

Chapitre III

Interaction entre atomes de Rydberg sphériques et excitation de gaz dense

Les premières expériences que nous avons menées sur les interactions entre atomes de Rydberg ont eu lieu dans un nuage dense d'atomes froids au sein duquel sont excités de nombreux atomes vers l'état de Rydberg 60S. Cela permet de mettre en évidence deux aspects différents de l'interaction au sein d'un nuage de Rydberg froid : l'influence des interactions sur la dynamique d'excitation des atomes de Rydberg et le mouvement des atomes en interaction au sein du nuage.

Après un rappel de la forme de l'interaction dipolaire, nous en expliquerons les effets sur le mouvement des atomes de Rydberg dans le nuage et sur la dynamique d'excitation de ces mêmes atomes. Nous présenterons ensuite une expérience de spectroscopie optique mettant en évidence ces effets.

Le modèle numérique de simulation que nous avons développé nous permettra de confirmer notre compréhension de ces effets et leur importance. Enfin, nous présenterons une expérience de spectroscopie microonde permettant de sonder plus précisément les énergies d'interactions dans un nuage d'atomes de Rydberg, à différents moments de son expansion.

III.1 Les effets de l'interaction dipolaire en nuage dense

III.1.1 Rappels sur l'interaction dipolaire

L'interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg dans le même état $|a\rangle$ et séparés d'une distance r prend la forme suivante, établie en I.3.2 :

$$\hat{V}_{dd}(r) = \frac{hC_6}{r^6} \cdot |aa\rangle \langle aa|. \quad (\text{III.1})$$

Ce potentiel d'interaction agit donc comme un simple déplacement de l'énergie de la paire d'atomes par une quantité $E_{int}(r) = hC_6/r^6$. Nous travaillerons dans l'hypothèse que cette interaction de Van der Waals est additive pour un ensemble de N atomes. Ainsi, l'atome i subira la somme des interactions de paire avec les autres atomes j de

l'ensemble :

$$E_{int}(i) = \sum_{j \neq i} E_{int}(i, j) = \sum_{j \neq i} E_{int}(r_{ij}) = hC_6 \cdot \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}^6}. \quad (\text{III.2})$$

Cette hypothèse d'additivité est valide dès lors que l'on se limite au second ordre du couplage dipôle-dipôle [29, 30]. La figure (III.1) représente un tel ensemble d'atomes en interaction.

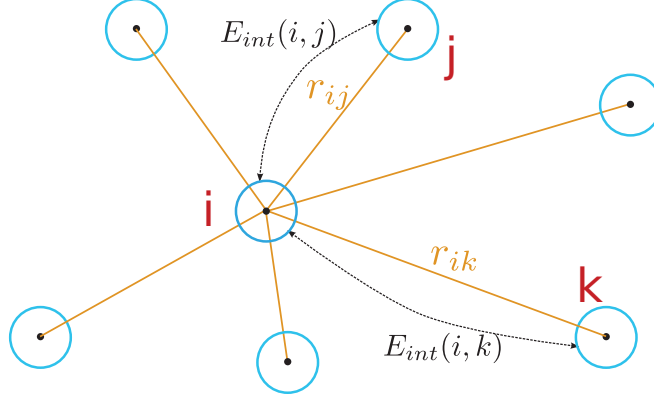


Figure III.1 Ensemble de N atomes de Rydberg en interaction Van der Waals. L'énergie d'interaction de chaque atome est la somme de ses énergies d'interaction de paire avec tous les autres.

III.1.2 Mouvement des atomes au sein d'un gaz dense de Rydberg

Le premier effet des interactions dipolaires au sein d'un nuage d'atomes de Rydberg est un effet mécanique. Comme nous l'avons vu en I.3, l'interaction est répulsive entre atomes de Rydberg dans le même niveau $|nS\rangle$. Ainsi, deux atomes de Rydberg en interaction dipolaire subiront chacun une force répulsive, directement dérivée de leur énergie d'interaction,

$$F = -\frac{dE_{int}}{dr} = +\frac{6hC_6}{r^7}. \quad (\text{III.3})$$

Cela équivaut à un traitement classique de l'effet mécanique de l'interaction dipolaire, bien que le calcul de cette même interaction ne le soit pas. Cela nous est permis par la forme simple de l'interaction dipolaire entre deux atomes dans le même état de Rydberg, donnée par l'équation (III.1), qui consiste en un simple déplacement d'énergie du niveau de paire $|aa\rangle$.

Prenons l'exemple de deux atomes dans le niveau $60S$, séparés d'une distance de $5\mu\text{m}$: leur énergie d'interaction vaut $hC_6/r^6 = h \cdot 137,6 \text{ GHz } \mu\text{m}^6 / (5\mu\text{m})^6 = 8,8 \text{ MHz}$. Ils se repoussent donc avec une force valant $6hC_6/r^7 = 6,97 \times 10^{-21} \text{ N}$. Étant donnée la masse du rubidium, cette force répulsive correspond à une accélération valant $F/m_{Rb87} = 4,83 \times 10^4 \text{ m s}^{-2}$, soit 5000 fois plus que l'accélération de la gravité. Une intégration numérique grossière permet d'extraire un ordre de grandeur du déplacement des atomes : en $20\mu\text{s}$, ils auront presque atteint leur vitesse relative maximale de

$0,284 \text{ ms}^{-1}$ et en $10 \mu\text{s}$ seulement la distance qui les sépare aura augmenté de $1,75 \mu\text{m}$. Leur énergie d'interaction aura par là chuté d'un facteur 5,77, ce qui constitue une modification considérable du système.

La généralisation à N atomes se fait en additionnant vectoriellement les forces répulsives dues à chaque interaction de paire :

$$\mathbf{F}(i) = \sum_{j \neq i} -\nabla E_{\text{int}}(i, j) = \sum_{j \neq i} \frac{6hC_6}{r_{ij}^7} \cdot \frac{-\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} = -6hC_6 \cdot \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^8}. \quad (\text{III.4})$$

Cette force répulsive décroît très vite avec la distance. On s'attend ainsi à ce que deux atomes de Rydberg en interaction s'accélèrent mutuellement pendant un temps court, se propageant ensuite balistiquement dans des directions opposées. C'est ce que confirme l'exemple de la paire $|60S, 60S\rangle$ précédemment cité. Il est intéressant de noter qu'au sein d'un nuage d'atomes de Rydberg, les atomes du cœur sont repoussés par les interactions dipolaires de tous les côtés. Les atomes du bord du nuage seront alors expulsés en premier, puis petit à petit les atomes plus au centre pourront commencer à se déplacer. Le nuage subit ainsi une expansion hydrodynamique non triviale, que nous mesurerons expérimentalement et simulerons numériquement.

III.1.3 Deux régimes d'excitation en interaction dipolaire forte

Les interactions dipolaires ont également une influence importante sur l'excitation d'un ensemble dense d'atomes de Rydberg. En effet, la présence d'un atome de Rydberg conditionne l'excitation ultérieure d'autres atomes de Rydberg dans son voisinage. Lorsque l'excitation est faite à résonance, cet effet est connu sous le nom de « blocage dipolaire ».

Blocage dipolaire et super-atomes

Le mécanisme du blocage dipolaire est illustré en figure (III.2 a)). Considérons deux atomes dans l'état fondamental $|g\rangle$, séparés d'une distance r . L'état de la paire est alors $|g, g\rangle$. Un laser est accordé à résonance pour exciter l'un quelconque de ces deux atomes vers le niveau de Rydberg $|ry\rangle$. L'état de la paire devient ainsi $|g, ry\rangle$. Si l'on souhaite exciter le second atome vers le niveau $|ry\rangle$, alors il faut considérer l'énergie nécessaire à la transition $|g, ry\rangle \rightarrow |ry, ry\rangle$. Or ce dernier état de paire subit un déplacement d'énergie dû à l'interaction de Van der Waals

$$\Delta E_{|ry, ry\rangle}(r) = E_{|ry, ry\rangle}(r) - E_{|ry, ry\rangle}(\infty) = E_{\text{int}}(r). \quad (\text{III.5})$$

Le laser, qui était à résonance avec la transition $|g, g\rangle \rightarrow |g, ry\rangle$, n'est ainsi plus à résonance avec la transition $|g, ry\rangle \rightarrow |ry, ry\rangle$. L'excitation du second atome vers un niveau de Rydberg s'en trouve bloquée.

Le laser d'excitation n'est pas infiniment fin spectralement et l'effet de blocage dipolaire sera limité par sa largeur spectrale. On peut en effet considérer que le laser est résonant avec la transition dès lors que le désaccord entre eux est inférieur à la demi-largeur spectrale $\gamma/2$ de la raie d'excitation. Nous définirons ainsi le « rayon de blocage » r_b comme étant la distance en-deçà de laquelle le désaccord est supérieur à

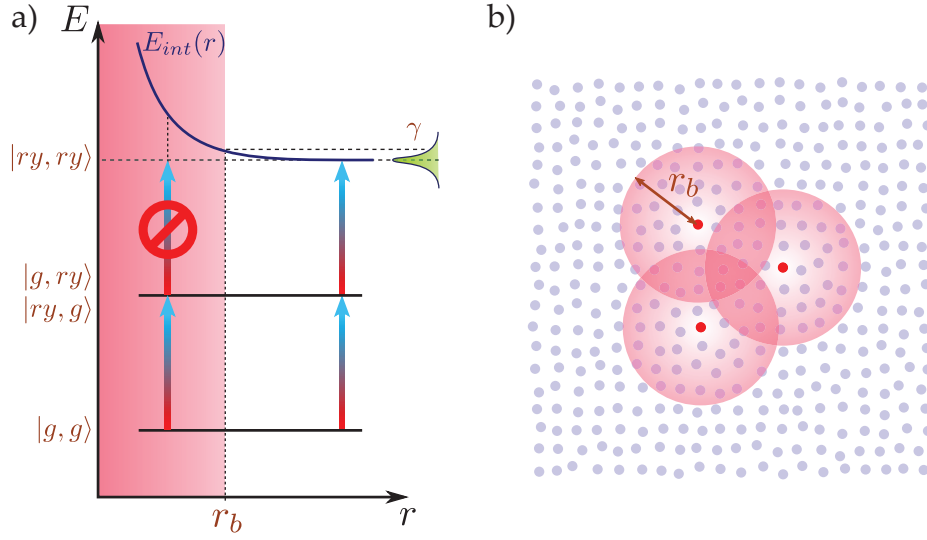


Figure III.2 Illustration du mécanisme de blocage dipolaire. **a)** Diagramme d'énergie des niveaux de paire à zéro, un ou deux atomes excités, en fonction de la distance interatomique r . $|g\rangle$ est le niveau fondamental et $|ry\rangle$ le niveau de Rydberg considéré. Aux courtes distances, l'interaction dipolaire déplace l'excitation du deuxième atome vers le niveau de Rydberg hors de résonance avec le laser ayant excité le premier atome. γ représente la largeur spectrale de la raie d'excitation à un atome, E_{int} l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg et r_b le « rayon de blocage ». **b)** Généralisation à un ensemble d'atomes. Les points bleus sont des atomes dans l'état fondamental et les points rouges sont des atomes de Rydberg. Le mécanisme de blocage empêche l'excitation de deux atomes de Rydberg dans un même sphère de rayon r_b , représentée par les disques rouges.

la demi-largeur spectrale :

$$\Delta E_{int}(r_b) = \gamma/2 \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas qui nous intéresse, l'interaction dipolaire a une forme de Van der Waals en $1/r^6$, permettant de réécrire l'équation (III.7) sous la forme

$$\frac{C_6}{r_b^6} = \gamma/2, \text{ soit } r_b = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\gamma/2}} \quad (\text{III.7})$$

Le mécanisme de blocage est donc effectif à l'intérieur d'un « volume de blocage » autour de chaque atome de Rydberg déjà excité. Ce volume de blocage est une sphère de rayon r_b , représentée en figure (III.2 b)).

Revenons au cas de deux atomes : il existe deux états de paire à une excitation, qui sont $|g, ry\rangle$ et $|ry, g\rangle$. Ces deux états sont dégénérés et le laser couple le niveau fondamental $|g, g\rangle$ indifféremment à $|g, ry\rangle$ et à $|ry, g\rangle$, avec même une fréquence de Rabi Ω . La combinaison symétrique $|D\rangle = (|g, ry\rangle + |ry, g\rangle)/\sqrt{2}$, appelée état collectif de Dicke des deux atomes, est alors couplée à l'état fondamental avec une fréquence de Rabi augmentée $\Omega\sqrt{2}$. Ce facteur d'accroissement a été mis en évidence expérimentalement par le groupe de A. Browaeys et P. Grangier [31], en observant deux atomes piégés dans des pinces optiques.

L'idée se généralise au cas à N atomes en utilisant encore une fois le modèle de Dicke. Dans un rayon de blocage contenant N_b atomes, l'état du système oscille entre l'état fondamental et l'état de Dicke à une excitation, toute excitation supplémentaire étant interdite par blocage dipolaire. Cette oscillation se fait cette fois avec une fréquence de Rabi $\Omega\sqrt{N_b}$. Un modèle simple de ce phénomène consiste à voir l'ensemble de ces N_b atomes comme un unique « super-atome » ayant un moment de transition dipolaire $\sqrt{N_b}$ plus grand que celui d'un atome isolé. Ce modèle de super-atome a été exploité avec succès pour expliquer des observations expérimentales par les groupes d'I. Bloch [32] et de H. Ott [33].

Excitation facilitée et agrégats de Rydberg

Dans le régime de blocage dipolaire, l'interaction entre atomes de Rydberg désaccorde toute excitation supplémentaire au voisinage d'un premier atome de Rydberg. On peut alors imaginer décaler la fréquence du laser d'excitation de façon à compenser ce désaccord et ainsi retrouver une condition de résonance.

Reprenons le cas de deux atomes présenté ci-dessus en figure (III.2). Considérons cette fois un laser désaccordé de Δ par rapport à la transition $|g, g\rangle \rightarrow |g, ry\rangle$. Le premier atome pourra toujours être excité hors résonance par le laser désaccordé. Le second atome sera ensuite excité, à résonance, si la condition

$$\Delta = E_{int}(r)/h = \frac{C_6}{r^6} \quad (\text{III.8})$$

est satisfaite. À un désaccord laser Δ fixé correspond ainsi un « rayon de facilitation », défini par

$$r_f = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\Delta}}. \quad (\text{III.9})$$

En raison de la largeur spectrale γ du laser, l'excitation du second atome de Rydberg est donc « facilitée » par la présence du premier, dès lors qu'ils sont séparés d'une distance $r_f \pm \delta r_f$, où $\delta r_f = \frac{1}{2} \left(\sqrt[6]{C_6/(\Delta - \gamma/2)} - \sqrt[6]{C_6/(\Delta + \gamma/2)} \right)$, soit $\delta r_f \simeq r_f \gamma / (3\Delta)$ au premier ordre en γ/Δ . La figure (III.3 a) représente ce mécanisme d'« excitation facilitée ».

Au sein d'un ensemble d'atomes, chacun a une probabilité égale d'être le premier atome excité, hors résonance, vers un niveau de Rydberg. Dès lors que ce premier atome de Rydberg est excité, l'excitation est facilitée pour les atomes qui sont à une distance r_f de celui-ci, vérifiant par-là la condition (III.9). L'excitation facilitée continue ainsi de proche en proche, tant qu'il existe un atome i satisfaisant

$$\Delta = \sum_{j \neq i} \frac{C_6}{r_{ij}^6}, \quad (\text{III.10})$$

où la somme est faite sur tous les atomes de Rydberg j déjà excités, situés chacun à distance r_{ij} de l'atome i .

Le phénomène de blocage dipolaire est remplacé ici par la formation rapide d'un « agrégat de Rydberg » fortement corrélé, autour du premier atome de Rydberg, la

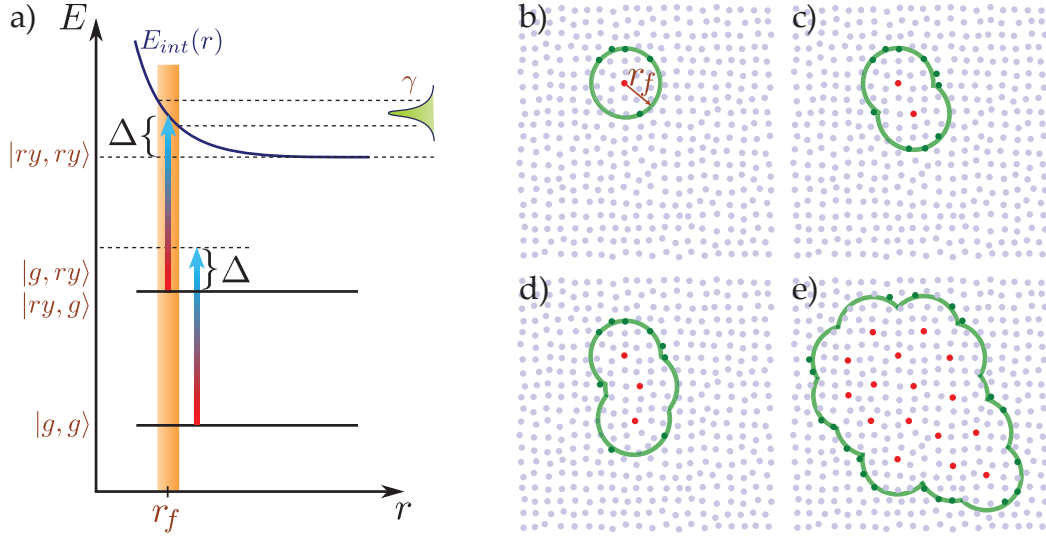


Figure III.3 Mécanisme de d'excitation facilitée. **a)** Diagramme d'énergie des niveaux de paire à zéro, une ou deux atomes excités, en fonction de la distance interatomique r . Le premier atome de Rydberg est excité hors résonance. Le désaccord Δ du laser permet de compenser l'interaction dipolaire à la distance r_f et d'exciter à résonance le second atome. **b) - e)** Évolution dans le temps d'un agrégat de Rydberg. Les points bleus représentent l'ensemble de départ d'atomes dans l'état fondamental et les points rouges représentent les atomes de Rydberg. Les bandes vertes représentent les régions « facilitées » définies par l'équation (III.10) où de nouveaux atomes de Rydberg peuvent être excités à résonance.

« graine » de cet agrégat. Les distances relatives entre atomes de Rydberg sont déterminées par l'équation (III.10) et donc contrôlées par le désaccord Δ du laser d'excitation. La figure (III.3 b-e)) représente cette excitation séquentielle facilitée d'un agrégat de Rydberg.

III.2 Observation expérimentale des interactions

Afin de mettre en évidence les effets des interactions dipolaires, nous avons mené deux expériences complémentaires. En premier lieu, la spectroscopie optique du nuage permet de s'intéresser à l'excitation sous blocage dipolaire fort et à l'excitation facilitée à désaccord positif. Ensuite, la spectroscopie microonde du nuage, à différents délais après l'excitation laser, permet de sonder la distribution des énergies d'interaction au sein du nuage au cours de son expansion. Ces expériences sont discutées en détail dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21].

III.2.1 Spectroscopie optique du nuage : différents régimes d'excitation

Conditions de l'expérience

L'expérience de spectroscopie optique vise à observer l'excitation des atomes de Rydberg sous l'influence des interactions dipolaires, dans les régimes de blocage et d'excitation facilitée. Cela nécessite, entre autres, un nuage d'atomes dans l'état fondamental

suffisamment dense afin que la condition de facilitation (III.10) puisse être satisfaite. Cependant, une forte densité d'atomes dans l'état fondamental risque d'interférer avec l'excitation de Rydberg, indépendamment des interactions dipolaires. En effet, l'électron de Rydberg, qui est presque libre, est sensible à cette densité atomique. En première approximation, l'interaction entre l'électron de Rydberg et les atomes dans l'état fondamental prend la forme d'un déplacement d'énergie V_e proportionnel à la densité atomique moyenne $\bar{\rho}$ [34] :

$$V_e = \frac{2\pi\hbar^2 a_s}{m_e} \bar{\rho}, \quad (\text{III.11})$$

où a_s est la longueur de diffusion caractérisant la force de l'interaction. Le groupe de T. Pfau a mis en évidence cette interaction et obtenu une longueur de diffusion pour le ^{87}Rb valant $a_s = -16,1 a_0$, indépendante du nombre quantique principal n [34]. Dans un condensat de Bose-Einstein avec une densité atomique typique de 10^{13} cm^{-3} , l'énergie d'interaction est de l'ordre de $V_e/h = -1 \text{ MHz}$. Dans ce cas, nous serions en présence de deux interactions antagoniste de même ordre de grandeur : l'interaction dipôle-dipôle répulsive, qui augmente l'énergie des niveaux de Rydberg et l'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental, qui abaisse l'énergie des niveaux de Rydberg. Cela aurait pour effet de réduire le rayon de blocage, qui dépend directement de la largeur spectrale de l'excitation sans interaction dipolaire.

Il nous a fallu trouver une densité atomique permettant l'observation de l'excitation facilitée et du blocage dipolaire, tout en limitant l'effet d'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental. La spectroscopie optique de l'excitation de Rydberg a été faite dans un nuage thermique froid et non dans un condensat de Bose Einstein. Ce nuage comporte $12\,000 \pm 1000$ atomes, piégés magnétiquement à environ $210 \mu\text{m}$ de la puce atomique. Le piège prend une forme très allongée dans la direction x , et les atomes sont refroidis à une température de $500 \pm 150 \text{ nK}$. Le profil de densité atomique est alors gaussien dans les trois directions, avec des rayons à $e^{-1/2}$ valant respectivement $(\sigma_x; \sigma_y; \sigma_z) = (23,2; 4,5; 4,2) \mu\text{m}$. La densité au centre vaut ici $n_0 = 1,7 \pm 0,15 \text{ cm}^{-3}$. Cela limite l'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental à une énergie $V_e = -168 \text{ kHz}$, très inférieure à la largeur spectrale d'excitation à un atome, estimée * à $2\gamma = 626 \text{ kHz}$. La contribution de cette interaction pourra ainsi être négligée dans la suite de notre discussion.

Résultats expérimentaux

Les spectres d'excitation du niveau de Rydberg 60S depuis le niveau fondamental 5S, obtenus pour différentes durées d'impulsion laser, sont représentés en figure (III.4). Le graphe représente aussi un spectre d'excitation dans un nuage dilué et à faible taux d'excitation, servant de spectre de référence sans interactions. Un élargissement vers les hautes fréquences apparaît très clairement dès les faibles temps d'excitation. Cet élargissement est caractéristique de l'excitation facilitée par interactions : une fois le premier atome de Rydberg excité, un agrégat se forme rapidement autour et permet

*. Cette valeur est extraite de l'ajustement gaussien d'un spectre d'excitation optique dans un piège dilué et à faible excitation, donc sans interactions dipolaires. Ce spectre est présenté comme référence en figure (III.4).

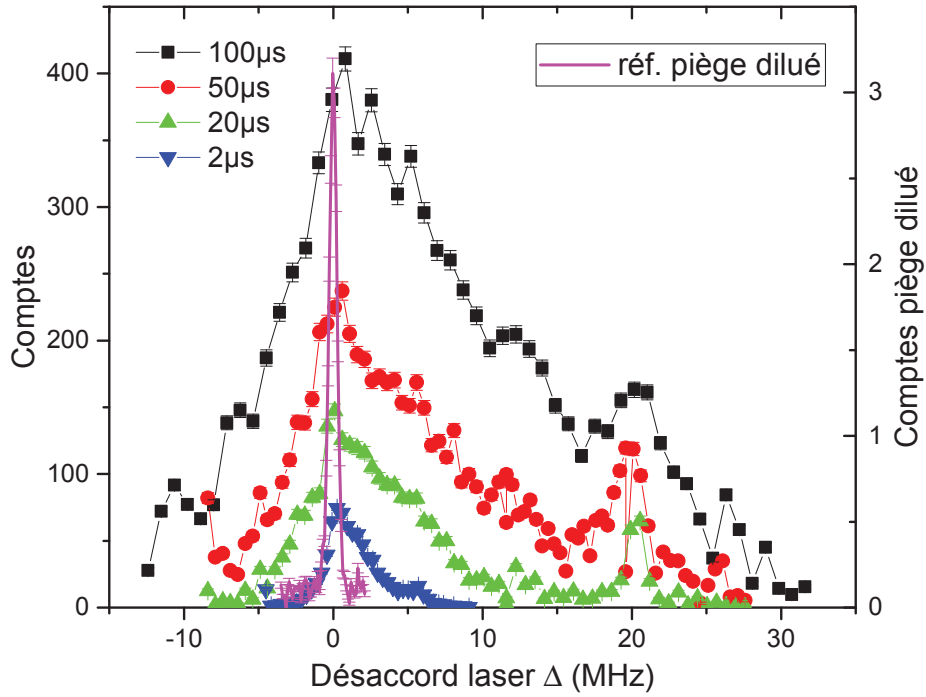


Figure III.4 Spectres optiques d'excitation en régime d'interaction dipolaire forte. L'excitation est réalisée à différentes durées d'impulsion laser : 2, 20, 50 et 100 μs . La courbe magenta est un spectre de référence sans interaction, représenté avec une échelle différente (échelle de droite). Les pics d'excitation autour de $\Delta = 20$ MHz sont dus à la modulation en fréquence du laser, nécessaire à sa stabilisation par un dispositif Pound-Drever-Hall.

d'amplifier largement l'excitation à désaccord positif. Plus le désaccord est élevé cependant, plus longtemps se fera attendre cette première excitation, ce qui explique l'élargissement de plus en plus prononcé aux temps d'impulsion longs.

Cela se voit très bien sur les graphes de la figure (III.5), qui représente l'évolution du nombre d'atomes de Rydberg excité en fonction de la durée d'impulsion laser, pour différents désaccords. On y remarque effectivement qu'à grand désaccord, le nombre d'atome de Rydberg présente un effet de seuil correspondant à l'excitation non résonnante de la « graine ».

Le comportement à résonance montre une croissance rapide du nombre d'atomes excités dans les premiers instants, puis une augmentation plus lente. En effet, le centre nuage est saturé de super-atomes en régime de blocage fort dès les premières microsecondes. Ensuite, de nouveaux atomes de Rydberg sont excités dans les ailes peu denses du nuage. Celles-ci contiennent beaucoup moins d'atomes dans l'état fondamental d'une part, et le laser bleu y est moins intense d'autre part. Ces deux facteurs contribuent à ralentir fortement la dynamique d'excitation dans ces régions-là. Enfin, le mouvement d'expansion du nuage de Rydberg dû aux interactions éloigne les super-atomes les uns des autres au centre du nuage, où de nouvelles excitations deviennent possibles après quelques dizaines de microsecondes. Cela explique pourquoi le nombre d'atomes de Rydberg continue d'augmenter, contrairement aux prédictions de l'approximation du « gaz gelé ».

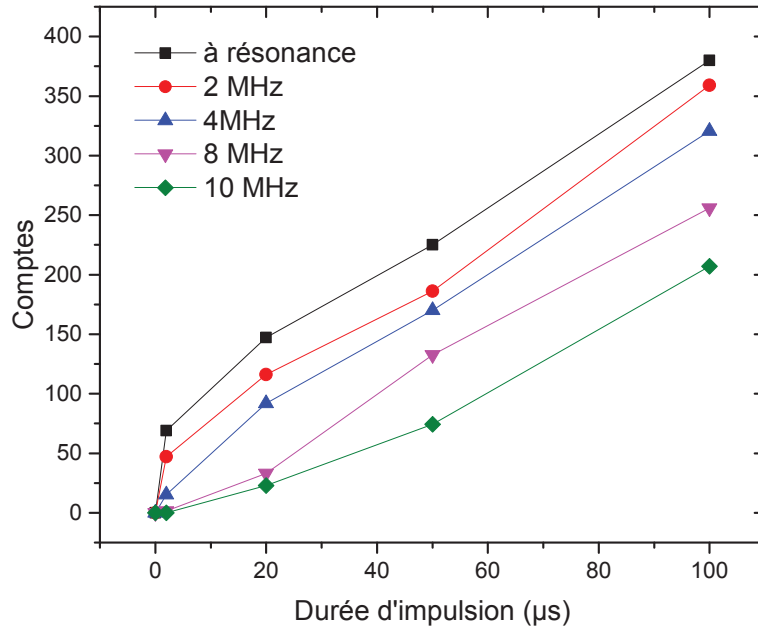


Figure III.5 Saturation de l'excitation optique en régime d'interaction dipolaire forte. Évolution du nombre d'atomes de Rydberg en fonction de la durée d'impulsion laser, pour différents désaccords : 0, 2, 4, 8 et 10 MHz. Les données sont extraites des spectres de la figure (III.4).

III.2.2 Spectroscopie microonde : une sonde pour l'énergie d'interaction

Afin de mieux comprendre le mouvement au sein du nuage de Rydberg, nous avons réalisé la spectroscopie de la transition $60S \rightarrow 57S$ dans différentes conditions. Nous présentons ici le principe de cet outil de spectroscopie microonde comme sonde des énergies d'interaction dans le nuage, et les expériences que nous avons menées.

Principe de la spectroscopie microonde et choix de la transition

Comme nous l'avons vu au chapitre I, les différents niveaux de Rydberg sont affectés différemment par les interactions dipolaires. En particulier, dans le régime de Van der Waals, cela se traduit par des coefficients de Van der Waals C_6 différents. Ainsi, le niveau nS et le niveau $n'S$ verront leur énergie déplacée de quantités différentes pour une même distance inter-atomique. En conséquences, les fréquences de transition entre niveaux de Rydberg seront décalées. Sonder ces décalages de fréquence, c'est-à-dire faire la spectroscopie de telles transitions, nous renseignera sur la distribution des énergies d'interaction au sein du nuage. Idéalement, un seul atome du nuage sera transféré vers un autre niveau de Rydberg, et la fréquence de cette transition nous renseignera sur l'énergie d'interaction de cet atome avec tous ses voisins.

Cela requiert cependant un choix attentif du niveau vers lequel seront transférés les atomes de Rydberg. En premier lieu, les niveaux P sont à éviter. La branche attractive de l'interaction $nS - n'P$ mène à une ionisation de Penning des atomes de Rydberg : l'atome dans le niveau nS et l'atome dans le niveau $n'P$ s'attirent l'un l'autre, et s'ionisent mutuellement lorsqu'ils sont trop proches. Nous restreindrons donc notre

choix aux niveaux $n'S$ voisins du 60S, accessibles par des transitions à deux photons.

Pour une paire d'atomes séparés de r , l'interaction 60S – $n'S$ prend la forme de l'équation (I.33) :

$$V_{eff}/h = \begin{pmatrix} |60S - n'S\rangle & |n'S - 60S\rangle \\ \langle 60S - n'S| & \langle n'S - 60S| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{6,60S-n'S} & A_{6,60S-n'S} \\ A_{6,60S-n'S} & C_{6,60S-n'S} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{r^6}, \quad (\text{III.12})$$

où C_6 et A_6 sont les coefficients de Van der Waals pour l'interaction directe et pour l'interaction d'échange respectivement. Les états $|60S - n'S\rangle$ et $|n'S - 60S\rangle$ sont dégénérés et séparés en leurs combinaisons symétrique et antisymétrique, $(|60S - n'S\rangle \pm |n'S - 60S\rangle)/\sqrt{2}$. Ces deux états propres sont déplacés d'une énergie $h \cdot (C_{6,60S-n'S} \pm A_{6,60S-n'S})/r^6$. Cette structure de niveaux est représentée en figure (III.6 a)). La levée

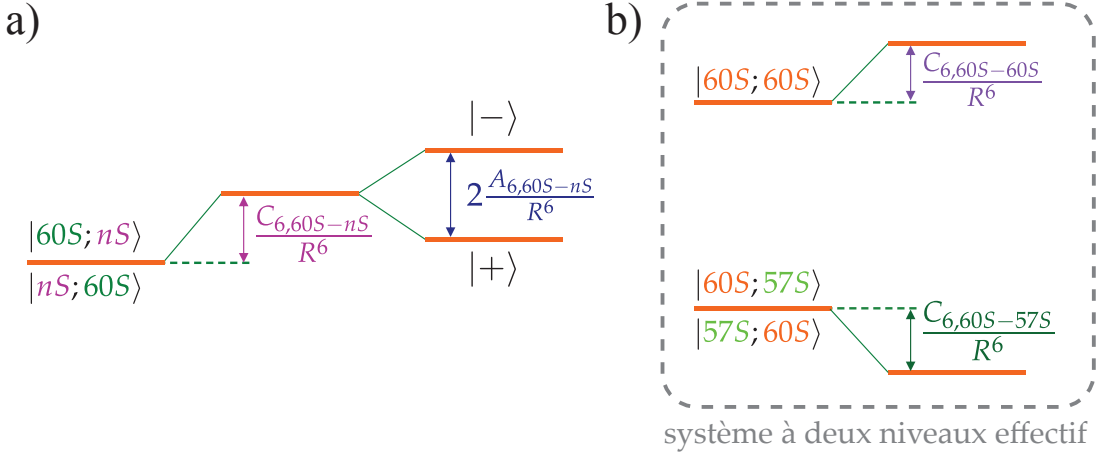


Figure III.6 Structure de niveau 60S-nS sous interaction dipolaire

de dégénérescence des niveaux de paire engendre des spectres à deux raies de transition, séparées en fréquence de $2A_{6,60S-nS}/r^6$. Si l'on y ajoute un troisième atome de Rydberg, il y a alors trois paires en interaction, ce qui complexifie d'autant plus la structure de niveaux et le spectre de la transition. En fin de compte, au sein d'un ensemble de N atomes de Rydberg dans le niveau 60S, une excitation du niveau $n'S$ sera délocalisée sur des états propres à N atomes. Ces états propres sont des combinaisons linéaires de la base séparable $\{|i\rangle = |1 = 60S, \dots, i = n'S, \dots, N = 60S\rangle\}_{i=1 \text{ à } N}$, très dépendantes de la configuration du nuage. Plus la base des états propres à une excitation est différente de la base des $|i\rangle$, plus le spectre d'excitation devient difficile à relier aux énergies d'interaction.

Le niveau $n'S$ idéal serait donc celui pour lequel les états propres à une excitation sont ceux où l'excitation est localisée sur un atome. Pour cela, le terme d'échange A_6 , responsable de la délocalisation de l'excitation, doit être le plus petit possible, c'est-à-dire très petit devant C_6 . La table (III.1) répertorie les coefficients de Van der Waals $C_{6,60S-n'S}$ et $A_{6,60S-n'S}$ pour les niveaux $n'S$ proches du 60S

Table III.1 Coefficients de Van der Waals pour différents niveaux $60S - n'S$

	$C_{6,60S-n'S}$ (GHz μm^6)	$A_{6,60S-n'S}$ (GHz μm^6)
60S-63S	-89,26	0,61
60S-62S	-411,36	14,96
60S-61S	292,25	248,60
60S-60S	137,62	
60S-59S	245,13	209,55
60S-58S	-209,26	7,77
60S-57S	-43,67	0,30

spectroscopie 60s-57s et son spectre d'excitation : comment cela nous donne accès au spectre des énergies d'interaction
sonder le nuage à différents moments de son explosion

III.3 Premier modèle numérique et accord qualitatif

présenter les courbes de Raul.IV.3.2

III.4 Raffinement du modèle de la dynamique d'excitation

III.4.1 Simulations

modèle d'équation de taux
résultats de simulations comparés aux manip

III.4.2 Les limites du modèle

photons thermiques et apparition de niveaux p
LIRE T. PORTO

Conclusion

il faut prendre en compte le mouvement, mais aussi les transferts thermiques vers les niveaux p