

Excitation cohérente d'un atome vers un état de Rydberg

Comme nous l'avons déjà précisé dans l'introduction de ce manuscrit, nous souhaitons réaliser l'intrication de deux atomes piégés indépendamment à une distance de quelques microns en utilisant le blocage de Rydberg. Ceci nécessite d'être capable d'exciter de manière déterministe un atome unique vers un état de Rydberg donné.

Les états de Rydberg doivent leur nom au physicien suédois qui proposa en 1889 une formule empirique permettant de déterminer les nombres d'onde des nombreuses séries de raies atomiques qui avaient été observées jusqu'alors. Mais ce n'est qu'en mettant en parallèle cette formule avec les travaux de Bohr qu'on a pu identifier ces raies à des transitions vers des états de nombre quantique principal élevé. Ainsi, dans un atome de Rydberg, la distance importante entre l'électron et le noyau crée un dipôle important et deux atomes de Rydberg vont donc interagir très fortement : c'est cette propriété que nous allons exploiter pour intriquer nos deux atomes.

Dans la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, l'avènement du laser a permis une étude beaucoup plus fine des états de Rydberg. Encore plus près de nous, l'important développement des méthodes de refroidissement et de piégeage d'atomes ayant eu lieu dans les années 80/90 a contribué à amplifier l'intérêt pour l'étude des atomes de Rydberg. En particulier, les groupes de P. Pillet et T. Gallagher ont démontré l'excitation d'états de Rydberg dans des ensembles d'atomes froids piégés : on a alors affaire à des « gaz de Rydberg gelés », dans lequel l'étude des interactions dipolaires entre atomes de Rydberg est grandement facilitée par le temps d'observation prolongé et l'excellente résolution. Ces expériences pionnières ont ouvert la voie à l'étude des interactions entre atomes de Rydberg grâce aux atomes froids, domaine aujourd'hui en pleine explosion.

Pour ces expériences, l'excitation vers les états de Rydberg est réalisée à l'aide d'une excitation laser en passant par un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires. L'excitation *cohérente* (oscillation de Rabi) depuis l'état fondamental n'a été observée pour la première fois qu'en 2008 : dans le groupe de M. Weidemüller avec un ensemble d'atomes froids [86] et dans le groupe de M. Saffman avec des atomes uniques piégés dans une pince optique [87]. Afin d'effectuer une telle excitation nous avons choisi de suivre la voie ouverte par ces expériences en réalisant également une transition à deux photons vers l'état $58D_{3/2}$.

Ce chapitre sera organisé de la manière suivante. Nous justifieront d'abord notre choix de ce niveau de Rydberg et celui des lasers permettant l'excitation d'un atome unique vers cet état. Ensuite, nous présenterons la spectroscopie de cet état et décrirons finalement son excitation cohérente.

III.1 Quelques rappels sur les états de Rydberg

Les états de Rydberg sont des états pour lesquels un ou plusieurs électrons de valence sont dans des états de nombre quantique principal n élevé. Pour des alcalins comme le ^{87}Rb , l'électron de valence est fortement excité et, dans une vision classique, ce dernier a une trajectoire pour laquelle il passe la plupart de son temps loin du noyau. Pour cette raison, le couplage au noyau est faible et on peut donc négliger la structure hyperfine : l'état de l'électron de valence est décrit par les nombres quantiques n , l et j . De plus, les propriétés d'un tel atome seront proches de celles de l'atome d'hydrogène. On peut traiter les effets du cœur électronique à l'aide de la théorie du défaut quantique [88]. Cette méthode consiste à remplacer le nombre quantique principal n par un nombre quantique effectif n^* défini par $n^* = n - \delta_{nlj}$ où la quantité δ_{nlj} , appelée *défaut quantique*, est donnée par la formule de Ritz :

$$\delta_{nlj} = \delta_0(lj) + \frac{\delta_2(lj)}{(n - \delta_0(lj))^2} + \frac{\delta_4(lj)}{(n - \delta_0(lj))^4} + \dots \quad (\text{III.1})$$

La position des niveaux d'énergie suit la même loi que pour l'atome d'hydrogène :

$$E_{nlj} = -\frac{R_\infty(1 + \frac{m_e}{m_a})^{-1}}{n^{*2}}, \quad (\text{III.2})$$

où R_∞ est la constante de Rydberg, m_e est la masse de l'électron et m_a est la masse atomique du ^{87}Rb . Les défauts quantiques dépendent essentiellement du moment cinétique orbital l de l'état considéré et sont déterminés expérimentalement. Pour le rubidium, on peut trouver les défauts quantiques δ_0 et δ_2 pour les séries nS , nP et nD dans la référence [89] ; pour la série nF , se référer à [90]. Les défauts quantiques issus de ces références sont rapportés dans le tableau ci-dessous. Pour donner un ordre d'idée, la précision sur la mesure de ces défauts quantiques conduit, si on utilise la formule de Ritz à l'ordre 2, à une incertitude en fréquence d'environ 100 kHz autour de $n = 60$.

| état | défaut quantique |
|-----------|----------------------------|
| $S_{1/2}$ | δ_0 3,131 180 4(10) |
| | δ_2 0,1784(6) |
| $P_{1/2}$ | δ_0 2,654 884 9(10) |
| | δ_2 0,2900(6) |
| $P_{3/2}$ | δ_0 2,641 673 7(10) |
| | δ_2 0,2950(7) |

| état | défaut quantique |
|-----------|-----------------------------|
| $D_{3/2}$ | δ_0 1,348 091 71(40) |
| | δ_2 -0,602 86(26) |
| $D_{5/2}$ | δ_0 1,346 465 72(30) |
| | δ_2 -0,596 00(18) |
| $F_{5/2}$ | δ_0 0,016 519 2(9) |
| | δ_2 -0,085(9) |
| $F_{7/2}$ | δ_0 0,016 543 7(7) |
| | δ_2 -0,086(7) |

Le tableau ci-dessous résume quelques-unes des lois d'échelles gouvernant les propriétés d'un état de Rydberg [88]. On donne également des valeurs numériques pour l'état 60S, extrapolées de [91], sauf pour l'énergie de liaison et la différence d'énergie, calculées à partir de l'équation III.2, et pour le moment dipolaire qui nous a été donné par le groupe de P. Pillet.

| propriété | loi d'échelle | exemple pour l'état 60S |
|--------------------------------|---------------|--|
| énergie de liaison | $1/n^{*2}$ | $34 \text{ cm}^{-1} \Leftrightarrow 1,0 \text{ THz}$ |
| différence d'énergie | $1/n^{*3}$ | 36 GHz |
| rayon | n^{*2} | 246 nm |
| moment dipolaire | n^{*2} | 3740 ea_0 |
| polarisabilité en champ faible | n^{*7} | $83 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ |
| durée de vie radiative | n^{*3} | $270 \text{ } \mu\text{s}$ |

III.2 Quel niveau de Rydberg exciter pour voir le blocage dipolaire ?

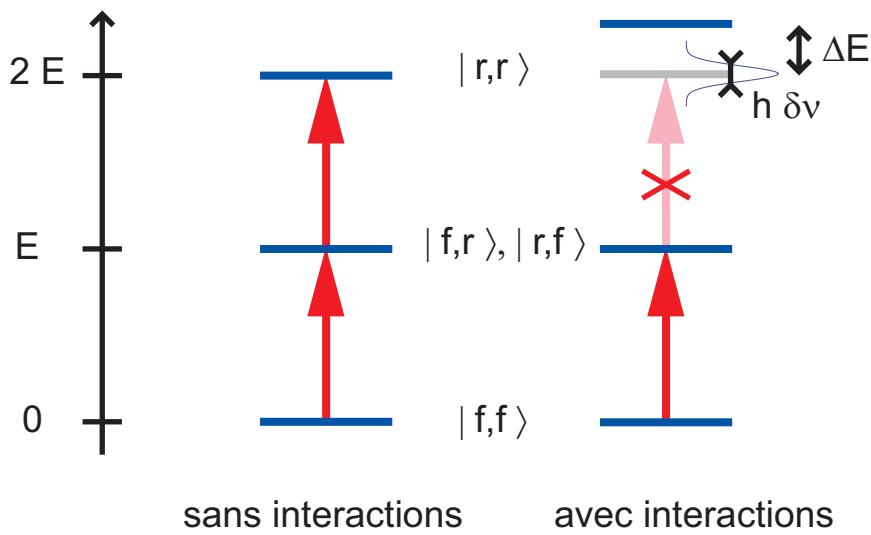
III.2.1 Notre but : intriquer deux atomes en utilisant le blocage dipolaire

Parmi les propriétés particulières des états de Rydberg, celle que nous allons exploiter pour réaliser l'intrication de deux atomes est l'existence d'un moment dipolaire élevé. Avant de justifier notre choix du niveau de Rydberg $58\text{D}_{3/2}$, rappelons brièvement le principe du blocage de Rydberg (figure III.1). Considérons deux atomes A et B pouvant être soit dans le niveau fondamental $|f\rangle$ d'énergie nulle, soit dans un niveau de Rydberg $|r\rangle$ d'énergie E . Si on ne considère pas l'interaction entre les atomes, le spectre des deux atomes possède trois niveaux d'énergie 0, E et $2E$ (figure III.1). Prenons à présent en compte l'énergie d'interaction dipôle-dipôle qui est décrite par le potentiel

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{d}}_B - 3(\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}})(\hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}})}{R^3}, \quad (\text{III.3})$$

où R est la distance internucléaire ($\hat{\mathbf{R}}$ est un vecteur unitaire). Ce potentiel conduit à une énergie d'interaction qui est beaucoup plus importante pour l'état $|r\rangle$, qui possède un moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}$ élevé, que pour l'état $|f\rangle$. Ainsi on peut considérer que seul l'état $|r_A, r_B\rangle$ est décalé d'une quantité ΔE , le déplacement d'énergie étant négligeable pour les trois autres états. Par conséquent, on ne pourra pas exciter les deux atomes vers l'état de Rydberg avec une seule et même source laser accordée sur la transition $|f\rangle \rightarrow |r\rangle$: c'est ce phénomène qu'on nomme *blocage de Rydberg*¹ (figure III.1). Pour que ce dernier soit effectif, il faut que l'énergie d'interaction ΔE soit supérieure à la largeur spectrale de l'impulsion laser effectuant l'excitation et à la largeur de l'état doublement excité. En pratique, on est toujours limité par la largeur spectrale de l'impulsion car la durée de vie

1. On parle en général de « blocage de Rydberg » lorsque l'interaction est de type van der Waals (en $1/R^6$) et de « blocage dipolaire » lorsque l'interaction est de type dipôle-dipôle (en $1/R^3$).


 FIGURE III.1 – *Principe du blocage de Rydberg.*

des états de Rydberg est très longue. Si c'est bien le cas, on peut comprendre intuitivement comment le blocage de Rydberg peut créer de l'intrication. En effet, si l'on effectue une impulsion- π en étant dans le régime de blocage de Rydberg, on ne va exciter qu'un seul des deux atomes sans savoir *a priori* lequel. Partant de l'état $|f_A, f_B\rangle$, on aboutira ainsi à l'état

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|r_A, f_B\rangle + |f_A, r_B\rangle), \quad (\text{III.4})$$

qui est un état intriqué des deux atomes². Malheureusement, cet état met en jeu l'état de Rydberg $|r\rangle$ qui a une durée de vie finie. Mais si on applique ensuite une seconde impulsion- π vers un autre sous-état de l'état fondamental $|f'\rangle$, on aboutit à un état intriqué des deux atomes dans l'état fondamental :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|f'_A, f_B\rangle + |f_A, f'_B\rangle). \quad (\text{III.5})$$

Pour notre expérience, nous souhaiterions que les états $|f\rangle$ et $|f'\rangle$ soient les deux niveaux du qubit décrit dans le chapitre précédent, $|f\rangle = |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|f'\rangle = |\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$.

Cette méthode d'intrication possède trois avantages : elle est relativement robuste vis-à-vis de l'état externe des atomes, elle est rapide et elle peut être étendue à plus de deux atomes. Nous discuterons ces points plus en détail dans les chapitres suivants.

La condition *sine qua non* pour réaliser une telle intrication est d'être dans le régime de blocage de Rydberg, ce qui peut s'écrire

$$\delta\nu < \frac{\Delta E}{h}, \quad (\text{III.6})$$

2. Nous verrons dans le chapitre IV que l'état créé est en fait $\frac{1}{\sqrt{2}}(|r_A, f_B\rangle + e^{i\varphi}|f_A, r_B\rangle)$, où la phase φ varie aléatoirement d'une réalisation expérimentale à l'autre. Mais lorsqu'on transfère l'état $|r\rangle$ vers un état $|f'\rangle$ la phase acquise est $-\varphi$ et on aboutit bien à l'état III.5 (cf. chapitre V).

c'est-à-dire que le spectre de l'impulsion excitatrice $\delta\nu$ doit être moins large que l'énergie d'interaction entre les atomes de Rydberg.

Pour que $\delta\nu$ soit faible, il faut que l'asservissement des lasers réalisant l'excitation soit bon et il faut utiliser une impulsion relativement longue. Nous verrons dans le chapitre IV que pour réaliser l'intrication des deux atomes il faut en plus que la série d'impulsions laser que nous venons de décrire se fasse sur une échelle de temps assez courte pour que le mouvement résiduel des atomes dans leurs pièges n'ait pas d'influence. De manière plus précise, il faut que les atomes n'aient pas eu le temps de se déplacer sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde des lasers d'excitation. Ceci impose d'utiliser des impulsions de quelques centaines de nanosecondes (cf. conclusion du chapitre I) et le spectre associé à une largeur de quelques MHz. Par conséquent, notre « philosophie » pour réaliser la condition $\delta\nu < \Delta E/h$ a été de ne pas nous concentrer sur l'asservissement des lasers (nous visons une stabilité d'environ 2 MHz, le spectre de l'impulsion étant de toute façon limité par la durée de l'impulsion) et de choisir un niveau de Rydberg pour lequel l'énergie d'interaction est de l'ordre de plusieurs dizaines de MHz à une distance de quelques μm .

III.2.2 Généralités sur les interactions entre atomes de Rydberg

Pour simplifier, nous allons dans un premier temps supposer que nous excitons les deux atomes vers un niveau de Rydberg nS . Au premier ordre, l'énergie d'interaction est nulle car le potentiel \hat{V} est impair en $\hat{r}_{A,B}$ ($\hat{r}_{A,B}$ sont les positions des électrons de valence de chaque atome, apparaissant dans les dipôles $\hat{\mathbf{d}}_{A,B}$). Ceci peut être compris intuitivement : les atomes ne possèdent en effet pas de moment dipolaire permanent et, au premier ordre, l'énergie d'interaction dipôle-dipôle est nulle. Il faut donc aller au deuxième ordre des perturbations. Pour simplifier, faisons l'hypothèse que nous excitons les atomes avec un laser de polarisation perpendiculaire à l'axe internucléaire : nous ne gardons alors que le premier terme du potentiel III.3, ce qui nous donnera une limite supérieure sur l'énergie d'interaction. Sachant que pour les alcalins, le niveau $|nS\rangle$ est situé quasiment « à mi-chemin » des niveaux $|(n-1)P\rangle$ et $|nP\rangle$, on trouve une énergie d'interaction

$$\Delta E = \frac{2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{|\langle nS | \hat{\mathbf{d}}_A | nP \rangle \langle nS | \hat{\mathbf{d}}_B | (n-1)P \rangle|^2}{2E_{nS} - E_{(n-1)P} - E_{nP}} \frac{1}{R^6}. \quad (\text{III.7})$$

D'après les lois d'échelle données précédemment, cette énergie d'interaction varie comme n^{11} et suit une loi en $1/R^6$ (interaction de type Van der Waals). Dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire Aimé Cotton à Orsay, le groupe de P. Pillet nous a fourni les valeurs des dipôles entre états $|nlj\rangle$ jusqu'à $n = 80$, ce qui nous a permis de calculer l'énergie d'interaction pour différents états. Il faut bien voir que nous ne pouvons pas choisir un niveau de Rydberg ayant un nombre quantique principal n arbitrairement grand. Premièrement, pour des n très grand, la proximité des niveaux de Rydberg conduit à de nombreux croisements évités entre les courbes de potentiel électronique qui peuvent rendre caduque le blocage de Rydberg. Deuxièmement, la sensibilité au champ électrique d'un atome de Rydberg³, bien qu'étant très dépendante du niveau $|nlj\rangle$ considéré, augmente

3. Le fait que l'électron de valence ait une trajectoire en moyenne très éloignée du noyau atomique

fortement avec n . Comme nous ne possédons sur notre dispositif expérimental aucun moyen d'annuler d'éventuels champs électriques parasites, il est préférable de choisir un niveau de Rydberg avec n le plus faible possible.

Pour satisfaire à cette dernière condition, regardons comment on peut augmenter l'énergie d'interaction ΔE . Il existe pour cela deux méthodes. La première consiste à faire en sorte que les atomes acquièrent un moment dipolaire permanent. Pour cela, on peut appliquer un champ électrique [92] (ou un champ radiofréquence [93]) qui va mélanger les états de parité opposée ; l'interaction devient alors de type dipôle-dipôle ($1/R^3$) et peut être plus importante à « grande distance » (quelques μm). Malheureusement, nous ne pouvons pas mettre cette méthode en œuvre sur notre système car nous n'avons ni contrôle sur le champ électrique, ni possibilité d'appliquer un champ radiofréquence. Une autre technique consiste à faire en sorte que les états $|nS_A; nS_B\rangle$ et $|nP_A; (n-1)P_B\rangle$

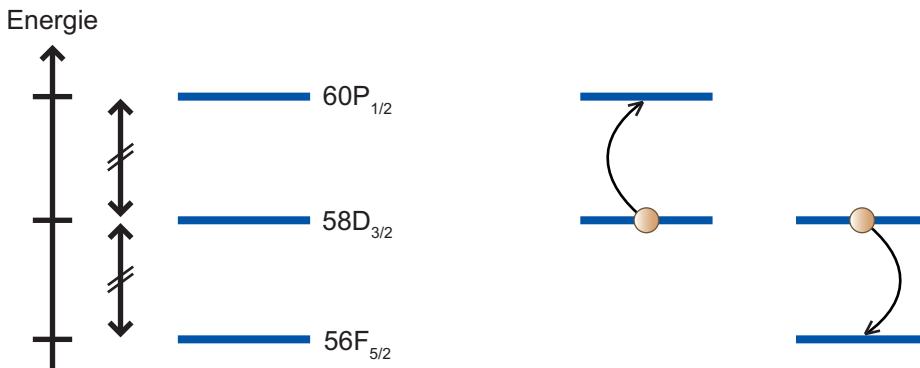


FIGURE III.2 – **Principe d'une résonance de Förster.** Nous donnons ici l'exemple de la résonance entre $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$ pour le ^{87}Rb . Ces deux états étant quasi dégénérés, les atomes vont acquérir des dipôles de transition et l'interaction est donc de type dipôle-dipôle ($1/R^3$).

soient quasiment dégénérés : on parle de *résonance de Förster* [94] (figure III.2). Ce type de mécanisme est par exemple utilisé par les biophysiciens pour mesurer précisément la distance entre deux molécules (FRET, *Fluorescence Resonance Energy Transfer*) et joue un rôle dans la photosynthèse [95]. Encore une fois, un champ électrique ou radiofréquence permet d'atteindre une telle résonance [96], mais on peut aussi utiliser une dégénérescence « accidentelle », comme par exemple entre les états $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$ du rubidium. Enfin, remarquons que dès qu'on a des interactions en $1/R^3$, l'énergie d'interaction dépend fortement de l'orientation des dipôles (formule III.3) et peut même devenir nulle ! Ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre IV.

implique qu'un atome dans un tel état possède un moment dipolaire très élevé. Ainsi un atome de Rydberg est très sensible au champ électrique. Par contre, tant que le moment orbital reste faible, un atome de Rydberg n'est pas particulièrement sensible au champ magnétique (mais ce n'est pas le cas des états circulaires utilisés dans le groupe de S. Haroche [12]).

III.2.3 Quelques propriétés de l'état choisi : $58D_{3/2}$

Essayons de résumer les contraintes imposées sur le choix du niveau de Rydberg par la nécessité d'être dans le régime de blocage de Rydberg ($\delta\nu < \frac{\Delta E}{h}$) :

- les impulsions lasers permettant d'exciter et de désexciter le niveau de Rydberg doivent être courtes (quelques centaines de ns) pour ne pas avoir d'influence du mouvement résiduel des atomes. Leur largeur spectrale $\delta\nu$ sera donc de quelques MHz ;
- la durée de vie de l'état de Rydberg doit être supérieure à la longueur de ces impulsions, donc de l'ordre de la μ s. Cette condition est facilement vérifiée pour $n > 20$;
- nous verrons dans la suite que pour exciter un atome de manière cohérente il est plus pratique sur notre dispositif de réaliser une transition à deux photons en utilisant l'état intermédiaire $5P$. Par conséquent, nous ne pourrons exciter que des états de moment orbital $l = 0$ (états S) ou $l = 2$ (états D) ;
- pour être dans le régime de blocage dipolaire, l'énergie d'interaction doit être de l'ordre de quelques dizaines de MHz, pour une distance internucléaire qui sera de l'ordre de $3 \mu\text{m}$;
- on souhaite utiliser un niveau de Rydberg de nombre quantique principal le plus faible possible, car nous n'avons aucun contrôle sur les éventuels champs électriques parasites. En pratique on voudrait se placer à $n < 80$.

Pour satisfaire à toutes ces conditions, il semble donc nécessaire de se placer à une résonance de Förster pour avoir une énergie d'interaction suffisante (l'interaction van der Waals à une distance de plusieurs microns pour $n \approx 60$ est seulement de l'ordre de 10 MHz). La position de ces résonances a été calculée dans la référence [97] pour le rubidium et le césum. Nous avons choisi d'utiliser la résonance entre $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$, pour laquelle

$$E(60P_{1/2}) + E(56F_{5/2}) - 2E(58D_{3/2}) = -6,9 \text{ MHz} . \quad (\text{III.8})$$

Nous attendons alors une énergie d'interaction d'environ 50 MHz à une distance de $4 \mu\text{m}$ (cf. chapitre IV). Plus particulièrement, nous exciterons le sous-niveau Zeeman

$$|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \hat{=} |58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle . \quad (\text{III.9})$$

Nous avons choisi ce niveau car il s'agit d'un niveau de nombre quantique magnétique maximum (*stretched state*) pour lequel on attend une fréquence de Rabi plus élevée. Le facteur de Landé de l'état $58D_{3/2}$ est $g_j \approx 4/5$ ($g_f \approx 2/5$ pour le sous-état hyperfin $f = 3$) ce qui conduit à un déplacement par un champ magnétique de 1,68 MHz/G pour l'état $m_j = 3/2$. Discutons quelques-unes des propriétés de cet état.

Sensibilité au champ électrique

Comme nous l'avons déjà mentionné, les états de Rydberg sont particulièrement sensibles au champ électrique $\mathbf{E}_{\text{el}} = E_{\text{el}}\hat{z}$. Cette propriété a par exemple récemment été utilisée pour ralentir et piéger des molécules d'hydrogène portées dans des états de Rydberg à l'aide d'un « ralentisseur Stark » [98]. Pour caractériser l'action d'un champ électrique

sur les niveaux d'énergie d'un état de Rydberg, on distingue en général les états dits *non-hydrogénoides*, des états *hydrogénoides* [88] :

- ces derniers sont les états $|nlm\rangle$ avec $l > 3$. Le défaut quantique associé est très petit et pour un n donné, tous ces états sont quasi-dégénérés. On attend donc un effet Stark similaire à celui de l'atome d'hydrogène si on fait abstraction du niveau fondamental de ce dernier. On aura donc une levée partielle de dégénérescence selon la valeur de $|m|$ et une variation de l'énergie linéaire avec le champ. Les états associés sont des mélanges des états $|nljm_j\rangle$ et sont appelés *états Stark* ;
- pour les états non-hydrogénoides $l \leq 3$, qui ne sont pas dégénérés car plus sensibles aux effets de cœur, la valeur moyenne du hamiltonien Stark est nulle lorsqu'on est dans un état donné ; en effet le hamiltonien Stark $\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\text{él}} = -eE_{\text{él}}\hat{z}$ est un opérateur impair. Il faut donc pousser le calcul perturbatif à l'ordre deux et on trouve finalement une dépendance quadratique au champ électrique. C'est en particulier le cas de l'état 58D. Dans ce cas aussi, on aura une levée partielle de dégénérescence selon la valeur de $|m|$.

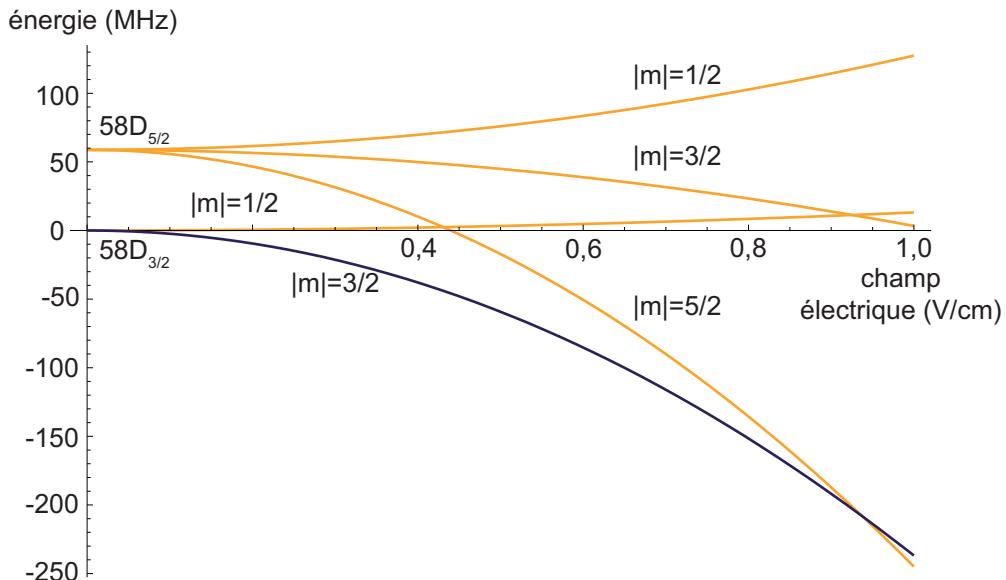


FIGURE III.3 – **Effet Stark du niveau 58D.** L'origine des énergies est celle de l'état $58D_{3/2}$ non perturbé.

Nous avons calculé l'effet Stark des états $58D_{3/2}$ et $58D_{5/2}$ par un tel calcul de perturbations à l'ordre deux. Cette approche est valable tant que les niveaux perturbés ne se croisent pas. Le déplacement d'un niveau $|58D, j', m'_j\rangle$ est alors donné par

$$\Delta E_{\text{Stark}} = e^2 E_{\text{él}}^2 \sum \frac{|\langle 58D, j', m'_j | \hat{z} | 58D, j, m_j \rangle|^2}{E_{58D_{3/2}} - E_{nlj}} , \quad (\text{III.10})$$

où $E_{58D_{3/2}}$ et les E_{nlj} sont les énergies non perturbées [76]. La somme porte sur les états de parité opposée ; les seuls qui sont couplés à 58D par le hamiltonien Stark sont les états P et F. Dans cette somme apparaissent des éléments de matrice du type $\langle n'l'j'm'_j | \hat{z} | 58D, j, m_j \rangle$.

D'après le théorème de Wigner-Eckart, ces derniers peuvent être décomposés en une intégrale radiale et une intégrale angulaire (voir [97], formules (33) et (34)) :

$$\langle n'l'j'm'_j | \hat{z} | nljmj \rangle = (-1)^{j+l-1/2} C_{jml0}^{j'm'} \sqrt{2j+1} \times \left\{ \begin{array}{ccc} l & 1/2 & j \\ j' & 1 & l' \end{array} \right\} (n'l' || r || nl) . \quad (\text{III.11})$$

L'élément de matrice réduit vaut

$$(n'l' || r || nl) = \sqrt{2l+1} C_{l010}^{l'0} \mathcal{R}_{nl}^{n'l'} . \quad (\text{III.12})$$

Dans ces formules, les C sont des coefficients de Clebsch-Gordan et les valeurs entre crochets représentent un coefficient de Racah (symbole 6-J). Les valeurs des intégrales radiales $\mathcal{R}_{nl}^{n'l'}$ ont été calculées par le groupe de P. Pillet. Nous avons calculé la somme III.10 en ne considérant que les deux états P et F les plus proches⁴ (figure III.10). On voit que le niveau $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ que nous souhaitons exciter est assez sensible au champ électrique. Comme nous ne pouvons pas contrôler le champ électrique sur notre dispositif expérimental, il se peut que nous ayons un champ électrique de l'ordre de plusieurs centaines de mV/cm, ce qui entraînerait un déplacement de plusieurs dizaines de MHz. On observe également des croisements des différents niveaux : à ces endroits, il y normalement des croisements évités dont notre calcul perturbatif ne rend pas compte.

Déplacement lumineux par le piège dipolaire

Un argument simple nous permet de dire que le déplacement lumineux du niveau de Rydberg par le piège dipolaire de pulsation ω sera forcément *vers le bleu*. En effet, l'électron de valence est la plupart du temps loin du noyau et on peut donc considérer qu'il est libre. Dans ce cas, la polarisabilité α , donnée par le modèle de Thomson, est

$$\alpha = - \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2} \approx -590 \text{ \AA}^3 . \quad (\text{III.13})$$

Le déplacement lumineux (équation I.1), proportionnel à $-\alpha$, sera donc positif. Ce raisonnement n'est vrai que s'il n'y a pas de résonance à la longueur d'onde considérée. Nous avons vérifié que le faisceau piège (810 nm) ne couplait pas l'état $|r\rangle$ à un autre état lié : le plus proche est le niveau 6P qui se situe à une « distance » de 76 THz (à comparer aux 7 THz de désaccord du faisceau piège par rapport à la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$. De plus l'élément de matrice dipolaire est environ 100 fois plus petit que pour celui entre 5S et 5P). Il a été calculé dans la référence [99] que cette méthode donne un résultat correct à 5 % près pour des états de Rydberg de n élevé.

En utilisant cette valeur de la polarisabilité, on trouve que le déplacement lumineux de l'état $|58D_{3/2}\rangle$ est de 1 MHz pour 0,5 mW de faisceau piège.

Taux de photoionisation par le piège dipolaire

De même un atome de Rydberg peut être photoionisé par la lumière du piège dipolaire : en effet il s'agit de lumière intense à une grande longueur d'onde qui peut donc

4. Nous avons vérifié qu'en prenant en compte plus d'états (jusqu'à vingt) les résultats ne sont que peu modifiés (<3 MHz).

coupler efficacement l'état de Rydberg à des états « proches » du continuum. Le groupe de M. Saffman, qui travaille également avec des atomes uniques piégés dans des pinces optiques, utilise par exemple la photoionisation par le faisceau piège (570 mW focalisés sur un col de 2,7 μm à une longueur d'onde de 1030 nm) suivi de la vérification de la présence de l'atome pour mesurer la probabilité d'être dans un état de Rydberg [99]. Le calcul du taux de photoionisation est également complexe et nécessite de connaître les fonctions d'onde de l'état de Rydberg et des états du continuum.

Nous avons utilisé les résultats de calculs numériques de [100], bien qu'ils aient été effectués pour des longueurs d'onde dans l'infrarouge lointain. On obtient une limite supérieure du taux de photoionisation de $\frac{1}{\tau_{\text{ion}}} = 700 \text{ s}^{-1}$. Ce taux est faible et la photoionisation par le piège dipolaire ne jouera donc pas de rôle sur l'échelle de temps de nos expériences ($< 1 \mu\text{s}$).

Durée de vie

Les états de Rydberg, de par le faible recouvrement de leur fonction d'onde avec la région proche du cœur, possèdent des durées de vie radiatives très élevées. Comme nous venons de le voir, pour nos expériences, les atomes de Rydberg ne sont pas piégés ; il nous est donc impossible d'accéder à cette quantité expérimentalement et nous nous reposons donc sur sa valeur théorique. On montre [88] que la durée de vie τ_{ddv} d'un tel état vérifie

$$\frac{1}{\tau_{\text{ddv}}} = \frac{1}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{bb}}} , \quad (\text{III.14})$$

où τ_{rad} est le temps de vie radiatif, qui quantifie la probabilité par unité de temps de tomber dans un état d'énergie plus faible par émission spontanée et le terme $1/\tau_{\text{bb}}$ est dû au rayonnement du corps noir.

Le calcul de τ_{rad} n'est pas simple car il faut sommer les contributions de tous les états d'énergie inférieure à celle de l'état considéré et accessible par les règles de sélection. Cependant, les mesures expérimentales, confirmées par les calculs théoriques, ont montré que la durée de vie des états de Rydberg des alcalins suit la loi empirique suivante [101] :

$$\tau_{\text{rad}} = \tau_0 \times (n^*)^\alpha . \quad (\text{III.15})$$

Pour les états D du rubidium, on a $\tau_0 = 2.09 \text{ ns}$ et $\alpha = 2.85$. Cette formule mène à une durée de vie radiative du niveau 58D_{3/2} de 207 μs .

La seconde contribution à la durée de vie est celle du rayonnement du corps noir (terme $1/\tau_{\text{bb}}$). En effet, la densité spectrale de ce dernier à $T = 300 \text{ K}$ est centrée vers 30 THz et il peut ainsi entraîner des transitions $nl \rightarrow n'l'$ entre états de Rydberg (qui sont séparés d'environ 20 GHz autour de $n = 60$) ou vers le continuum. On peut utiliser la formule approchée (elle ne prend en compte que les transitions vers les états de Rydberg proches) donnée par T. Gallagher [88] pour calculer sa contribution :

$$\frac{1}{\tau_{\text{bb}}} = \frac{4 \alpha^3 k_{\text{B}} T}{3 \hbar n^2} , \quad (\text{III.16})$$

où α est la constante de structure fine. On trouve ainsi une valeur de $\tau_{\text{bb}} = 165 \mu\text{s}$ pour les états $n = 58$.

Finalement, la durée de vie de l'état $58D_{3/2}$ sera de $\tau_{\text{ddv}} = 92 \mu\text{s}$. Pour nos expériences, nous souhaitons partir de l'état fondamental, exciter l'atome vers l'état $|r\rangle$ puis le désexciter vers le fondamental sur une échelle de temps de l'ordre de $1 \mu\text{s}$. Nous ne serons donc absolument pas limité par la durée de vie de l'état de Rydberg.

III.3 Comment exciter l'atome vers l'état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$?

Les groupes travaillant avec des atomes de Rydberg excitent en général leurs atomes en passant par plusieurs états intermédiaires à l'aide de lasers et/ou d'ondes RF [102, 103, 104, 105, 106]. Mais afin de réaliser nos expériences de blocage de Rydberg, nous souhaitons exciter l'atome *de manière cohérente* vers l'état $|r\rangle$, avec *la probabilité la plus grande possible*. Il n'existe que deux méthodes, optiques, permettant de remplir ces deux conditions. La première est de réaliser du *STIRAP* (*STImulated Raman Adiabatic Passage*, passage adiabatique Raman stimulé) [107]. Récemment, une efficacité de transfert de 90 % au centre d'un nuage d'atomes froids a été obtenue par cette méthode [108]. Mais dans la perspective du calcul quantique, il est plus intéressant de pouvoir réaliser des *oscillations de Rabi* depuis l'état fondamental, car cela permet l'implémentation simple de portes logiques quantiques [24]. Nous avons donc opté pour cette seconde solution. De telles oscillations de Rabi n'ont été observées qu'en 2008 dans l'équipe de M. Weidemüller [86]. La même année le groupe de M. Saffman a observé de telles oscillations pour un atome piégé dans une pince optique [87] et notre groupe a obtenu un tel résultat quelques mois après [109, 110].

L'énergie de la transition entre l'état fondamental et l'état de Rydberg $|r\rangle$ correspond à une longueur d'onde dans le domaine UV d'environ 297 nm. La manipulation de lumière à une telle longueur n'étant pas aisée [102], nous avons choisi de réaliser notre excitation à l'aide d'une transition à deux photons. On utilise un laser à 795 nm couplant les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{1/2}$ et un autre à 475 nm couplant les niveaux $5P_{1/2}$ et $58D_{3/2}$. Le premier laser peut être asservi en fréquence sur la transition correspondante par absorption saturée et on peut asservir la fréquence du second à l'aide par exemple d'une cavité de transfert [111]. Notons également que l'effet Doppler pour une telle transition à deux photons est de l'ordre de quelques centaines de kHz pour un atome d'une température de $70 \mu\text{K}$. Si l'on travaille avec une fréquence de Rabi de l'ordre de plusieurs MHz, l'effet Doppler aura une influence négligeable.

Justifions rapidement notre choix du niveau intermédiaire. Nous avions le choix entre les niveaux $5P_{1/2}$ (transition D1 à 795 nm) et $5P_{3/2}$ (transition D2 à 780 nm). Initialement, nous souhaitions utiliser la transition D1, en envoyant le laser à 795 nm à travers l'objectif MiGOu pour pouvoir adresser séparément deux atomes séparés de quelques μm . Dans cette configuration, il aurait été impossible d'utiliser des lasers à 780 nm car la lumière réfléchie par les différentes optiques de Migou vers le système d'imagerie aurait pu détruire nos APD (la lumière à 795 nm est, elle, bloquée par des filtres interférentiels). Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre II, nous n'avons jamais obtenu de résultats concluants dans cette configuration. Comme le système laser à 795 nm était cependant

construit, nous avons décidé de garder celui-ci pour réaliser la transition à deux photons vers l'état de Rydberg. Notons tout de même que le fait de passer par l'état $5P_{1/2}$ possède un avantage : les règles de sélection nous assurent que nous n'exciteront pas le niveau $58D_{5/2}$, séparé du niveau $58D_{3/2}$ de seulement 59 MHz, ce qui ne serait pas le cas en passant par le niveau intermédiaire $5P_{3/2}$.

III.3.1 Rappels théoriques sur les transitions à deux photons

Avant de discuter le choix des lasers pour l'excitation à deux photons, rappelons tout d'abord comment se comporte un système à trois niveaux « en échelle » lorsqu'il est éclairé par deux lasers permettant une excitation à deux photons vers le niveau de plus haute énergie. On considère pour cela le schéma de la figure III.4.

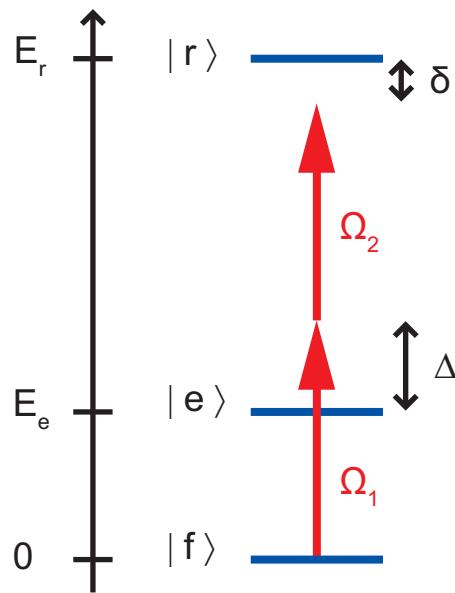


FIGURE III.4 – *Système à 3 niveaux en échelle*. Les deux lasers ont pour fréquences ω_1 et ω_2 .

Les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont couplés avec une fréquence de Rabi $\hbar\Omega_1 = -\langle e | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_1 | f \rangle$ où $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur dipôle de l'atome. De même le second laser couple les états $|e\rangle$ et $|r\rangle$; la fréquence de Rabi associée est $\hbar\Omega_2 = -\langle r | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_2 | e \rangle$. On définit également les désaccords $\Delta = \omega_1 - E_e/\hbar$ et $\delta = \omega_1 + \omega_2 - E_r/\hbar$. Dans la base $\{|f\rangle, |e\rangle, |r\rangle\}$, l'atome est décrit par le vecteur d'état

$$|\Psi(t)\rangle = a_f(t) |f\rangle + a_e(t) e^{-i\omega_1 t} |e\rangle + a_r(t) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} |r\rangle \quad (\text{III.17})$$

et le hamiltonien du système s'écrit alors dans l'approximation dipolaire électrique

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1^*(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) & 0 \\ \Omega_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) & 2\frac{E_e}{\hbar} & \Omega_2^*(e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}) \\ 0 & \Omega_2(e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}) & 2\frac{E_r}{\hbar} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.18})$$

Dans l'approximation du champ tournant et en négligeant l'émission spontanée, on peut écrire l'équation de Schrödinger qui prend la forme

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \Omega_1^* a_e \\ 2i\dot{a}_e = \Omega_1 a_f + \Omega_2^* a_r - 2\Delta a_e \\ 2i\dot{a}_r = \Omega_2 a_e - 2\delta a_r \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

Supposons que le désaccord intermédiaire Δ soit suffisamment grand devant les fréquences d'évolution des populations (de l'ordre de $\Omega_1, \Omega_2, \Gamma$) ; alors, dans la seconde équation de ce système, on peut négliger le terme $2i\dot{a}_e$ devant le terme $2\Delta a_e$. Le système se réduit alors à seulement deux équations nous donnant l'évolution des populations a_f et a_r (la population de l'état intermédiaire reste faible si le désaccord Δ est grand) :

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \frac{\Omega_1^* \Omega_2^*}{2\Delta} a_r + \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} a_f \\ 2i\dot{a}_r = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} a_f - 2\left(\delta - \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta}\right) a_r \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Ce système est équivalent au système I.4 qui décrit un système à deux niveaux couplés par un laser, avec une fréquence de Rabi et un désaccord effectifs définis respectivement par

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} \quad \text{et} \quad \delta_{\text{eff}} = \delta - \left(\frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} - \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta}\right). \quad (\text{III.21})$$

Dans l'expression du désaccord effectif, les termes $|\Omega_1|^2/4\Delta$ et $|\Omega_2|^2/4\Delta$ correspondent respectivement aux déplacements lumineux des états $|f\rangle$ et $|r\rangle$ par les lasers 1 et 2. Il faut donc faire attention : la condition de résonance pour la transition à deux photons n'est pas forcément pour $\delta = 0$! Mais si on se place par exemple dans la situation où les deux lasers ont la même fréquence de Rabi ($|\Omega_1| = |\Omega_2|$), la contribution des déplacements lumineux disparaît.

Finalement, on retrouve un résultat très proche de celui obtenu au chapitre II pour un système en configuration Λ . Pour avoir une transition cohérente, il faut que les phases des deux lasers soient stables pendant l'excitation (la phase de chaque laser est « imprimée » dans la fréquence de Rabi associée). La fréquence de Rabi de la transition à deux photons va alors varier comme la racine de la puissance des deux lasers. Elle va également augmenter lorsqu'on se rapproche de la résonance avec l'état $|e\rangle$. Mais il ne faut pas trop se rapprocher de la résonance avec l'état intermédiaire car on peut alors induire de l'émission spontanée qui peut détruire l'oscillation de Rabi. Afin de déterminer quel désaccord nous allions choisir nous avons effectué des calculs sur un modèle simple du type équations de Bloch optique que nous allons à présent expliciter.

III.3.2 La configuration expérimentale choisie

Comme précisé précédemment, nous souhaitons exciter le niveau de Rydberg $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, en partant du niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ que nous savons préparer par pompage optique (cf. chapitre II). Nous avons pour cela choisi la configuration décrite sur la figure III.5 : nous réalisons l'excitation vers le niveau de Rydberg

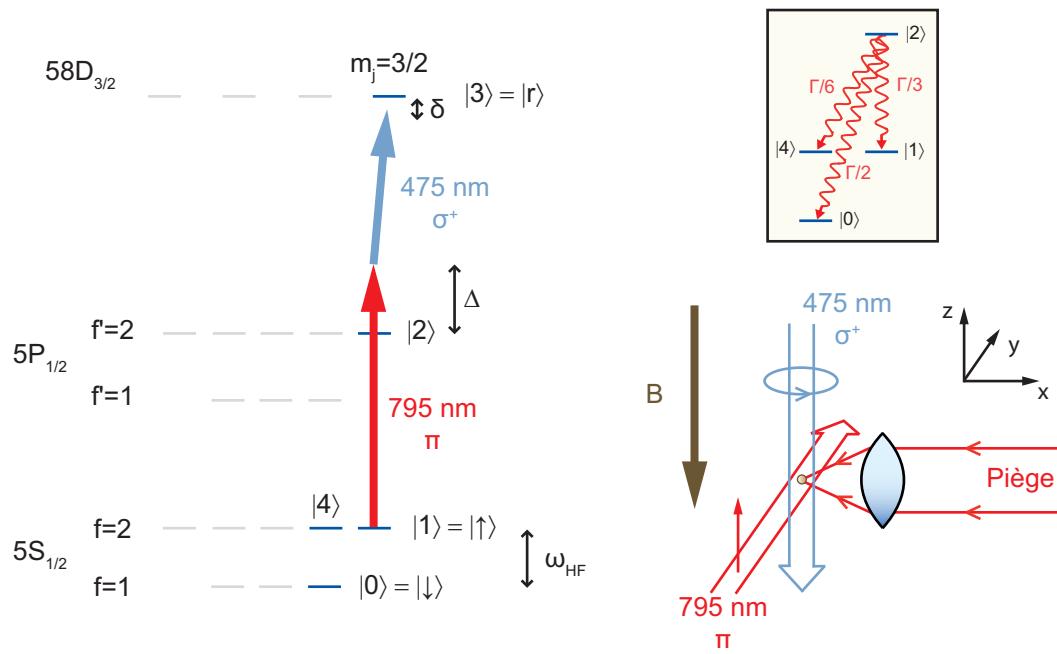


FIGURE III.5 – **Configuration des lasers pour l'excitation de l'état de Rydberg.** On ne prend pas en compte le déplacement Zeeman des niveaux par le champ fixant l'axe de quantification. Pour le niveau de Rydberg $58D_{3/2}$, seuls sont représentés les sous-niveaux Zeeman de la structure fine. En insert, les taux d'émission spontanée pour le niveau $5P$.

à l'aide d'un faisceau à 795 nm polarisé π et un faisceau à 475 nm polarisé σ^+ . Comme pour les expériences de manipulation du qubit décrites au chapitre II, un champ de biais vertical de -9 Gauss définit l'axe de quantification : le faisceau à 795 nm, qui est en fait le même que le faisceau « Raman 1 » est envoyé horizontalement, et le faisceau à 475 nm est envoyé verticalement. Le faisceau « Raman 2 » se propageant selon le même chemin optique mais polarisé $\sigma^+ + \sigma^-$ pourra alors servir à coupler les états $|r\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. Lors de l'excitation à deux photons (qui durera quelques centaines de ns), nous éteindrons le piège afin de ne pas avoir de déplacements lumineux dus à celui-ci. Comme nous l'avons vu au chapitre I, si on coupe le piège pendant 1 μ s, l'atome n'a pas le temps de quitter la région de piégeage et on a une probabilité de le recapturer supérieure à 98 %.

Les paramètres à utiliser pour la transition à deux photons : quelle est l'influence de l'émission spontanée ?

Afin de déterminer quel désaccord par rapport au niveau intermédiaire Δ utiliser et vérifier l'influence de l'émission spontanée, nous avons résolu les équations de Bloch optique pour le système représenté sur la figure III.5. Pour simplifier les calculs nous n'avons considéré que les 5 niveaux en trait gras et nous n'avons pas pris en compte le décalage Zeeman dû au champ de biais. Notons les fréquences de Rabi des lasers à 795 nm et 475 nm respectivement Ω_R et Ω_B . En se plaçant dans la base $\{|0\rangle, |4\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$,

le hamiltonien de ce système s'écrit, dans l'approximation du champ tournant

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} -\omega_{HF} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_R^*/2 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_R/2 & -\Delta & \Omega_B^*/2 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_B/2 & -\delta \end{pmatrix}. \quad (\text{III.22})$$

L'évolution de la matrice densité $\hat{\rho}$ décrivant ce système à 5 niveaux est gouvernée par l'équation

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{L}, \quad (\text{III.23})$$

où le terme de relaxation, donné par l'opérateur de Liouville \mathcal{L} représente l'émission spontanée [80]. Les taux de désexcitation dépendent des couplages entre les différents niveaux décrits par des coefficients de Clebsch-Gordan (figure III.5). On néglige tous les termes de relaxation entre sous-états de l'état fondamental et on suppose qu'il n'y a pas de relaxation de l'état de Rydberg vers des états différents de l'état intermédiaire. Le taux d'émission spontanée de l'état de Rydberg est obtenu à partir de la durée de vie radiative calculée dans la section précédente ($\Gamma_{\text{ryd}}/2\pi = 4,8 \text{ kHz}$) et celui du niveau intermédiaire est tiré de la référence [68] ($\Gamma_P/2\pi = 5,75 \text{ MHz}$). L'opérateur de Liouville \mathcal{L} s'écrit [71, 80], en représentation matricielle,

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} \frac{\Gamma_P}{2} \rho_{22} & 0 & 0 & -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{02} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{03} \\ 0 & \frac{\Gamma_P}{6} \rho_{22} & 0 & -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{42} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{43} \\ 0 & 0 & \frac{\Gamma_P}{3} \rho_{22} & -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{12} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{13} \\ -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{20} & -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{24} & -\frac{\Gamma_P}{2} \rho_{21} & \Gamma_{\text{ryd}} \rho_{33} - \Gamma_P \rho_{22} & -\frac{\Gamma_P + \Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{23} \\ -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{30} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{34} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{31} & -\frac{\Gamma_P + \Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{32} & -\Gamma_{\text{ryd}} \rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.24})$$

Nous nous intéressons à l'évolution des populations des 5 niveaux. Nous avons pour cela résolu numériquement ces équations pour différents jeux de paramètres ($\Omega_R, \Omega_B, \Delta$). La figure III.6 représente le résultat de tels calculs pour différents jeux de paramètres : on trace ici l'évolution de la probabilité d'être dans l'état de Rydberg $|r\rangle$ au cours du temps (initialement l'atome est en $|1\rangle = |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$). Les lasers bleu et rouge sont allumés à $t = 0$.

Nous avons une contrainte principale : il faut que la fréquence de Rabi soit de plusieurs MHz, pour que le mouvement résiduel des atomes ne joue pas de rôle dans les expériences d'intrication, mais il faut aussi qu'elle soit assez faible pour être dans le régime de blocage de Rydberg. Fixons nous pour objectif d'obtenir une fréquence de Rabi à deux photons $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_R \Omega_B / 2\Delta$ de $2\pi \times 5 \text{ MHz}$, c'est-à-dire que nous voulons être capables de réaliser une impulsion- π en 100 ns. L'émission spontanée par le niveau de Rydberg a une influence négligeable sur ces échelles de temps.

Rappelons que pour pouvoir éliminer adiabatiquement le niveau intermédiaire et donc avoir une évolution cohérente de l'état fondamental vers l'état de Rydberg, il faut être suffisamment désaccordé, c'est-à-dire vérifier la condition $\Delta \gg \Omega_R, \Omega_B, \Gamma_P$. Prenons par exemple un désaccord de 600 MHz. Ceci fixe le produit $\Omega_R \Omega_B$.

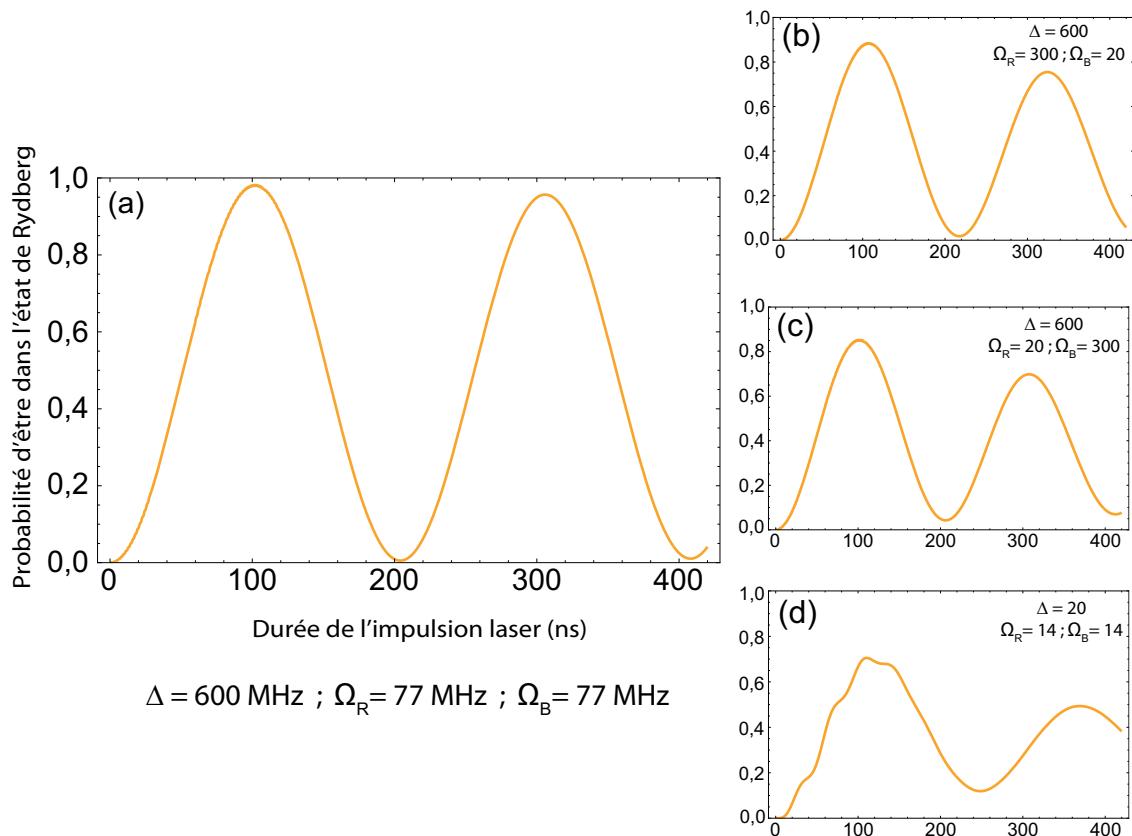


FIGURE III.6 – **Oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg à l'aide d'une transition à deux photons.** Ces graphes ont été obtenus en résolvant numériquement les équations de Bloch optiques. Les fréquences de Rabi et le désaccord sont donnés en $2\pi \times \text{MHz}$. Pour chaque jeu de paramètres, nous nous sommes placés au désaccord δ qui optimise le contraste des oscillations.

Pour avoir une évolution cohérente, il faut également vérifier $\Omega_R, \Omega_B \gg \Gamma_P$: il faut que la dynamique soit dominée par les transferts de population dus aux lasers plutôt que par ceux dus à l'émission spontanée. Le mieux est donc de se placer dans la situation où $\Omega_R = \Omega_B$. Sur la figure III.6, le graphe (a) représente une oscillation de Rabi avec de tels paramètres optimum ($\Delta/2\pi = 600 \text{ MHz}$, $\Omega_R/2\pi = \Omega_B/2\pi = 77 \text{ MHz}$). On peut alors réaliser une impulsion- π avec une efficacité de 98 %. Si on garde le même désaccord mais qu'on diminue la fréquence de Rabi d'un des faisceaux au profit de l'autre, les oscillations sont amorties (graphes (b) et (c)). Dans ces trois cas, on remarque que la fréquence de Rabi n'est pas exactement la fréquence de Rabi théorique $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_R \Omega_B / 2\Delta$ (on trouve un rapport à la fréquence théorique de 0,99 pour (a), 0,93 pour (b) et 0,98 pour (c)). Ceci est en fait dû au déplacement lumineux par le faisceau rouge qui modifie légèrement le désaccord par rapport à l'état intermédiaire Δ . Nous avons également représenté pour exemple une oscillation pour laquelle $\Omega_R = \Omega_B$, mais où le désaccord est trop faible (graphe (d)). On peut résumer les conditions à remplir pour avoir une transition cohérente par

$$\Delta \gg \Omega_R, \Omega_B \gg \Gamma_P \quad (\text{III.25})$$

Conclusion : les paramètres utilisés pour nos expériences

Malheureusement, une estimation de la fréquence de Rabi que nous pouvons atteindre avec notre laser à 475 nm est de 20 MHz en focalisant 30 mW sur un col de 25 μm (cf. section III.4.2). Nous avons donc utilisé un désaccord de $\Delta/2\pi = 600$ MHz et une fréquence de Rabi du laser rouge d'environ $\Omega_R/2\pi = 300$ MHz. Ceci correspond aux paramètres du graphe (b). Dans ce cas, l'émission spontanée par le niveau intermédiaire est diminuée, mais pas complètement supprimée. Nous avons aussi utilisé un désaccord de 400 MHz pour nos premières expériences : dans la suite du manuscrit, nous préciserons à chaque fois quel est le désaccord utilisé.

Enfin, pour mémoire, rappelons que la condition de résonance se situe pour un désaccord du laser bleu $\delta \neq 0$. Par exemple pour les paramètres du graphe (b), l'optimum se situe pour $\delta/2\pi = -35,5$ MHz. Ceci est dû au déplacement lumineux du laser bleu $|\Omega_B|^2/4\Delta$ de $2\pi \times 167$ kHz mais surtout à celui du laser rouge qui vaut $|\Omega_R|^2/4\Delta = 2\pi \times 37,5$ MHz (cf. équation III.21).

III.4 Description du système laser utilisé pour la transition à deux photons

Afin de réaliser l'excitation de l'atome vers l'état de Rydberg voulu, nous utilisons donc un laser à 795 nm et un autre à 475 nm (figure III.7 (a)). Les sources que nous utilisons sont deux dispositifs commerciaux Toptica : une diode DL100 (100 mW) à 795 nm et un système TA-SHG-110 à 475 nm (200 mW). Ce dernier système consiste en une diode laser en cavité externe à 950 nm, amplifiée par un amplificateur à semi-conducteur puis doublé dans un cristal de KNbO₃ situé dans une cavité en anneau. Nous obtenons un peu plus de 200 mW de lumière bleue. Ces deux lasers sont couplés chacun dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation qui amènent les faisceaux à la chambre à vide. Nous prélevons une partie du faisceau à 795 nm, que nous décalons en fréquence de -500 MHz à l'aide d'un AOM simple passage, pour asservir ce laser sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, f' = 2\rangle$ du ⁸⁷Rb. Ainsi, après passage dans un second AOM (ordre ± 1) nous obtenons le désaccord souhaité (400 ou 600 MHz). Une partie du faisceau est également prélevée pour l'asservissement du laser à 475 nm. En ce qui concerne le système à 475 nm, on prélève une partie du faisceau à 950 nm pour l'asservissement. Enfin, les faisceaux rouge et bleu passent chacun par un EOM entre polariseurs croisés qui permet d'allumer et d'éteindre les faisceaux (temps de montée/descente : environ 10 ns).

III.4.1 Asservissement du laser à 475 nm

Pour réaliser une transition à deux photons, il faut asservir la fréquence des deux lasers avec une stabilité relative plus petite que la fréquence de Rabi, de l'ordre de 5 MHz. Les deux lasers ayant des longueurs d'ondes très différentes, on utilise en général une *cavité de transfert*. Il s'agit d'avoir une cavité ultra-stable asservie sur le faisceau référence (795 nm), qu'on utilise alors pour asservir l'autre faisceau (475 nm). Avec un tel système, on peut en principe atteindre une stabilité de l'ordre de 100 kHz sur le long terme [87].

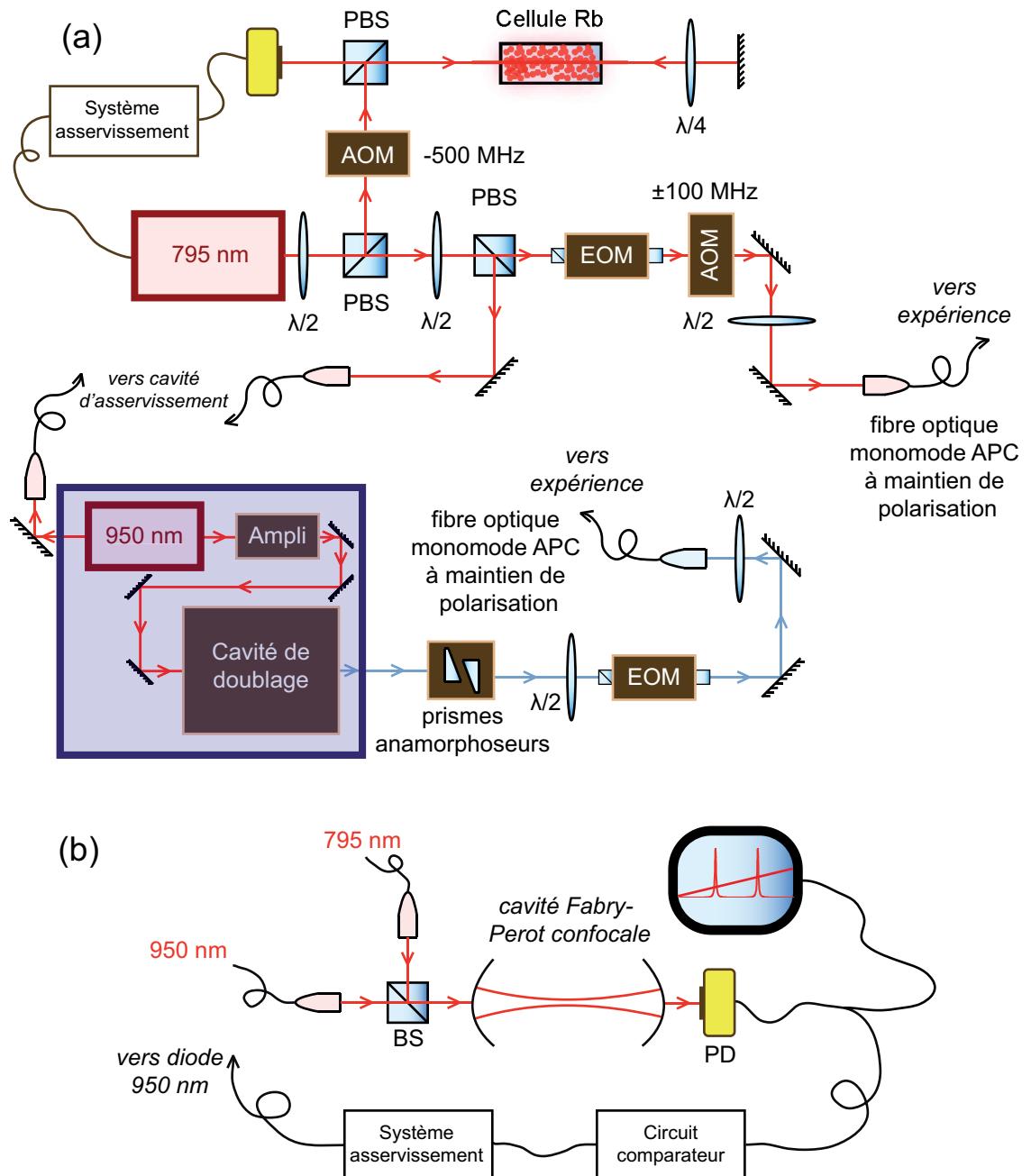


FIGURE III.7 – Système laser pour l'excitation vers un état de Rydberg. BS = cube séparateur 50/50. PBS = cube séparateur de polarisation. PD = photodiode. La cavité est balayée en jouant sur la tension d'un transducteur piézoélectrique situé sur un des miroirs.

Comme nous visons une stabilité de l'ordre du MHz, notre choix s'est porté sur un système plus simple et moins coûteux, basé sur la comparaison de la position des pics lorsqu'on balaye une cavité Fabry-Perot [112] (figure III.7 (b)). Nous utilisons pour cela une cavité Coherent (modèle 216-C+) de finesse $\mathcal{F} \approx 100$. Un circuit compare la position

relative des pics de transmission de chaque laser à une référence fixée manuellement et fournit un signal d'erreur que nous utilisons pour asservir la fréquence du laser à 950 nm. Ce système ne permet pas de fixer sa fréquence de manière absolue, il faut donc disposer d'un lambdamètre ayant une résolution de l'ordre de l'intervalle spectral libre (ici 300 MHz). Nous obtenons une stabilité d'environ 2 MHz sur le court terme (quelques secondes) et des dérives pouvant aller jusqu'à 10 MHz sur l'échelle de l'heure (dérives thermiques de la taille de la cavité)⁵. Enfin, il ne faut pas oublier que pour observer des oscillations de Rabi avec une transition à deux photons, il faut aussi que la phase relative des lasers ne fluctue pas trop durant l'impulsion. Nous comptons ici sur la stabilité de phase passive des lasers. Nous avons mesuré une largeur FWHM de 105 kHz pour le faisceau à 950 nm et de 600 kHz pour celui à 795 nm par une méthode de battement hétérodyne [113]. Ces largeurs sont suffisamment faibles pour espérer voir des oscillations de Rabi à des fréquences de quelques MHz.

Enfin, notons que le domaine de longueurs d'onde accessible avec le laser bleu couvre une région de 6 nm allant de l'état $n = 24$ jusqu'à des fréquences de 220 GHz ($6,6 \text{ cm}^{-1}$) supérieures au seuil d'ionisation, lorsqu'on part de l'état $5P_{1/2}$.

III.4.2 Alignement du laser à 795 nm sur l'atome

Décrivons à présent la procédure nous permettant d'aligner les faisceaux à 795 nm et 475 nm sur l'atome. Toutes les tailles de faisceaux seront données en demi-largeur à $1/e^2$. Estimons la taille du faisceau à 795 nm w nécessaire à l'obtention d'une fréquence de Rabi de $\Omega_R/2\pi = 250 \text{ MHz}$ avec une puissance $P_R = 6 \text{ mW}$. La fréquence de Rabi sera donnée par $\hbar\Omega_R = -E_R d$, où d est l'élément de matrice dipolaire entre les états $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|5P_{1/2}, f' = 2, m'_f = 2\rangle$. L'amplitude du champ électrique du laser E_R est

$$E_R = \sqrt{\frac{2 I_R}{\epsilon_0 c}} = \sqrt{\frac{4 P_R}{\pi \epsilon_0 c w^2}} . \quad (\text{III.26})$$

La taille du faisceau est donc donnée par

$$w = \frac{|d|}{\hbar |\Omega|} \sqrt{\frac{4 P_R}{\pi \epsilon_0 c}} . \quad (\text{III.27})$$

Il nous reste à déterminer la valeur de l'élément de matrice dipolaire. D'après le théorème de Wigner-Eckart, celui-ci se décompose en une intégrale radiale et une intégrale angulaire $\mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f}$ [76] :

$$d = (j = 1/2 || -e r || j' = 1/2) \mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f} . \quad (\text{III.28})$$

Nous tirons leurs valeurs numériques de la référence [68] : $(j = 1/2 || -e r || j' = 1/2) = -2,9931 \text{ ea}_0$ et $|\mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f}| = \sqrt{1/3}$. On trouve ainsi qu'il est nécessaire d'avoir un col $w \approx 150 \text{ } \mu\text{m}$.

5. Nous avons aussi réalisé certaines expériences avec un système utilisant un lambdamètre ultra-précis (Ångstrom WS-U 10 de HighFinesse, résolution de 1 MHz, précision absolue de 10 MHz sur une plage de 400 nm) ayant des performances similaires.

Comme nous l'avons décrit précédemment, le faisceau à 795 nm est issu d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Le faisceau passe par une lame $\lambda/2$ et une lame $\lambda/4$ avant d'entrer dans la chambre à vide, afin d'optimiser sa polarisation. Il est « collimaté » par un coupleur Schäfter-Kirchhoff (modèle 60FC-4-M12-10). La convergence du faisceau est réglable en jouant finement sur la distance fibre/lentille de collimation. Le coupleur est monté sur une monture micrométrique qui permet un alignement avec une précision de 5 μm . Par une mesure directe de la taille du faisceau à l'aide d'un profilomètre, nous avons vu que nous pouvons en théorie obtenir un col de 131 μm .

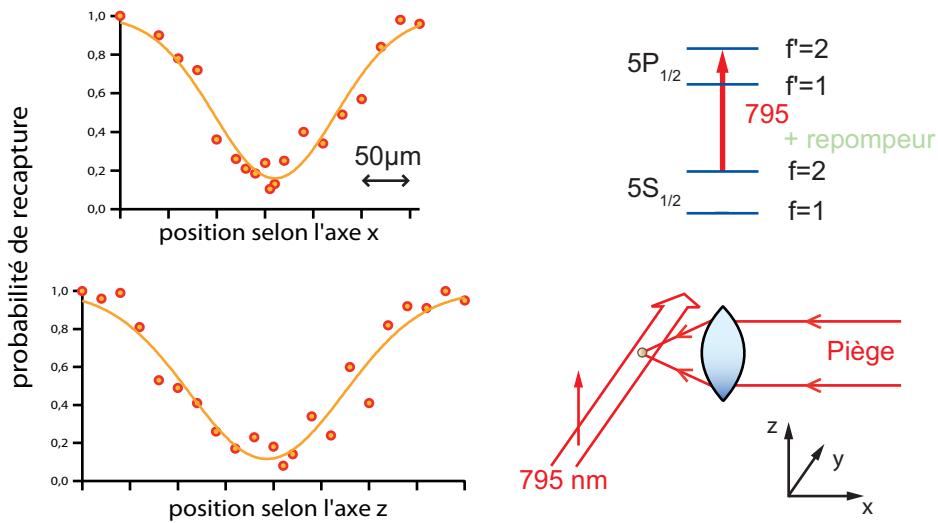


FIGURE III.8 – **Alignement fin du faisceau à 795 nm sur l'atome.** Selon la qualité de son alignement, le faisceau à 795 nm peut ou pas éjecter l'atome hors du piège. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les ajustements sont faits par des gaussiennes pour lesquelles la valeur à $\pm\infty$ est forcée à 1.

Une fois un alignement grossier du faisceau sur l'atome effectué, nous l'optimisons en utilisant une séquence expérimentale basée sur l'expulsion de l'atome hors du piège par le faisceau à 795 nm. Après avoir chargé un atome dans le piège dipolaire, nous envoyons le faisceau à 795 nm pendant quelques ms. Ce dernier va expulser ou non l'atome hors du piège selon la position du faisceau, c'est-à-dire selon l'intensité vue par l'atome. Nous mesurons la probabilité de recapturer l'atome en fonction de la position du faisceau à 795 nm pour deux directions perpendiculaires. Le laser est à résonance sur la transition $|f=2, m_f=2\rangle \rightarrow |f'=2, m'_f=2\rangle$ et nous envoyons simultanément le faisceau repompeur de la mélasse pour recycler les atomes qui seraient tombés en $f=1$. Le résultat est présenté sur la figure III.8. Le faisceau est envoyé pendant 18 ms et a une puissance de 3,3 μW ($I/I_{\text{sat}} \approx 2$ au centre du faisceau). Ces paramètres ont été choisis de manière à ce que la probabilité de recapture soit $\gtrsim 0$ lorsqu'on est au centre du faisceau.

Il est difficile de relier l'intensité du faisceau à la probabilité de recapture. En effet, la force de pression de radiation et le chauffage de l'atome par émission spontanée entrent en jeu. De plus, nous nous attendons à voir sur ces courbes un effet de saturation dû au fait qu'il doit y avoir un seuil en intensité à partir duquel les atomes sont expulsés ; en deçà du

seuil, l'atome est simplement chauffé mais est bien recapturé. Nous n'observons cependant pas un tel seuil. Nous avons réalisé un ajustement gaussien des points expérimentaux ; ce dernier est satisfaisant. Nous supposerons donc que les ajustements donnent une bonne estimation de la taille du faisceau :

$$w_x \approx 125 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{et} \quad w_z \approx 160 \text{ } \mu\text{m}. \quad (\text{III.29})$$

Étant donné que la longueur de Rayleigh d'un faisceau à 795 nm ayant un col de 150 μm est de 90 mm, un réglage à la règle est suffisant dans la direction longitudinale.

III.4.3 Alignement du laser à 475 nm sur l'atome

De même, pour le faisceau bleu à 475 nm, calculons la taille du faisceau w qu'il faudrait pour obtenir une fréquence de Rabi $\Omega_B/2\pi = 25 \text{ MHz}$ avec une puissance⁶ de 30 mW. On utilise à nouveau la formule III.27. La valeur de l'élément de matrice dipolaire entre les états $|5P_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est calculée à partir des formules (33) et (34) de la référence [97]. La valeur de l'intégrale radiale nous a été donnée par le groupe de P. Pillet et vaut -0.01936 ea_0 . Nous avons calculé une valeur de l'intégrale angulaire de $\sqrt{1/3}$. En utilisant la formule III.27, on trouve finalement qu'il faut avoir un col $w \approx 22 \text{ } \mu\text{m}$. La longueur de Rayleigh associée est de seulement 3,2 mm et il faudra aussi aligner finement la position du col sur la zone de piégeage. Pour obtenir un col de cette taille, nous focalisons le faisceau au niveau de l'atome à l'aide d'un doublet de focale $f = 400 \text{ mm}$, fixé sur une monture micrométrique. Avant la lentille le faisceau est collimaté à une taille $w_0 = 3,25 \text{ mm}$. La taille du col attendue est donc

$$w = \frac{\lambda f}{\pi w_0} = 18,6 \text{ } \mu\text{m}. \quad (\text{III.30})$$

Pour aligner le faisceau sur l'atome, nous effectuons tout d'abord un alignement grossier par la méthode suivante. Nous utilisons un faisceau sonde à 780 nm, se propageant du bas vers le haut, que nous avons préalablement aligné sur l'atome. Nous couplons ensuite ce faisceau dans la fibre optique qui amène le laser bleu à l'expérience : les chemins optiques de ces deux lasers sont alors similaires et le laser bleu est donc aligné sur l'atome. La polarisation σ^+ de ce faisceau est optimisée en plaçant un analyseur juste avant le hublot de l'enceinte à vide et en vérifiant que la puissance P transmise est constante. Nous trouvons $P_{\min}/P_{\max} = 0,94$, ce qui revient à dire que le champ électrique peut s'écrire $E_B((1 - \varepsilon)\hat{\sigma}^+ + \varepsilon\hat{\sigma}^-)$ avec $\varepsilon = 0,015$.

Pour l'alignement fin, nous utilisons une méthode basée sur l'ionisation de l'atome par le faisceau à 475 nm. La séquence utilisée est la suivante :

- on commence par piéger un atome et éteindre les faisceaux de mélasse afin que la mélasse optique se dissipe ;

6. Bien que le laser délivre environ 200 mW, nous avons de nombreuses sources de pertes avant d'arriver jusqu'à l'atome. Les principales sont le passage à travers un des miroirs de rétroréflexion du PMO (transmission de 0,8 à 475 nm), le passage par le hublot de la chambre à vide dont le traitement n'est pas optimisé pour cette longueur d'onde (transmission de 0,71) et le passage par une fibre optique monomode (transmission de 0,6).

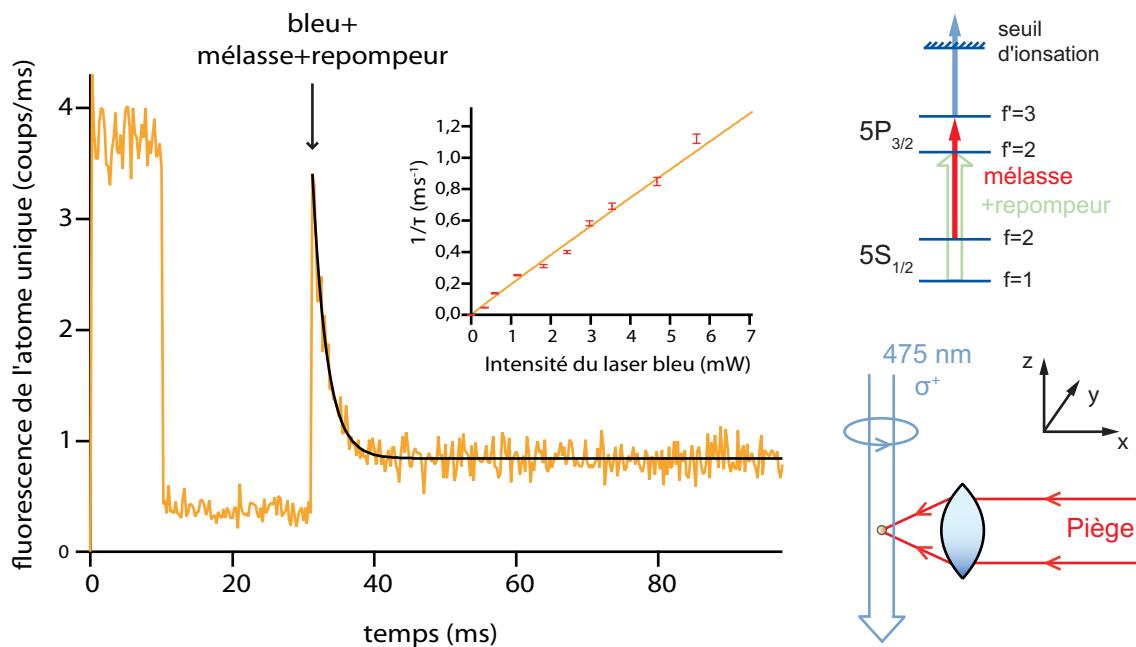


FIGURE III.9 – **Photoionisation de l'atome par le faisceau à 475 nm.** Les résultats sont les moyennes de 300 expériences. La séquence commence à $t=0$. On commence par observer la fluorescence de l'atome pendant 10 ms afin de vérifier qu'il est bien présent. On éteint ensuite les faisceaux de mélasse pour que la mélasse optique se dissipe. À $t=31$ ms, on rallume les faisceaux de mélasse et on allume le faisceau bleu. Ce dernier peut photoioniser l'atome à partir de l'état intermédiaire, menant à une décroissance exponentielle de la probabilité de présence de l'atome. Un ajustement exponentiel permet de déterminer le taux de photoionisation. On remarque qu'en fin de séquence, le taux de comptage est supérieur à sa valeur lorsque les faisceaux de mélasse sont éteints (entre $t=10$ ms et $t=31$ ms) : ceci est dû à de la lumière parasite issue des faisceaux de mélasse. Nous avons bien vérifié que nous ne recapturons pas d'atomes en fin de séquence. En insert, une mesure du taux de photoionisation en fonction de l'intensité du faisceau bleu, confirmant la dépendance linéaire attendue.

- on envoie ensuite le faisceau bleu et les faisceaux de mélasse simultanément. Les faisceaux de mélasse portent l'atome dans le niveau $5P_{3/2}$ et l'atome peut alors être ionisé par le faisceau bleu.

Un signal typique est présenté sur la figure III.9. Ce signal est obtenu en faisant la moyenne de 300 expériences. On observe une décroissance exponentielle de la fluorescence de l'atome pendant que le faisceau bleu est allumé. Celle-ci est due à une décroissance de la probabilité de présence p de l'atome dans le piège. Ce comportement est bien celui-attendu si l'atome est irradié par un faisceau qui peut l'ioniser à partir du niveau $5P_{3/2}$ (les autres mécanismes de perte comme les collisions avec le gaz résiduel ou le chauffage par le faisceau piège sont négligeables sur l'échelle de temps de l'expérience (cf. chapitre I) :

$$p = e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (\text{III.31})$$

On peut relier cette durée typique de décroissance à la section efficace d'ionisation σ par

$$\frac{1}{\tau} = f \frac{I_B \sigma}{h \nu_B} , \quad (\text{III.32})$$

où f est la probabilité d'avoir l'atome dans l'état $5P_{3/2}$ en régime stationnaire, I_B et ν_B sont respectivement l'intensité et la fréquence du laser bleu [114].

Nous avons commencé par vérifier que la durée τ était bien inversement proportionnelle à l'intensité du faisceau bleu. Cette mesure est représentée en insert de la figure III.9. Un ajustement par la fonction $\tau^{-1}(I) = A \times I^\alpha$ donne $\alpha = 0,97$. Notre traitement de l'ionisation semble donc être valide. Essayons d'extraire la section efficace d'ionisation σ pour vérifier si nos données semblent compatibles avec celles de la littérature. Les valeurs numériques des paramètres de l'expérience sont énumérées ci-dessous.

- La fréquence du laser bleu est de 631,9 THz ($\lambda = 474,8$ nm, environ 204 cm^{-1} au-delà du seuil d'ionisation). Le laser bleu a une puissance de 7,38 mW au niveau de l'atome. Pour cette mesure, le faisceau a une taille de 21,6 μm selon l'axe x et de 18 μm selon l'axe y (voir la suite du paragraphe) ; on peut donc calculer son intensité à partir de ces données ;
- le taux de décroissance τ obtenu par un ajustement exponentiel est de $(2,03 \pm 0,09)$ ms ;
- la probabilité f d'être dans l'état $5P$ en régime stationnaire dépend des caractéristiques des faisceaux de la mélasse optique (fréquence de Rabi Ω et désaccord δ , transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ de largeur Γ). On montre qu'elle vaut

$$f = \frac{1}{2} \frac{c_1^2 \Omega^2 / 2}{\delta^2 + \Gamma^2 / 4 + c_2^2 \Omega^2 / 2} , \quad (\text{III.33})$$

où les coefficients c_1 et c_2 , reliés aux coefficients de Clebsch-Gordan, permettent de prendre en compte le fait que pour des fréquences de Rabi élevées (ce qui est bien notre cas) les *stretched states* sont préférablement peuplés [75, 114]. Leur valeurs numériques sont tirées de [75] : $c_1^2 = c_2^2 = 0,73$. Ces valeurs ont été mesurées dans un PMO de césum, mais les coefficients de Clebsch-Gordan sont exactement les mêmes pour le ^{87}Rb sur les *stretched states* de cette transition. Le désaccord des faisceaux de la mélasse est de $\delta/2\pi = 99,5$ MHz en prenant en compte le déplacement lumineux par le piège dipolaire de 71,5 MHz sur les *stretched states*. Reste à déterminer la fréquence de Rabi pour les 6 faisceaux de la mélasse optique. Celle-ci est donnée par

$$\Omega_R = -E_{\text{mélasse}} \frac{d}{\hbar} = -\sqrt{\frac{2 I_{\text{mélasse}}}{\epsilon_0 c}} \frac{d}{\hbar} , \quad (\text{III.34})$$

où d est l'élément de matrice dipolaire entre les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ dont nous tirons la valeur de [68]. $I_{\text{mélasse}}$ est la somme des intensités des 6 faisceaux de la mélasse optique vue par l'atome. On connaît leur puissances (3,5 mW pour les deux faisceaux verticaux, 2,65 mW pour les quatre faisceaux horizontaux) et leur taille (col de 1,8 mm). Par contre, le piège ne se situe pas forcément au centre de ces faisceaux, ce qui peut fortement changer l'intensité des faisceaux de mélasse vue par l'atome ! Nous avons déterminé la position du piège par rapport aux faisceaux

verticaux à l'aide d'un faisceau sonde parallèle à ces deux faisceaux de mélasse et de taille plus petite : le piège est excentré de 2 mm. Pour les faisceaux horizontaux, nous n'avons pas pu déterminer cette position. Cette inconnue constitue pour nous la barre d'erreur principale sur la détermination de la section efficace d'ionisation. Nous donnerons donc une valeur minimale de σ en considérant que le piège est centré sur ces faisceaux (on a alors $f = 8\%$) et une valeur maximale de σ en considérant que le piège est excentré de 2 mm par rapport à eux ($f = 1\%$) (cf. formule III.32).

Avec toutes ces valeurs numériques, nous obtenons finalement la valeur suivante pour la section efficace de photoionisation :

$$\begin{aligned}\sigma_{\min} &= 0,23 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\max} &= 1,52 \times 10^{-17} \text{ cm}^2.\end{aligned}\quad (\text{III.35})$$

On peut comparer à la valeur théorique calculée par Aymar *et al.* (référence donnée dans [114]) qui vaut entre $1,25 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ et $1,40 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, pour un état P et juste au seuil d'ionisation, et aux autres valeurs expérimentales de la littérature (Gabbanini *et al.* [114] trouvent $(1,48 \pm 0,22) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 476,5 nm, Dinneen *et al.* trouvent $(1,36 \pm 0,12) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 413,1 nm et Klyucharev *et al.* trouvent $0,98 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 444 nm). La valeur que nous trouvons, pour une longueur d'onde de 474,8 nm correspondant à une ionisation avec une énergie en excédent de seulement 204 cm^{-1} , est donc compatible avec ces résultats. Notre estimation maximale σ_{\max} est plus proche des valeurs de la littérature, ce qui semble indiquer que le piège est également excentré vis-à-vis des faisceaux de mélasse horizontaux. Enfin, n'oublions pas que dans notre cas, nous mesurons seulement une section efficace partielle car nous ne peuplons pas tous les états fins de 5P et nous avons une polarisation circulaire du laser bleu.

Puisque le taux de photoionisation $1/\tau$ que nous pouvons mesurer est proportionnel à l'intensité du faisceau bleu vue par l'atome, nous pouvons optimiser l'alignement de ce dernier en essayant de minimiser cette durée. Le résultat d'une telle mesure est représenté en insert sur la figure III.10 (a). On obtient directement la taille du faisceau en faisant un ajustement gaussien (ici, $(22,6 \pm 1) \mu\text{m}$, la barre d'erreur vient de l'ajustement). Pour cette mesure, la position du faisceau est modifiée en déplaçant la lentille qui focalise le faisceau.

Nous avons répété une telle mesure de la taille du faisceau pour différentes positions de la lentille de focalisation par rapport à l'atome et en mesurant à chaque fois la taille du faisceau dans deux directions perpendiculaires (figure III.10). Même en prenant en compte les barres d'erreur, les points obtenus s'ajustent difficilement en supposant un profil gaussien du faisceau. Nous avons donc fait le choix arbitraire de nous placer en $z = 2,3 \text{ mm}$, position pour laquelle on mesure les tailles de faisceau suivantes :

$$w_x = (21,6 \pm 1) \mu\text{m} \quad \text{et} \quad w_y = (18,7 \pm 1) \mu\text{m}. \quad (\text{III.36})$$

Avec une puissance de 35 mW, on peut ainsi en théorie atteindre une fréquence de Rabi du faisceau à 475 nm de 29 MHz.

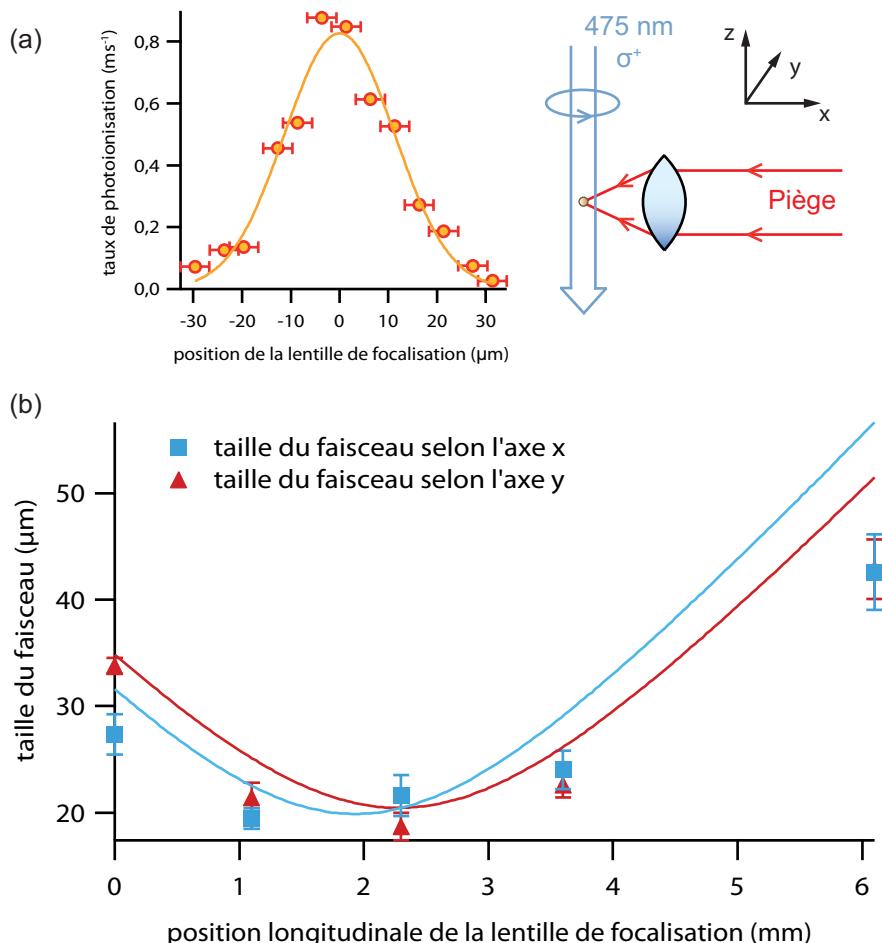


FIGURE III.10 – Alignement fin du faisceau à 475 nm sur l'atome. (a) Mesure de la taille du faisceau bleu selon l'axe y pour $z = 2, 3$ mm. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les barres d'erreur proviennent de la précision qu'il est possible d'obtenir sur les vis micrométriques. (b) Taille du faisceau bleu selon les axes x et y en fonction de la position longitudinale. L'ajustement suppose un faisceau gaussien à 475 nm.

III.5 Excitation cohérente de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ par une transition à deux photons

III.5.1 Détection des atomes de Rydberg

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, nous n'avons pas de détecteur de particules chargées dans notre chambre à vide. Nous ne pouvons donc pas utiliser les méthodes habituelles d'ionisation par un champ électrique puis détection des ions. Notre méthode de détection est basée sur le fait qu'un atome de Rydberg n'est pas piégé par notre pince optique. En effet nous avons vu au début du chapitre que le déplacement lumineux subi par un atome de Rydberg illuminé par de la lumière à 810 nm est de seulement quelques MHz *vers le bleu* : un atome de Rydberg est même légèrement

anti-piégué. Si on réalise une séquence dans laquelle on essaie de porter l'atome vers un état de Rydberg, on peut voir si l'excitation a été réussie en vérifiant la présence de l'atome en fin de séquence.

Pour que cette méthode de détection soit valide, il faut que le temps typique τ_{rydberg} que l'atome passe dans un état de Rydberg quel qu'il soit, soit plus long que le temps nécessaire à l'atome pour quitter le piège τ_{esc} , c'est-à-dire que l'on doit avoir

$$\tau_{\text{rydberg}} \gg \tau_{\text{esc}} . \quad (\text{III.37})$$

En supposant que le déplacement lumineux de l'état de Rydberg est nul, on sait, d'après les données de mesure de température de l'atome unique (section I.3.2, page 32), qu'après 40 μs sans voir le potentiel de piégeage, l'atome a une probabilité de 0,07 d'être recapturé. Après 100 μs , cette probabilité tombe en dessous de 0,02. Concernant la durée de vie de l'état de Rydberg, nous avons vu que celle-ci est donnée par

$$\frac{1}{\tau_{\text{ddv}}} = \frac{1}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{bb}}} , \quad (\text{III.38})$$

avec $\tau_{\text{rad}} = 207 \mu\text{s}$ et $\tau_{\text{bb}} = 165 \mu\text{s}$. Discutons plus en détail la signification des différentes contributions à cette durée de vie. Plaçons nous tout d'abord à température nulle $T = 0$: on a alors $\tau_{\text{ddv}} = \tau_{\text{rad}}$. La durée de vie radiative correspond au temps typique que met l'atome pour quitter l'état $|r\rangle$ et tomber dans un état d'énergie moindre par émission spontanée. La probabilité d'émission spontanée variant comme ω^3 (où ω est la fréquence de la transition), il est plus probable que l'atome retombe dans des niveaux de nombre quantique principal n faible⁷. Partant d'un tel niveau, on sait que l'atome ne mettra que quelques dizaines de ns à retomber dans le niveau fondamental. Ce raisonnement simple nous permet d'affirmer que τ_{rad} donne un excellent ordre de grandeur du temps que met l'atome à retomber dans l'état fondamental.

À $T \neq 0$, l'effet du corps noir est essentiellement de redistribuer la « population » de l'état de Rydberg (1) vers d'autres états de Rydberg et (2) au-delà du seuil d'ionisation. L'effet (1) conduit à un peuplement des niveaux de Rydberg proches, d'énergie plus ou moins élevée. Ces niveaux proches ont des durées de vie très similaires à τ_{rad} . Étant donné que $\tau_{\text{rad}} \approx \tau_{\text{bb}}$, le corps noir n'aura en quelque sorte le temps de peupler que des niveaux proches qui ont des durées de vie radiative semblables ; l'effet (1) n'affecte donc quasiment pas le temps passé dans un état de Rydberg quel qu'il soit. L'effet (2) n'est lui pas négligeable, car le rayonnement du corps noir est centré à une fréquence d'environ 30 THz et l'énergie de liaison du niveau 58D est d'environ 1 THz. On peut donc considérer que l'ionisation contribue pour moitié à la durée de vie τ_{bb} .

Enfin, n'oublions pas que l'atome de Rydberg peut également être photoionisé par le faisceau piège. Nous avons calculé le taux de photoionisation dans la section III.2.3. Celui-ci vaut seulement 700 s^{-1} et joue donc un rôle négligeable.

Au final, lorsque l'atome est dans l'état 58D, trois mécanismes sont mis en jeu :

7. En toute rigueur, il faut également prendre en compte le fait que l'élément de matrice dipolaire diminue lorsque ω augmente. Mais ce n'est pas l'effet dominant [88] que ce soit pour les états hydrogénoides ou non.

- l'émission spontanée vers l'état fondamental sur une échelle de temps $\tau_{\text{rad}} = 207 \mu\text{s}$;
- l'ionisation par le corps noir sur une échelle de temps d'environ $\tau_{\text{bb}}/2 = 83 \mu\text{s}$;
- le mouvement résiduel de l'atome qui lui fait quitter la région de piégeage lorsqu'il ne voit pas de déplacement lumineux du piège (cf. courbe de température, chapitre I) sur une échelle de temps $\tau_{\text{esc}} \approx 40 \mu\text{s}$.

L'ionisation, ainsi que le faible déplacement lumineux vers le bleu jouent en notre faveur car ils contribueront à ce que l'atome quitte le piège, mais ce n'est pas le cas de l'émission spontanée qui tend, elle, à ramener l'atome vers l'état fondamental qui est, lui, piégé.

Il est difficile de calculer l'efficacité d'une méthode de détection basée sur la perte de l'atome de Rydberg à partir de ces considérations. Nous verrons que nous pouvons cependant l'estimer à partir de nos résultats d'oscillations de Rabi sur la transition à deux photons (section III.5.4).

III.5.2 Spectroscopie des niveaux de Rydberg entre $n = 54$ et $n = 68$

La première étape de notre travail a consisté à repérer la position de l'état $|58D_{3/2}\rangle$ dans le spectre des états de Rydberg. Pour cela, nous avons réalisé une excitation en deux étapes ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow nl$) vers les états de Rydberg autour de $n = 58$. On garde la mélasse, le piège et le laser bleu allumés en continu et on observe pour quelles fréquences du laser bleu la fluorescence issue de la région de piégeage disparaît (figure III.11). Il est

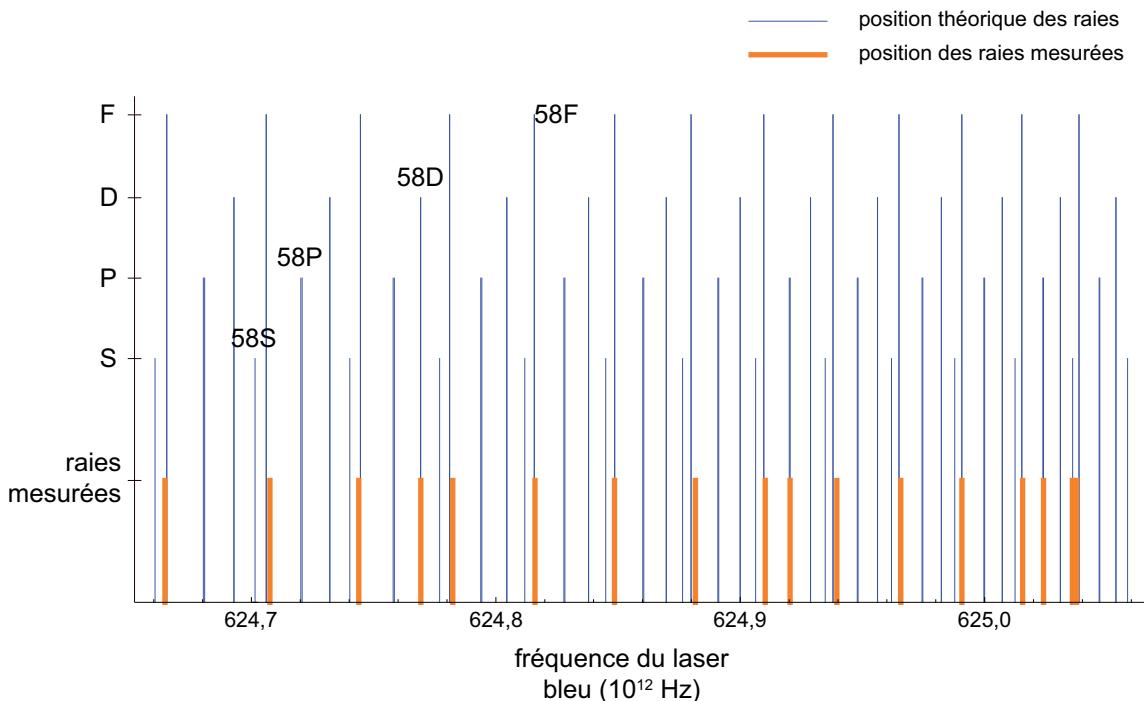


FIGURE III.11 – Spectre des niveaux de Rydberg entre $n=54$ et $n=68$. Les fréquences sont calculées pour une transition à partir du sous-niveau $f'=3$ de l'état $5P_{3/2}$

étonnant de voir que nous avons essentiellement observé des transitions vers des états nF , puisque les règles de sélection nous interdisent en théorie de peupler ces niveaux en partant de l'état $5P$. Ceci est le signe qu'un champ électrique mélangeant les états de parité opposée est présent, mais il est impossible, au vu de la méthode de mesure, de déduire quoi que ce soit quant à sa valeur. En prenant plus de soin, il aurait certainement été possible d'observer également les transitions vers les états nS et nD . Cependant, la position des raies mesurées coïncide parfaitement à la théorie. En particulier, nous avons clairement repéré la position du niveau $58D$.

III.5.3 Spectre de la transition à deux photons

À la lumière des résultats précédents, nous avons pu réaliser l'excitation cohérente de l'atome à l'aide d'une transition à deux photons. La séquence utilisée est celle présentée dans le chapitre I (figure I.6). Une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, on effectue la séquence représentée sur la figure III.12 :

- on prépare l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ par pompage optique en 600 μ s (cf. chapitre II) ;
- on coupe le piège pendant 1 μ s. Cette coupure permet de ne pas avoir de fluctuations de désaccord dues à des variations du déplacement lumineux par le piège lors du mouvement de l'atome. Le faisceau à 475 nm est également allumé pendant cette période ;
- on envoie le faisceau à 795 nm pendant typiquement 100 ns ;
- on rallume le piège ;
- on remonte ensuite la profondeur du piège et on vérifie si on a excité l'atome vers l'état de Rydberg, en vérifiant sa présence.

Rappelons que si l'atome est excité vers l'état de Rydberg, il n'est pas piégé et nous ne le recapturons donc pas en fin de séquence. Comme pour les expériences de transitions Raman présentées dans le chapitre II, le résultat pour chaque réalisation de la séquence est binaire. Il faut moyenner le résultat de plusieurs expériences pour extraire une probabilité d'excitation de l'atome. Pour effectuer un spectre de la transition à deux photons, on répète cette séquence pour différentes valeurs du désaccord δ du laser bleu⁸. Pour le spectre de la figure III.12, les paramètres utilisés sont les suivants :

- le désaccord par rapport au niveau intermédiaire est $\Delta/2\pi = 400$ MHz vers le bleu ;
- la puissance du laser à 795 nm est de 7,2 mW ($\Omega_R/2\pi \approx 290$ MHz) ;
- la puissance du laser à 475 nm est de 35,5 mW ($\Omega_B/2\pi = 25$ MHz) ;
- la durée de l'impulsion est de 60 ns (impulsion- π , voir section suivante).

Discutons à présent le résultat obtenu en trois points.

8. Pour les spectres présentés dans cette section, la valeur absolue de la fréquence du laser bleu a été mesurée à l'aide de notre lambdamètre de précision. Ce dernier doit en principe être recalibré chaque jour à l'aide d'un laser asservi sur une transition connue ; sinon, la valeur absolue donnée peut varier de plusieurs dizaines de MHz d'un jour à l'autre. Comme nous n'avons pas systématiquement recalibré celui-ci à chaque journée de prise de données, il n'est pas pertinent de comparer entre elles les valeurs absolues des fréquences données sur les différents spectres présentés. Cependant, le lambdamètre était correctement calibré pour la mesure de la figure III.12.

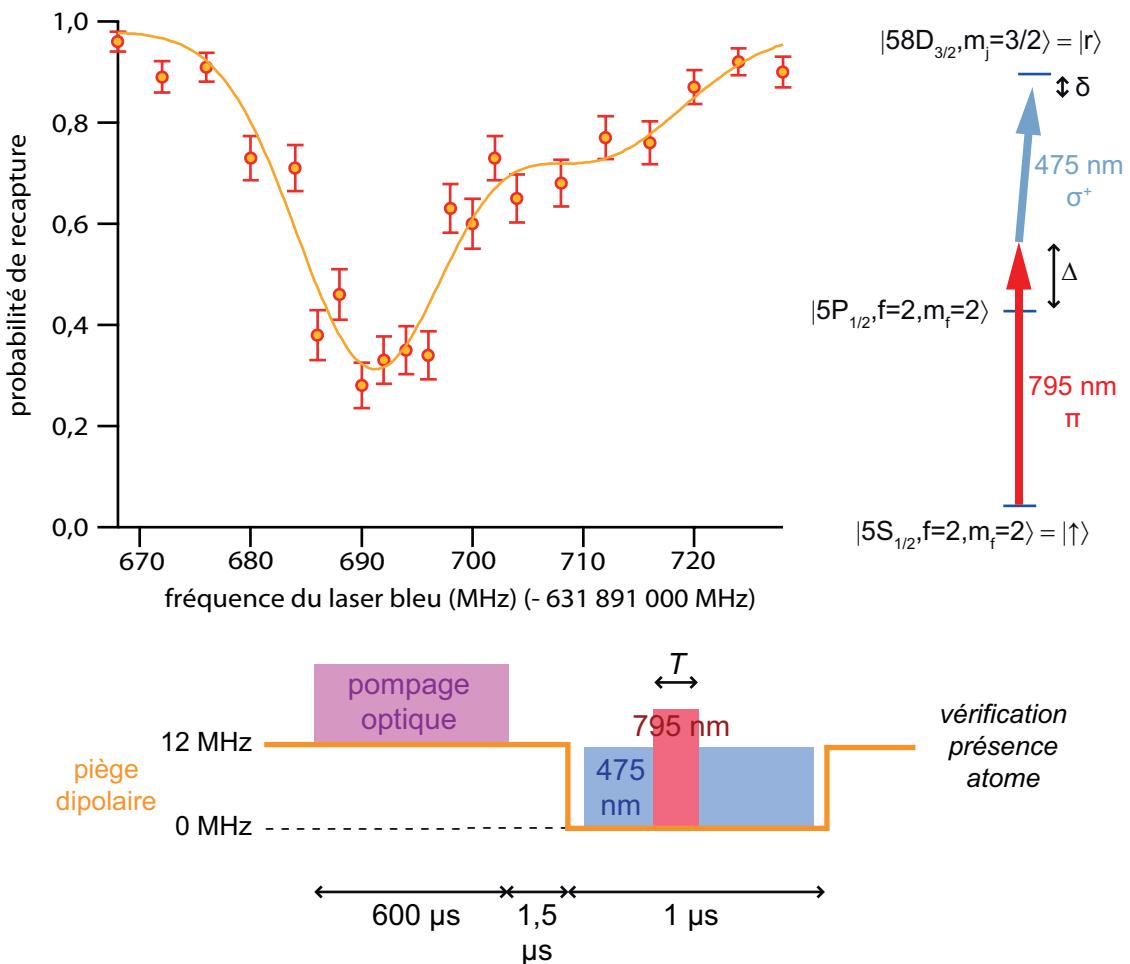


FIGURE III.12 – Spectre de la transition à deux photons vers l'état de Rydberg $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. L'impulsion à deux photons a une durée de 60 ns. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les barres d'erreur sont celles correspondant à une distribution binomiale et donnent donc une borne inférieure.

1) Structure en double pic

On remarque tout d'abord la présence de deux pics séparés de (20 ± 1) MHz. Le plus grand correspond à la transition vers l'état souhaité $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous avons plusieurs hypothèses concernant la présence du pic satellite. On pourrait tout d'abord penser à un défaut de polarisation du laser bleu qui exciterait donc l'état $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$ situé à une énergie différente à cause de l'effet Zeeman. Cependant, la différence de 20 MHz est trop grande pour être expliquée par l'effet Zeeman du champ directeur $B = -9$ G (on attendrait une différence de 10 MHz). Mais il est possible que l'effet du champ électrique parasite vienne s'ajouter. D'après nos calculs d'effets Stark (figure III.3), il faudrait un champ de 0,2 V/cm.

Pour vérifier cela, nous avons mesuré deux spectres pour lesquels tous les paramètres sont identiques sauf la polarisation du laser bleu (figure III.13). Dans cette expérience sur un atome unique, les deux seuls effets pouvant conduire à un déplacement des raies

significatif sont l'effet Zeeman et l'effet Stark (en particulier, le déplacement lumineux par le laser bleu a un effet négligeable). La différence entre le centre des deux pics est de (16 ± 1) MHz. Connaissant le champ magnétique, on en déduit que le champ électrique a une amplitude $E_{\text{el}} = 150$ mV/cm (s'il est dans la direction \hat{z}) induisant un déplacement du niveau $|r\rangle$ de 6 MHz vers le rouge. Cette valeur n'est pas compatible avec le spectre III.12. L'impureté de polarisation du laser bleu n'est donc pas la bonne explication.

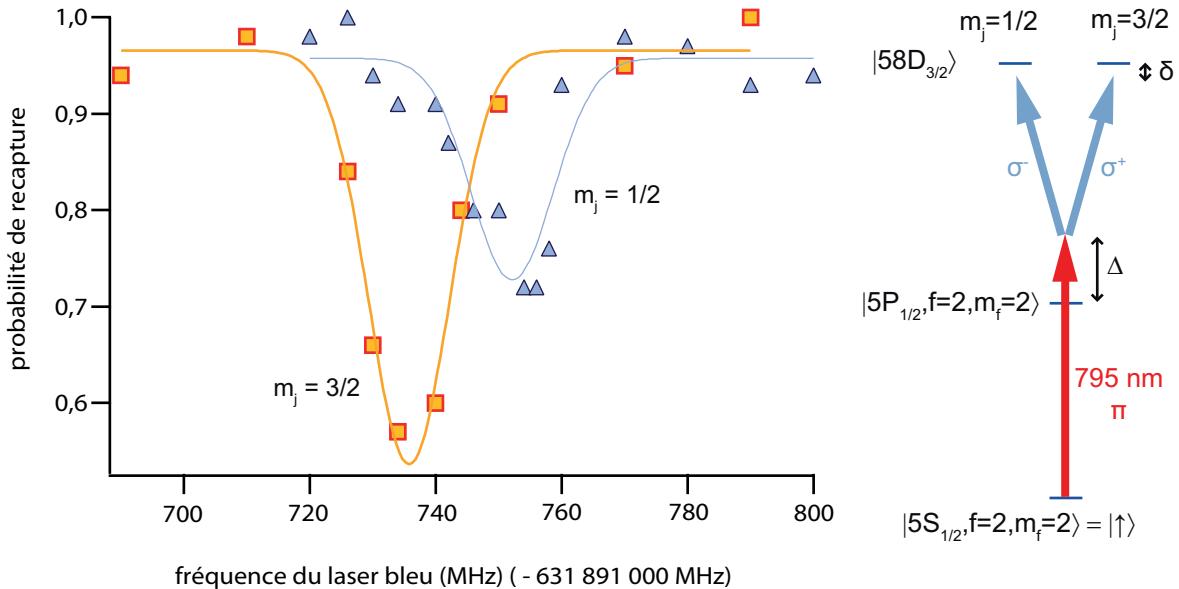


FIGURE III.13 – Spectre des transitions à deux photons vers les états $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ ou $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$. Les ajustements sont gaussiens. 100 expériences ont été moyennées pour obtenir ces courbes. Le nombre de points expérimentaux ne permet pas de résoudre la double structure qu'on peut observer sur la figure III.12. L'amplitude du spectre pour la transition vers $m_j = 1/2$ est plus petite car l'élément de matrice angulaire associé est moindre.

Les deux autres hypothèses sont (a) une impureté de polarisation du faisceau à 795 nm, (b) un pompage optique laissant parfois l'atome dans l'état $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 1\rangle$. Dans les deux cas, on s'attend à exciter l'état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$. De plus, on attend bien la raie satellite à une fréquence supérieure à la raie principale. En effet, le déplacement lumineux par le laser rouge est alors plus faible (à cause des coefficients de Clebsch-Gordan inférieurs) et la condition de résonance se fait donc à une fréquence du laser bleu plus élevée (cf. formule III.21).

Quoiqu'il en soit le pic satellite a une amplitude inférieure à 1 % lorsqu'on se place au centre du pic principal et ne nous gênera pas pour les expériences d'oscillations de Rabi.

2) Largeur du spectre

Pour ajuster les données, nous avons utilisé des profils gaussiens. En effet les impulsions laser permettant de faire la transition à deux photons sont « découpées » par des EOMs qui ont un temps de montée/descente de 10 ns. Pour une impulsion de 60 ns, on ne peut pas considérer que l'impulsion est carrée, auquel cas on aurait eu une structure en

sinus cardinal (cf. chapitre II). Le pic central, qui est celui de la transition cherchée, a une largeur FWHM de (16 ± 1) MHz. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, pour une impulsion carrée de durée T , on attend un spectre limité par Fourier de largeur $0,8/T = 13,3$ MHz. Le léger élargissement observé est dû au temps de montée de 10 ns des EOM et aux fluctuations de fréquence du laser bleu.

3) Fréquence centrale de la raie principale

L'ajustement gaussien du pic principal donne une fréquence centrale

$$\nu_{\text{bleu}}^{\text{exp}} = (631\,891\,691 \pm 1) \text{ MHz.} \quad (\text{III.39})$$

La barre d'erreur est celle de l'ajustement. La fréquence centrale de la raie calculée en prenant en compte les déplacements lumineux et l'effet Zeeman du champ directeur est

$$\nu_{\text{bleu}}^{\text{théo}} = (631\,891\,655 \pm 6) \text{ MHz.} \quad (\text{III.40})$$

La contribution principale à la barre d'erreur est celle de l'énergie d'ionisation [115]. La fréquence mesurée est donc trop grande de (36 ± 7) MHz. Nous voyons trois sources d'erreur potentielles. Il y a premièrement la précision absolue du lambdamètre utilisé (≈ 10 MHz). Deuxièmement, il y a le champ électrique parasite, mais celui-ci déplace la raie de 6 MHz vers les *basses fréquences* et ne joue donc pas en notre faveur. Enfin, la fréquence théorique calculée dépend fortement de la taille du faisceau à 795 nm, *via* le déplacement lumineux qu'il crée. Or nous avons vu dans la section III.4.2 qu'il est relativement difficile d'estimer la taille de ce faisceau au niveau de l'atome. Une erreur de seulement 10 μm sur la taille du col conduit à une variation du déplacement lumineux de 13 MHz.

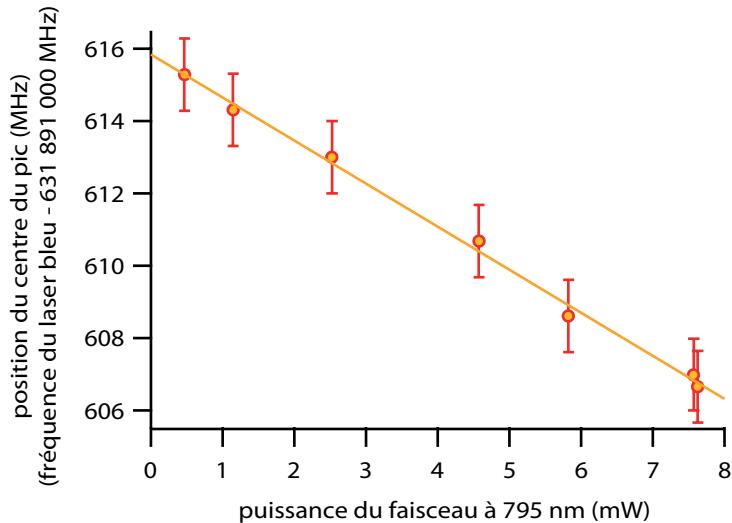


FIGURE III.14 – **Déplacement du centre de la raie en fonction de la puissance du faisceau à 795 nm.** Pour cette mesure, le désaccord par rapport au niveau intermédiaire est $\Delta/2\pi = +600$ MHz. L'alignement du faisceau à 795 nm n'était pas optimisé au moment de la mesure et la calibration absolue du lambdamètre n'était pas correcte.

Une manière directe de mesurer le déplacement lumineux du faisceau à 795 nm consiste enregistrer la position du centre de la raie en fonction de la puissance de ce faisceau. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps d'exploiter à fond cette méthode ; nous en avons seulement démontré le principe. Une telle mesure est représentée sur la figure III.14. On voit que le centre de la raie évolue bien linéairement avec la puissance. L'extrapolation à $P_{795} = 0$ de cette droite nous donne la position de la raie en l'absence de déplacement lumineux (en fait, il y a toujours le déplacement lumineux du faisceau bleu d'environ 400 kHz). On peut alors déterminer très précisément le déplacement lumineux par le laser à 795 nm. Par exemple, pour une puissance de 6 mW, on voit que le déplacement lumineux est d'environ 8 MHz. Malheureusement, cette mesure a été effectuée alors que l'alignement de ce faisceau n'était pas optimisé et nous n'avons pas eu l'occasion de la répéter dans de meilleures conditions. Cependant, cette méthode semble être la plus prometteuse pour extraire le déplacement lumineux.

III.5.4 Oscillations de Rabi

Pour observer des oscillations de Rabi, on utilise exactement la même séquence que pour mesurer un spectre mais on se place à désaccord fixe (au centre de la raie principale) et on varie la durée de l'impulsion. Une oscillation de Rabi obtenue sur la transition à deux photons est représentée sur la figure III.15(a). Elle a été obtenue pour un désaccord par rapport au niveau intermédiaire $\Delta/2\pi = +400$ MHz. On remarque qu'il y a un amortissement non négligeable des oscillations et que les points ne sont pas symétriques par rapport à une probabilité de recapture de 0,5. En ajustant nos données phénoménologiquement par une sinusoïde avec une enveloppe exponentielle (non représentée) on trouve une fréquence de Rabi de $(7,0 \pm 0,1)$ MHz.

Nous avons déjà vu dans la section III.3.2 que l'amortissement peut être dû à l'émission spontanée par le niveau intermédiaire. Il peut également être dû à des imperfections du système laser (fluctuations de puissance et de fréquence des faisceaux laser réalisant la transition à deux photons). Pour vérifier si cela peut expliquer nos observations, nous avons utilisé le modèle simple présenté dans la section III.3.2 (page 86), basé sur la résolution des équations de Bloch optiques, et nous avons également introduit des fluctuations de puissance et de fréquence des faisceaux laser. Ainsi, sur la figure III.15(a), la courbe en pointillés correspond à ce modèle basé sur les équations de Bloch optiques *sans* prise en compte des imperfections du système laser et la courbe en trait plein correspond à ce modèle *avec* prise en compte des imperfections des lasers (les paramètres Ω_R , Ω_B et Δ sont les mêmes pour ces deux courbes). Les données sont ajustées « à l'œil » par ce deuxième modèle ; le seul paramètre libre est la fréquence de Rabi Ω_R du faisceau à 795 nm ; le désaccord Δ et la fréquence de Rabi Ω_B du laser à 475 nm sont donnés par les paramètres expérimentaux.

Observons tout d'abord la courbe en pointillés. On obtient bien un amortissement non négligeable des oscillations, mais cela ne reproduit pas correctement les données. En particulier, bien que l'impulsion- π ait une efficacité de seulement 80 %, l'impulsion- 2π ramène 95 % des atomes dans l'état fondamental.

En prenant en compte les imperfections du système laser (courbe en trait plein), l'ajustement est bien meilleur. Les fluctuations de puissance des deux faisceaux d'excitation et

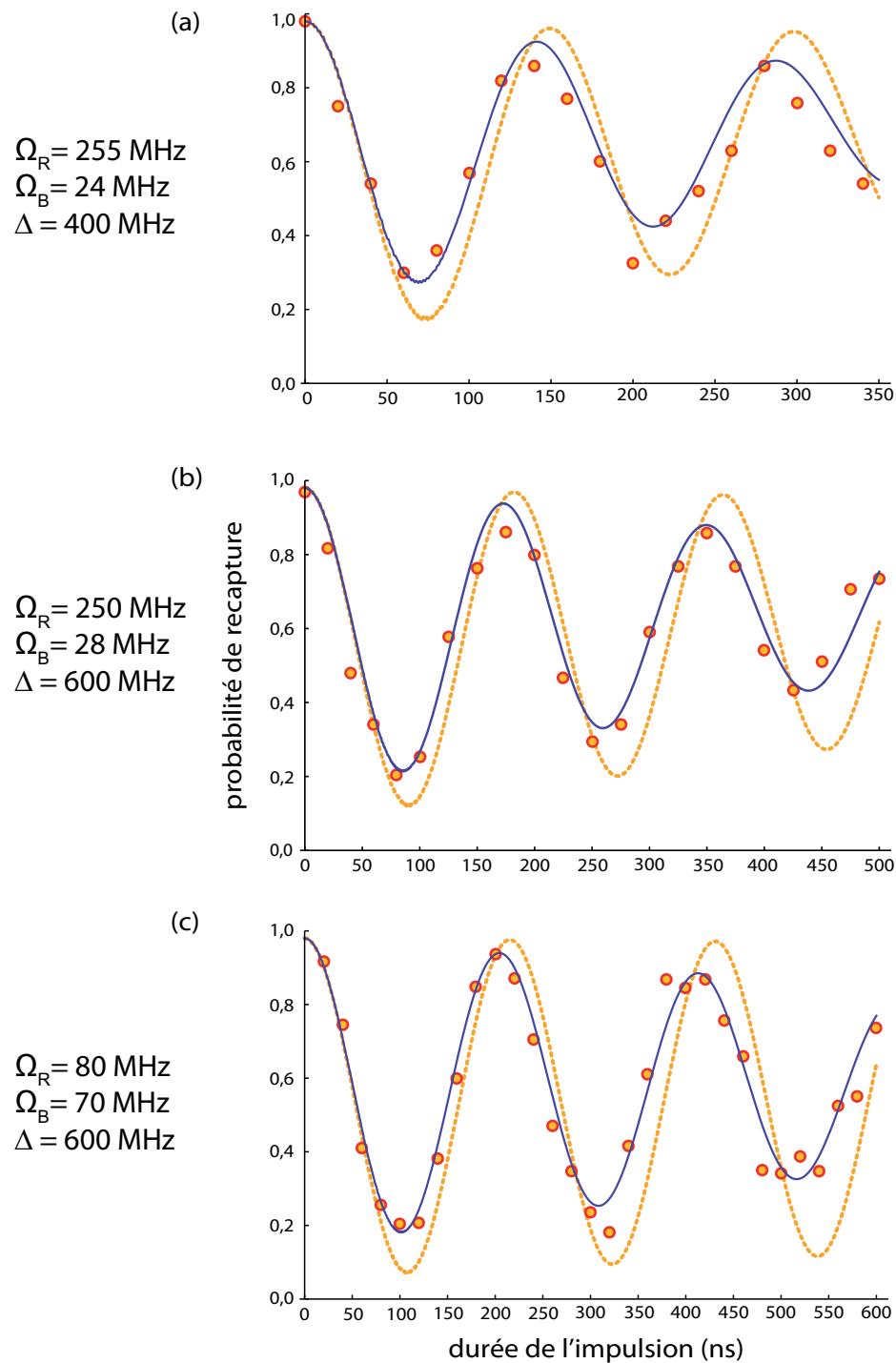


FIGURE III.15 – **Oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg sur un atome unique.** Les courbes en pointillés représentent les signaux obtenus à partir de la résolution des équations de Bloch optiques (section III.3.2). En trait plein, les signaux attendus en prenant en plus en compte les fluctuations de puissance et de fréquence des lasers.

les fluctuations du désaccord δ par rapport au niveau de Rydberg sont prises en compte en effectuant un tirage Monte-Carlo de ces trois paramètres selon des distributions gaussiennes. Les largeurs FWHM de ces distributions sont de 10 % sur la puissance du laser bleu et de 5 % sur la puissance du laser rouge. Ces valeurs correspondent à l'ordre de grandeur des fluctuations mesurées indépendamment. Concernant le désaccord, il y a plusieurs contributions : celle de l'effet Doppler (≈ 300 kHz), celle de la largeur spectrale finie des lasers (≈ 600 kHz pour le rouge et ≈ 100 kHz pour le bleu), mais la contribution principale est celle de l'asservissement de la fréquence du laser bleu. Il faut plus de 30 min pour prendre tous les points de l'oscillation de Rabi et sur cette échelle de temps nous savons que notre asservissement peut dériver sur plusieurs MHz. Pour la courbe en trait plein, nous avons introduit des fluctuations sur une largeur de 6 MHz, ce qui semble réaliste. Enfin, nous prenons aussi en compte l'efficacité finie du pompage optique (95 %), ainsi que la probabilité de recapture $p \neq 1$ à $t = 0$ due à la coupure du piége pendant 1 μ s.

Nous pouvons à présent conclure quant à l'efficacité de notre détection des atomes de Rydberg, basée sur leur non-piégeage. L'ajustement des données semble compatible avec une efficacité de 100 %, c'est-à-dire qu'un atome de Rydberg quitte à coup sûr le piége. Cependant, dans l'ajustement que nous venons de décrire, le facteur contribuant le plus à l'amortissement de la courbe est la dérive de la fréquence du laser bleu et c'est malheureusement le paramètre le plus difficile à déterminer par des mesures indépendantes. Si l'on ne prend pas en compte cette dérive, on trouve que la probabilité de recapture après une impulsion- π doit être de 0,2. Expérimentalement, on trouve une valeur de 0,27 (par un ajustement des données avec un *sinus* amorti exponentiellement). Cela donne une probabilité maximale de $0,27 - 0,2 = 0,07$ de recapturer un atome de Rydberg. Néanmoins, l'efficacité de seulement 85 % de l'impulsion- 2π ne peut être reproduite qu'en introduisant une telle dérive de fréquence : ceci nous laisse penser que la probabilité de recapturer un atome de Rydberg est en fait bien plus faible que cette limite supérieure de 0,07. Pour conclure sur les données de la figure III.15(a), en réalisant une impulsion- π , la probabilité d'exciter l'atome vers l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ depuis l'état fondamental est d'au moins 73 %.

Pour confirmer toutes ces considérations, analysons de la même manière des signaux obtenus avec d'autres valeurs de la puissance des faisceaux et du désaccord par rapport à l'état intermédiaire. Les figures III.15(b) et (c) montrent des oscillations de Rabi avec un désaccord de 600 MHz par rapport au niveau intermédiaire. Pour ces deux courbes, la fréquence de Rabi de la transition à deux photons est $\gtrsim 5$ MHz. Les valeurs des fréquences de Rabi associées à chaque faisceau sont données sur la figure. Pour le faisceau bleu, elle est déterminée à partir de sa puissance et de la taille du col⁹ et celle du faisceau rouge est le paramètre libre de l'ajustement. Enfin, les fluctuations de puissances introduites dans le modèle sont les mêmes que dans le paragraphe précédent (rouge 5 %, bleu 10 %) et les fluctuations de fréquences sont de 4,5 MHz pour (b) et 4 MHz pour (c).

Les ajustements correspondent bien aux données et ceci confirme nos attentes : lorsque

9. Pour les données de la figure III.15(c) le système permettant de focaliser le faisceau bleu est différent du système présenté précédemment dans ce chapitre : il possède moins d'optiques et permet d'avoir 70 mW focalisés sur un col de 10 μ m (contre 35 mW sur 20 μ m pour l'autre système).

nous diminuons le rapport Ω_R^2/Δ^2 et donc le taux d'émission spontanée par le niveau intermédiaire, le contraste des oscillations augmente. Ces données confirment aussi nos considérations sur l'efficacité du système de détection de 100 %. Enfin, avec les paramètres (c), nous sommes capables de réaliser une impulsion- π d'une efficacité de 80 %. Le facteur limitant est la dérive de fréquence du laser bleu : en diminuant cette dérive à 1 MHz, nous obtiendrions une efficacité de 93 %.

Terminons en précisant que les expériences du chapitre IV (blocage de Rydberg) ont été réalisées avec les paramètres (a) et celles du chapitre V (intrication) avec les paramètres (b).

III.6 Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre que nous étions capables de réaliser l'excitation cohérente d'un atome unique vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, choisi car il répond bien à de nombreuses contraintes imposées par notre objectif : observer le blocage dipolaire entre deux atomes uniques.

L'excitation est réalisée par une transition à deux photons (795 nm et 475 nm). Avec des puissances raisonnables (respectivement 6 mW et 35 mW) et des faisceaux focalisés (cols de 150 μm et 20 μm respectivement, ce qui est grand devant l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique), nous pouvons atteindre des fréquences de Rabi à deux photons de 7 MHz. Ceci signifie que nous pouvons transférer l'atome de l'état $|\uparrow\rangle$ à l'état $|r\rangle$ avec une efficacité d'environ 75 % en seulement 70 ns. L'équipe de M. Saffman a récemment démontré l'excitation d'atome unique par la même méthode avec une efficacité similaire mais une fréquence de Rabi moindre (500 kHz) [87].

Les limites de notre système ont été analysées. Il semble que nous soyons principalement limités par le système d'asservissement de notre laser bleu par à une cavité Fabry-Perot balayée continûment. Ce système est stable sur l'échelle de la minute mais entraîne des dérives lentes de la fréquence du laser bleu sur l'échelle de temps des expériences (de l'ordre de l'heure). Nous travaillons en ce moment à construire une cavité de transfert qui permettra un asservissement meilleur [111]. L'émission spontanée par le niveau intermédiaire joue également un rôle important. Nous avons aussi mis en évidence la présence d'un champ électrique parasite de l'ordre de la centaine de mV/cm, mais son influence est peu importante pour nos expériences. Enfin, notons que notre configuration expérimentale nous empêche d'adresser séparément les deux atomes.

Nous avons aussi analysé l'efficacité de notre méthode de détection des atomes de Rydberg basée sur la perte d'atomes, qui semble compatible avec une efficacité de 100 %. Pour s'assurer que tous les atomes de Rydberg sont bien perdus, on pourrait éventuellement photoioniser l'atome de Rydberg avec un laser dans l'infrarouge moyen/lointain. La longueur d'onde et l'intensité seraient choisies afin d'avoir une photoionisation avec une probabilité unité tout en ayant une influence négligeable sur la forme du potentiel de piégeage créé par le laser à 810 nm [99].

Forts de cette capacité à exciter un atome unique vers un état de Rydberg, nous avons essayé d'observer le blocage dipolaire entre deux atomes uniques.