y) = \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \rho_c(x, y) = \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right) ,$$

qui permet de calculer $\rho_c(x, y)$ à partir de la connaissance de $I_{\text{in}}(x, y)$, $I_{\text{out}}(x, y)$ et α^* . Notons que α^* est a priori spécifique à chaque situation expérimentale donnée, c'est-à-dire qu'il doit être déterminé de manière systématique pour pouvoir exploiter des images prises par absorption.

Le problème est alors le suivant : comment déterminer α^* sachant que ce paramètre n'intervient pas lors de la mesure de la densité optique et qu'on ne connaît a priori pas non plus la densité colonne $\rho_c(x, y)$ du nuage dont on fait l'image ?

Nous allons montrer dans la suite que la réponse à cette question ... est non-linéaire.

1.5.3 Réponse non-linéaire des atomes

Nous avons vu dans la sous-section 1.4.2 que la limite du protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante réside dans le fait que la lumière laser peut être extrêmement atténuée lors de la traversée du nuage. Ce phénomène est principalement dû au caractère exponentiel de la loi de Beer-Lambert (voir l'équation différentielle linéaire 1.13 page 15).

On peut contourner cette limite en utilisant la réponse non-linéaire des atomes à une excitation laser, c'est-à-dire en saturant la transition. Pour cela, nous utilisons des intensités laser plus élevées. On parle alors d'*imagerie par absorption dans le régime de forte saturation*.

Rappelons que, dans le cas général, l'évolution de l'intensité laser lors de la propagation dans le nuage est donnée par l'équation différentielle non-linéaire 1.12. Celle-ci, dans le cas d'un laser résonnant ($\delta = 0$), et en tenant compte du paramètre de correction α^* , s'écrit :

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = -n(x, y, z) \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \frac{I(x, y, z)}{1 + \frac{I(x, y, z)}{\alpha^* I_0^{\text{sat}}}} .\tag{1.26}$$

Cette expression est valable pour toute valeur de l'intensité $I(x, y, z)$, à la différence de l'expression 1.13, qui n'est valide que dans la limite des faibles intensités .

L'équation 1.26 s'intègre par séparation de variables et permet de calculer la densité colonne $\rho_c(x, y)$ à partir de la mesure de $I_{\text{in}}(x, y)$, $I_{\text{out}}(x, y)$ et α^* , sans supposer que l'intensité est faible devant I_0^{sat} :

$$\sigma_0 \rho_c(x, y) \equiv po(x, y; \alpha^*) = \alpha^* \ln \left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)} \right) + \frac{I_{\text{in}}(x, y) - I_{\text{out}}(x, y)}{I_0^{\text{sat}}}, \quad (1.27)$$

où $I_{\text{in}}(x, y)$ et $I_{\text{out}}(x, y)$ ont la même définition que dans la sous-section 1.3.2 :

$$\begin{cases} I_{\text{in}}(x, y) \equiv I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{sans nuage}} - I_{\text{bkg}}(x, y) \\ I_{\text{out}}(x, y) \equiv I_{\text{CCD}}(x, y) \Big|_{\text{avec nuage}} - I_{\text{bkg}}(x, y) \end{cases}$$

Notons que l'expression 1.27, prise dans la limite $I_{\text{in}}, I_{\text{out}} \ll I_0^{\text{sat}}$, redonne bien l'expression 1.17, à une différence près cependant : le paramètre de correction α^* intervient dans le calcul de la densité colonne.

Nous devons souligner deux points importants relatifs à l'utilisation de l'expression 1.27 afin d'exploiter l'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation :

- il est indispensable de **calibrer la sensibilité** du capteur CCD, afin de mesurer de manière absolue²⁰ la différence $I_{\text{in}}(x, y) - I_{\text{out}}(x, y)$. Chaque pixel du capteur CCD fait alors office de puissance-mètre. Il faut pour cela parfaitement calibrer les pertes et atténuations η intervenant sur le trajet du faisceau laser dans le système optique, entre le nuage et le capteur (voir la sous-section 1.1.1).
- l'expression de la densité colonne par la relation 1.27 est remarquable car elle contient deux termes, **dont l'un seulement** fait intervenir le paramètre de correction α^* . C'est cette propriété qui nous permettra de déterminer ce dernier.

La profondeur optique $po(x, y; \alpha^*)$ semble dépendre du paramètre de correction. Il n'en est rien ; comme nous l'avons souligné dans la sous-section 1.3.2, la profondeur optique $po = \sigma_0 \rho_c$ est une caractéristique propre au nuage, indépendante de la mesure. Le paramètre α^* n'est que **la** valeur pour laquelle l'expression 1.27 donne la profondeur optique. C'est un paramètre expérimental, au même titre que $I_{\text{in}}(x, y)$ et $I_{\text{out}}(x, y)$.

20. En effet, dans le cas de l'imagerie par absorption faiblement saturante de la sous-section 1.3.2, la sensibilité du capteur CCD n'avait pas besoin d'être calibrée, puisque seul le rapport de deux intensités intervenait dans l'équation.

1.5.4 Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction α^*

Décrivons maintenant le protocole que nous avons mis au point pour mener à bien la mesure de densité colonne d'un nuage atomique dense. Afin de rendre cette exposé plus concret, nous allons appuyer notre raisonnement grâce à des données expérimentales.

Remarque

Le nuage atomique dont il sera question dans la suite est obtenu grâce au chargement du piège magnéto-optique décrit dans la ???. La densité colonne de ce nuage est volontairement prise assez faible ($\simeq 3$) afin de pouvoir comparer notre technique à son homologue *basse intensité*. Un exemple d'image de nuage atomique très dense est donné dans la sous-section 1.5.5.

L'image du nuage est faite, comme dans la sous-section 1.3.2, en prenant 3 images (une image *avec* le nuage, une *sans* le nuage, et une image de la lumière de fond). Nous prenons en fait toute une série d'images de nuages préparés dans des conditions identiques²¹, mais en utilisant différentes intensités lasers incidentes I_{in} . La plage de valeurs utilisées pour I_{in} s'étale typiquement sur 1 ou 2 ordres de grandeur. Pour notre exemple expérimental (voir la figure 1.8), nous utilisons huit valeurs s'échelonnant entre $I_{\text{in}} \approx I_0^{\text{sat}}/20 \approx 0,09 \text{ mW/cm}^2$ et $I_{\text{in}} = I_0^{\text{sat}} \times 10 \approx 18 \text{ mW/cm}^2$.

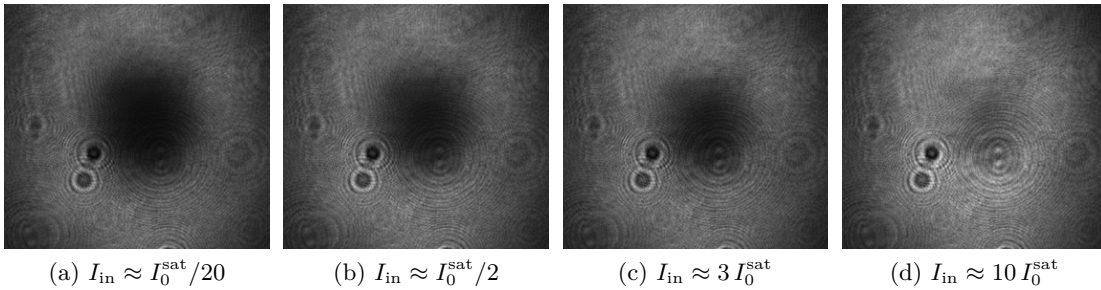


FIGURE 1.8 – Représentation de l'absorption du faisceau laser pour différentes intensités incidentes. Celles-ci correspondent à (a) $I_{\text{in}} = 0,09 \text{ mW/cm}^2$, (b) $I_{\text{in}} = 1,1 \text{ mW/cm}^2$, (c) $I_{\text{in}} = 4,5 \text{ mW/cm}^2$, (d) $I_{\text{in}} = 18 \text{ mW/cm}^2$. Les temps d'expositions du capteur CCD sont variés respectivement de $50 \mu\text{s}$ à 250 ns . Nous ne représentons dans chaque cas que l'image en présence du nuage atomique (voir la sous-section 1.3.2). On constate que le nuage absorbe une grande fraction de la lumière quand celle-ci est peu intense (a). Plus l'intensité incidente I_{in} est élevée, plus la fraction de lumière traversant le nuage est élevée. Sur l'image (d), le nuage absorbe moins de la moitié de la lumière incidente.

21. On ne peut en effet pas prendre plusieurs images successives du même nuage pour deux raisons : d'abord il est très difficile de prendre plusieurs images en un temps très court ($\lesssim 1 \text{ ms}$) ; ensuite, chaque prise d'image donne de l'énergie cinétique aux atomes (voir la section 1.2) et on peut difficilement faire plusieurs fois l'image d'un nuage sans modifier ses propriétés.

L'objectif de cette procédure est d'obtenir différentes images d'absorption pour lesquelles les deux termes de l'expression 1.27 :

$$\alpha^* \ln \left(\frac{I_{\text{in}}}{I_{\text{out}}} \right) \quad \text{et} \quad \frac{I_{\text{in}} - I_{\text{out}}}{I_0^{\text{sat}}},$$

interviennent *avec des poids différents*. En effet on peut montrer que :

- le premier terme (en logarithme) est une fonction décroissante²² de l'intensité incidente I_{in} ,
- l'autre terme (différentiel) est une fonction croissante de l'intensité incidente I_{in} .

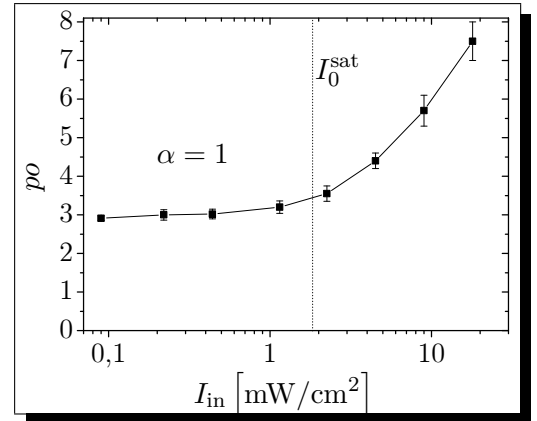
L'idée est alors la suivante :

- pour un même nuage, nous aurons différentes images, qui doivent cependant toutes permettre de calculer la même profondeur optique par l'expression 1.27, puisqu'elle ne fait aucune hypothèse quant à l'intensité incidente du laser,
- or les deux termes de cette expression interviennent avec des poids différents, et **seul le premier** fait intervenir le paramètre de correction α^* .

On en déduit qu'il n'y a qu'une valeur possible pour α^* qui permette de concilier toutes les images.

Pour illustrer ce propos, supposons, l'espace d'un instant, que $\alpha^* = 1$, c'est-à-dire que la situation expérimentale correspond précisément au cas théorique d'un atome à deux niveaux soumis à une onde laser résonnante.

Dans ce cas, les images qui font l'objet de la figure 1.8 ne donnent pas toutes la même valeur de la profondeur optique. La figure ci-contre représente la profondeur optique po du nuage²³ en fonction de I_{in} , valeur moyenne de l'intensité laser. L'intensité de saturation est repérée par une ligne pointillée. Les barres d'erreur sont obtenues en effectuant chaque mesure une dizaine de fois. La croissance de la courbe montre que, en supposant $\alpha^* = 1$, nous sous-estimons le terme décroissant (en logarithme) de l'expression 1.27. Ceci signifie donc que $\alpha^* > 1$.



22. Pour montrer que le terme en logarithme est une fonction décroissante de I_{in} , il faut tenir compte du fait que I_{out} dépende de I_{in} . Qualitativement, on voit bien que si I_{in} est très faible, la lumière est absorbée suivant la loi de Beer-Lambert (le logarithme est de l'ordre de quelques unités), alors que si I_{in} est très élevée, l'absorption sature (le logarithme tend vers 0).

23. Dans notre cas, la valeur maximale de la profondeur optique est obtenue en ajustant une fonction gaussienne à deux dimensions $G(x, y)$ sur les données $po(x, y)$. La forme du nuage dont il est question ici se prête en effet bien à cette fonction d'ajustement. L'amplitude de la gaussienne donne la valeur po .

Ajustement du paramètre de correction

Afin de déterminer α^* , nous allons le considérer comme une variable ajustable que nous noterons α .

Remarque

Nous utilisons cette notation afin de ne pas confondre la variable ajustable α avec la “vraie” valeur α^* . En d’autres termes, α^* est la valeur particulière du paramètre de correction sur laquelle doit être ajustée α .

Comme dans l’exemple précédent (nous avons considéré le cas idéal $\alpha = 1$), nous calculons la profondeur optique $po(x, y; \alpha)$ par l’expression 1.27 pour chaque intensité I_{in} utilisée. Rappelons que po est une **caractéristique physique du nuage** et ne dépend donc pas de la manière dont on pratique la mesure. En d’autres termes, pour toutes les intensités incidentes utilisées, on doit normalement obtenir la même profondeur optique par l’expression 1.27. La figure 1.9 représente quelques-unes des courbes ainsi obtenues, en utilisant différentes valeurs pour le paramètres α .

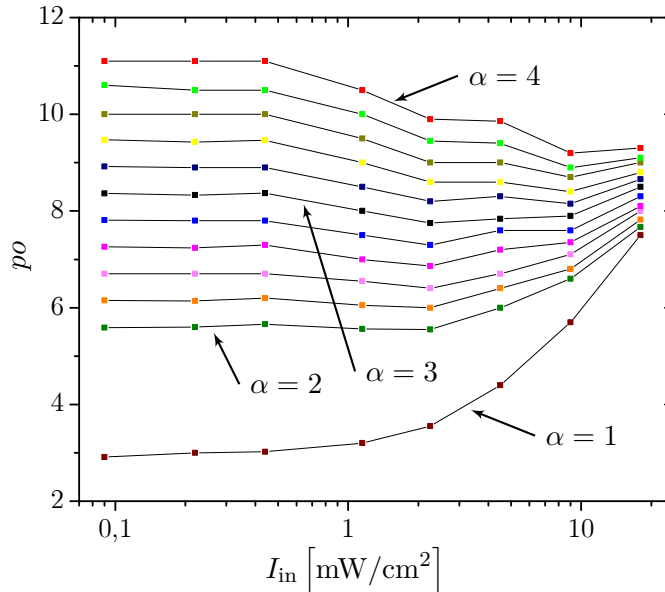
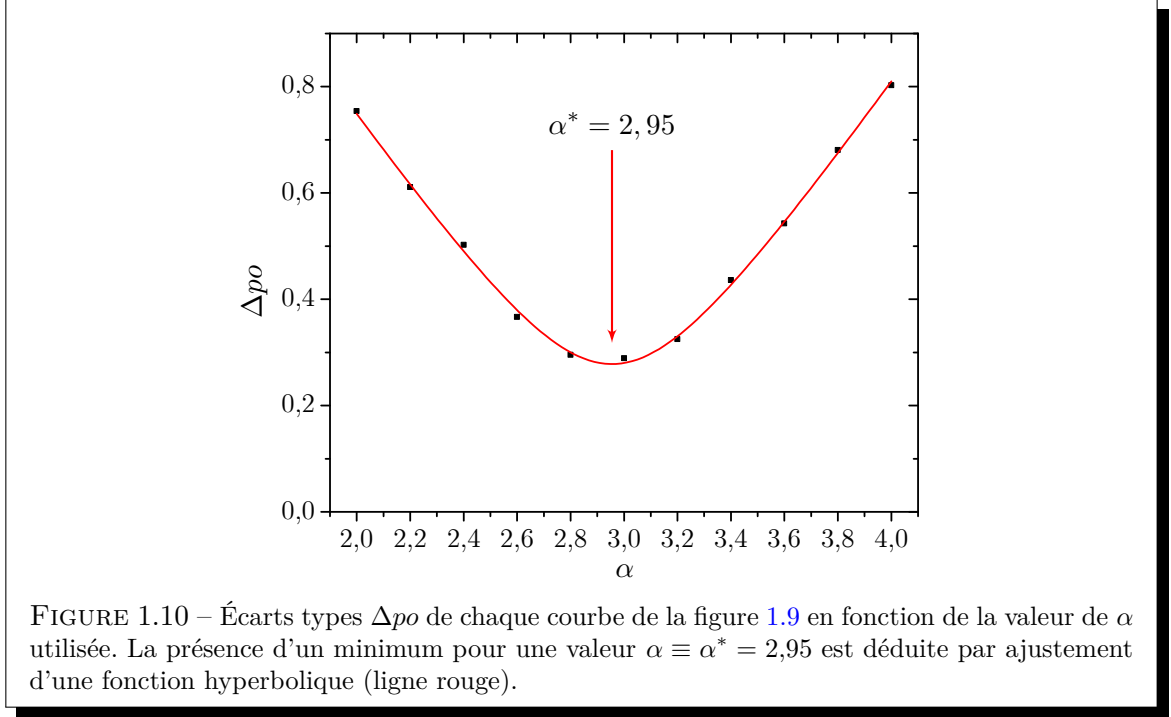


FIGURE 1.9 – Représentation de la profondeur optique po du nuage calculée grâce à l’expression 1.27, en fonction de I_{in} (valeur moyenne de l’intensité du faisceau imageur sur le nuage). Afin d’améliorer la lisibilité de la figure, les barres d’erreurs n’ont pas été représentées ici. Chaque courbe correspond à une valeur différente du paramètre de correction α utilisé lors du calcul par l’expression 1.27. Nous utilisons ici les valeurs suivantes pour α (de bas en haut) : $\alpha = 1$ (voir la figure 1.5.4), puis $\alpha = 2$; 2,2 ; 2,4 ... 3,8 ; 4.

De manière purement qualitative, on constate sur cette figure que :

- certaines courbes sont décroissantes, laissant supposer que le α utilisé est trop grand,
- certaines sont croissantes, indiquant que le α utilisé est trop faible,
- l’une de ces courbes ($\alpha = 3$) varie moins que les autres, approchant le comportement attendu d’une indépendance totale face à l’intensité incidente I_{in} .

De manière à rendre cette analyse quantitative, nous calculons, pour chaque courbe $po(\alpha)$, l'écart type Δpo des valeurs qu'elle prend. Plus Δpo est faible, plus la courbe est proche du comportement attendu, c'est-à-dire présentant une indépendance vis-à-vis de l'intensité I_{in} utilisée pour la mesure. La figure 1.10 représente Δpo en fonction des valeurs de α utilisées. La valeur α^* , qui minimise l'écart type, est déduite par ajustement d'une fonction hyperbolique.



Nous déduisons ainsi, dans le cas de notre exemple, $\alpha^* = 2,95$, et nous pouvons, grâce à cette valeur, exploiter quantitativement les informations contenues dans les images d'absorption. Dans le cas de notre exemple, nous mesurons une profondeur optique $po = 8,4$ et un nombre d'atomes total $N = 3,4 \cdot 10^8$. Nous avons par ailleurs vérifié que le paramètre α^* dépend de la polarisation du faisceau imageur.

1.5.5 Conclusion

Nous concluons ce chapitre en présentant des exemples d'images prises et interprétées en utilisant notre protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation. Nous récapitulerons aussi les trois qualités majeures de cette technique.

Exemples d'images exploitées par notre protocole

Les figures 1.11 et 1.12 présentent deux exemples de nuages atomiques denses produits par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé. Dans ces cas expérimentaux, le paramètre de correction a été ajusté par la méthode exposée dans la sous-section 1.5.4 à une valeur $\alpha^* = 2,12$. Nous mesurons ainsi des profondeurs optiques allant jusqu'à 20 (pour la figure 1.11). Sur la figure 1.12, on constate que la structure bimodale résultant de la compression n'est pas apparente lorsqu'on utilise le régime faiblement saturant. Par ailleurs, l'utilisation d'un laser désaccordé ne permet pas d'exploiter l'image obtenue.

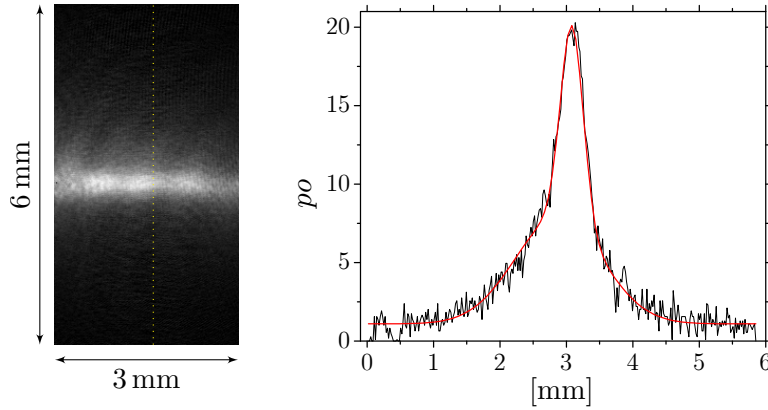


FIGURE 1.11 – Image représentant la profondeur optique $po(x, y) = \sigma_0 \rho_c(x, y)$ d'un nuage atomique dense produit par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé (du fait de la forme longiligne du nuage, on n'en distingue qu'une partie sur cette image). Le graphe représente le valeur de la profondeur optique le long de la ligne pointillée. Les profondeurs optiques élevées excluent l'utilisation de l'imagerie par absorption faiblement saturante. Afin d'interpréter l'image, nous ajustons une fonction somme de deux gaussiennes qui permet de caractériser la structure bimodale du nuage (la fonction est représentée en rouge sur le graphe).

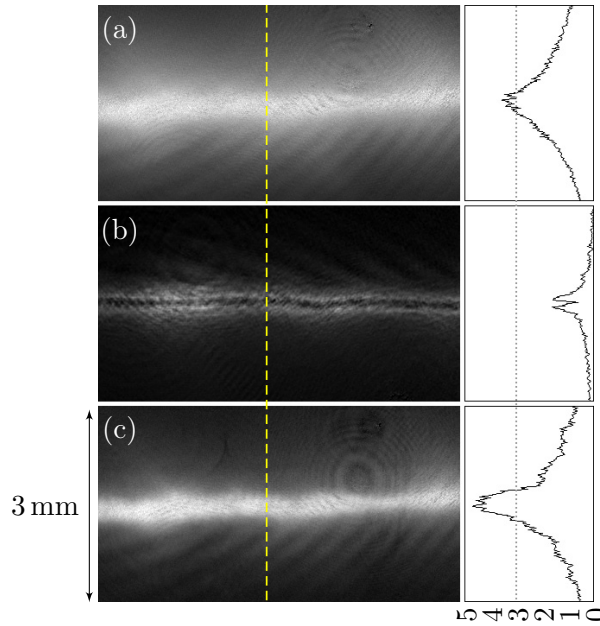


FIGURE 1.12 – Trois mesures de profondeur optique effectuées sur un même nuage atomique comprimé. Sur la droite, on représente le profil de po le long de la ligne tireté sur l'image. La mesure est effectuée de trois manières différentes :

- (a) en appliquant le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante.
- (b) un laser désaccordé de $\delta = -3\Gamma$ est utilisé. L'effet de lentille rend l'image inexploitable.
- (c) est obtenu en utilisant notre technique d'imagerie par absorption fortement saturante.

Seule cette dernière image met en évidence la structure bimodale résultant de la compression. La mesure sur (a) ne peut donner de valeurs supérieures à ≈ 3 (ligne pointillée dessinée sur les graphes).

Récapitulatif des avantages de notre protocole

Récapitulons enfin les principaux atouts de notre protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation :

- le système optique nécessaire pour pouvoir appliquer cette méthode est tout à fait standard et ne nécessite pas de matériel lourd. Il est fort probable qu'un quelconque dispositif permettant d'effectuer des prises d'images par absorption dans le régime de faible saturation puisse être immédiatement adaptable pour mener à bien notre protocole.
- l'utilisation d'intensités laser supérieures à l'intensité de saturation permet de contourner les problèmes liés à l'absorption quasi-totale de la lumière laser par un nuage optiquement épais ($po > 5$). Nous pouvons ainsi observer des profondeurs optiques très élevées là où l'imagerie basse intensité est inefficace (voir la [sous-section 1.4.2](#)). Pour pouvoir observer convenablement une profondeur optique po , l'intensité laser nécessaire est typiquement :

$$I = \frac{po}{\alpha^*} I_0^{\text{sat}}.$$

- La détermination du paramètre de correction α^* permet d'exploiter de manière quantitative les images par absorption. Il faut d'ailleurs noter que les mesures effectuées sur des nuages atomiques **optiquement peu denses** (qui peuvent donc être imagés par la technique usuelle dans le régime faiblement saturant) devraient toujours tenir compte de la valeur du paramètre de correction α^* . Rappelons en effet que celui-ci intervient dans le calcul de la densité colonne (voir l'expression [1.27](#)).

Bibliographie

- [1] W. KETTERLE, D. S. DURFEE et D. M. STAMPER-KURN, “Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates”, *ArXiv Condensed Matter e-prints* (1999). Cité aux pages [17](#), [22](#) et [24](#).
- [2] S. KADLECEK, J. SEBBY, R. NEWELL et T. G. WALKER, “Nondestructive spatial heterodyne imaging of cold atoms”, *Opt. Lett.* **26**, 137–139 (2001). Cité à la page [17](#).
- [3] M. T. DEPUE, S. LUKMAN WINOTO, D. J. HAN et D. S. WEISS, “Transient compression of a MOT and high intensity fluorescent imaging of optically thick clouds of atoms”, *Opt. Commun.* **180**, 73–79 (2000). Cité à la page [20](#).
- [4] L. D. TURNER, K. P. WEBER, D. PAGANIN et R. E. SCHOLTEN, “Off-resonant defocus-contrast imaging of cold atoms”, *Opt. Lett.* **29**, 232–234 (2004). Cité à la page [24](#).
- [5] R. R. MHASKAR, S. E. OLSON et G. RAITHEL, “Open-channel fluorescence imaging of atoms in high-gradient magnetic fields”, *Eur. Phys. J. D* **41**, 221–227 (2007). DOI : [10.1140/epjd/e2006-00242-8](https://doi.org/10.1140/epjd/e2006-00242-8). Cité à la page [26](#).

Résumé

Ce manuscrit présente différentes études expérimentales qui s'inscrivent dans le cadre d'une recherche dont l'objectif est la réalisation d'un “*laser à atomes*” continu et intense. Nous commençons par décrire le dispositif expérimental qui permet de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée d'un jet atomique guidé magnétiquement. Le gain observé, d'un facteur 10, sur la densité dans l'espace des phases est limité par la dynamique collisionnelle du jet.

Pour améliorer les performances du refroidissement, il apparaît nécessaire de développer de nouvelles techniques expérimentales. Nous détaillons ainsi une nouvelle méthode d'évaporation très efficace, par mise en contact des atomes du jet avec une surface matérielle.

Les autres études menées portent sur la production et la manipulation de nuages atomiques ultra-froids. La première consiste à ralentir des paquets atomiques par réflexion sur un miroir magnétique mobile. La seconde permet la capture et le refroidissement d'une succession de paquets atomiques dans un train de pièges de Ioffe-Pritchard. La dernière technique met en œuvre un piège dipolaire, produit par un faisceau laser de forte puissance, afin de produire puis de mettre en mouvement des paquets atomiques ultra-froids très denses. Nous présentons enfin un nouveau protocole d'imagerie par absorption donnant accès à des mesures quantitatives et précises des nuages atomiques optiquement épais que nous produisons.

Mots-clés: laser à atomes, évaporation, jet atomique, guide magnétique, paquet atomique, miroir magnétique, Démon de Maxwell, train de pièges de Ioffe-Pritchard, piège dipolaire, transport non-adiabatique, imagerie par absorption.

Abstract

This manuscript presents various studies for an experiment aimed at achieving a continuous and intense “*atom laser*”. We start by describing the experimental setup that allows us to implement the forced evaporative cooling of a magnetically guided atomic beam. The observed gain, by a factor of 10, on the phase space density is limited by the collisional dynamics.

To improve the performance of evaporative cooling, it appears to be necessary to develop new experimental techniques. We describe a method of evaporation of the beam, by contact with a material surface.

The other studies address the production and manipulation of ultra-cold atomic clouds. The first consists in the slowing down of atomic packets by reflection on a moving magnetic mirror. The second allows the capture and cooling of a succession of packets in a train of Ioffe-Pritchard's traps. The last technique relies on a dipolar trap, produced by a powerful laser beam, in order to produce and then to set in motion dense ultra-cold clouds. We finally report on a new absorption imaging protocol which provides to quantitative accurate measurements for the optically thick atomic clouds that we can produce.

Keywords: atom laser, evaporation, atomic beam, magnetic guide, atomic packet, magnetic mirror, Maxwell's Demon, train of Ioffe-Pritchard's traps, dipole trap, non-adiabatic transport, absorption imaging.