

Observation du blocage dipolaire entre deux atomes

Prenons un système quantique formé de deux sous-systèmes interagissant fortement. Si cette interaction est suffisamment importante, leur excitation simultanée par une même impulsion excitatrice peut être rendue impossible. C'est ce phénomène qu'on nomme *blocage de l'excitation*. Un tel phénomène a été observé dans des systèmes très divers, par exemple des systèmes composés de quelques électrons où le blocage peut être dû à la force de Coulomb [116], au principe de Pauli [117] ou au fort couplage avec les modes vibrationnels d'une molécule ou d'une boîte quantique [118]. Citons également le « blocage photonique » observé lorsqu'un photon ayant excité un système composé d'un atome dans une cavité empêche le passage d'un second photon [119]. Pour des systèmes atomiques, un « blocage d'interaction » dû aux collisions en ondes s a été observé pour des atomes froids piégés dans l'état fondamental des puits d'un réseau optique [120].

La forte interaction entre atomes de Rydberg peut aussi entraîner un mécanisme similaire, dit blocage de Rydberg ou blocage dipolaire, empêchant l'excitation simultanée de plusieurs atomes vers un état de Rydberg. Bien que la première mise en évidence de l'effet des interactions entre atomes de Rydberg sur des raies spectrales ait été faite il y a environ trente ans dans le groupe de S. Haroche [121], il a fallu attendre l'avènement des méthodes de refroidissement par laser pour que le blocage de Rydberg soit observé. Les premières mises en évidence ont été réalisées en 2004 [102, 103] dans des nuages froids de rubidium et plusieurs groupes ont aujourd'hui observé le blocage de Rydberg, toujours dans des ensembles d'atomes froids [92, 96, 104, 105, 106, 122, 123]. Dans toutes ces expériences, l'effet des interactions se manifeste sous la forme d'une saturation du nombre d'atomes excités lorsqu'on augmente la densité ou qu'on excite des états de nombre quantique principal de plus en plus élevé. À cet effet s'ajoute un élargissement des spectres. Une des difficultés principales dans l'interprétation du résultat de ces expériences est la prise en compte de la présence d'ions et d'électrons parasites produits par l'ionisation des atomes sous l'effet du rayonnement du corps noir ou aux collisions, qui peuvent entraîner un phénomène similaire au blocage [92].

Notre système permet de pousser encore plus loin la précision de l'étude du blocage de Rydberg : on a ici affaire à seulement deux atomes dont on peut fixer arbitrairement la géométrie. L'équipe de M. Saffman possède un système assez proche du nôtre et a récem-

ment observé le blocage de Rydberg entre deux atomes séparés d'environ 10 μm [124].

Nous commencerons par présenter un calcul de l'énergie d'interaction attendue entre deux atomes portés dans l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous montrerons ensuite comment nous avons pu observer le blocage de Rydberg entre deux atomes [97]. Finalement nous verrons que l'excitation collective des deux atomes dans le régime de blocage dipolaire conduit à l'observation d'oscillations de Rabi « accélérées », phénomène analogue à la superradiance [125]. De telles oscillations sont la preuve que le système oscille entre l'état fondamental et un état intriqué des deux atomes.

La majorité des aspects techniques de l'excitation d'un atome vers un état de Rydberg ont été abordés dans le chapitre précédent et nous insisterons donc plutôt sur la théorie et l'analyse de nos données. Pour toutes les données présentées dans le chapitre, les transitions à deux photons vers l'état de Rydberg sont effectuées avec un désaccord $\Delta/2\pi = +400$ MHz par rapport au niveau intermédiaire $5P_{1/2}$.

IV.1 Un rapide calcul de l'énergie d'interaction

IV.1.1 Le cas général : l'interaction de type van der Waals

Le principe du blocage de Rydberg a été évoqué dans le chapitre précédent. Considérons deux atomes A et B pouvant se trouver soit dans le niveau fondamental $|\uparrow\rangle$, soit dans un niveau de Rydberg donné $|r\rangle$. La forte énergie d'interaction existant entre deux atomes de Rydberg conduit à un décalage ΔE du niveau $|r; r\rangle$, et il est alors impossible d'exciter simultanément les deux atomes. Nous souhaitons ici calculer la valeur de ce décalage en énergie ΔE pour deux atomes séparés de quelques microns excités vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Pour cela, nous n'allons considérer que le premier terme du développement multipolaire, c'est-à-dire l'interaction *dipôle-dipôle* entre $\hat{\mathbf{d}}_A$ et $\hat{\mathbf{d}}_B$. Cette approximation reste valide tant que la distance internucléaire R est plus grande que la taille de chaque atome [97]. Bien qu'un atome de Rydberg autour de l'état $n = 60$ ait une taille d'environ 250 nm, on travaillera avec $4 \mu\text{m} < R < 18 \mu\text{m}$ et la condition est bien vérifiée. Le hamiltonien d'interaction est alors

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

($\hat{\mathbf{R}}$ est un vecteur unitaire). Considérons ce hamiltonien comme perturbateur du hamiltonien des deux atomes pour $R = +\infty$. Au premier ordre des perturbations, il faut calculer la valeur moyenne de \hat{V} lorsque les deux atomes sont dans l'état $|r\rangle$, qui vaut

$$\langle \hat{V} \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A | r \rangle \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B | r \rangle - 3 \langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}} | r \rangle \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}} | r \rangle}{R^3}. \quad (\text{IV.2})$$

L'opérateur moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}_{A,B}$ étant impair en $\hat{r}_{A,B}$ ($\hat{r}_{A,B}$ est la position radiale de l'électron de valence de chaque atome), la valeur moyenne de \hat{V} est nulle. Nous devons

donc aller au deuxième ordre des perturbations. On trouve alors une interaction du type van der Waals :

$$\Delta E = \frac{C_6}{R^6}. \quad (\text{IV.3})$$

Le coefficient C_6 vaut

$$C_6 = \sum_{nljm_j; A, B} \frac{|\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A | nljm_j \rangle_A \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B | nljm_j \rangle_B - 3 \langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}} | nljm_j \rangle_A \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}} | nljm_j \rangle_B|^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 (2E_r - E_{nljm_j}^A - E_{nljm_j}^B)}, \quad (\text{IV.4})$$

où la somme porte sur tous les autres états à deux atomes $|nljm_j\rangle_A \otimes |nljm_j\rangle_B$. À cause de la variation en R^{-6} , il s'agit d'une interaction à courte portée : l'énergie d'interaction est typiquement de l'ordre de 10 MHz à une distance de l'ordre du micron autour de $n = 60$. Le signe de ce décalage est difficile à déterminer *a priori* et dépend de la position des niveaux d'énergie par rapport à $|r; r\rangle$ (*via* le dénominateur de IV.4) [97].

IV.1.2 Notre cas : résonance de Förster

L'approche perturbative devient fautive lorsqu'un ou plusieurs des états à deux atomes $|nljm_j\rangle_A \otimes |nljm_j\rangle_B$ est proche en énergie du niveau $|r; r\rangle$, c'est-à-dire lorsque le dénominateur devient du même ordre de grandeur que le numérateur dans IV.4. Il s'agit de ce qu'on appelle une *résonance de Förster*. C'est en particulier le cas lorsqu'on excite deux atomes vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et il faut alors diagonaliser le hamiltonien complet pour déterminer l'énergie d'interaction.

Adoptons cette approche pour calculer ΔE dans le cas de deux atomes dans l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Dans un premier temps, considérons seulement le niveau le plus proche en énergie $|56F_{5/2}; 60P_{1/2}\rangle$. L'axe internucléaire, selon \hat{z} , est choisi comme axe de quantification. Dans ce cas, le hamiltonien d'interaction est

$$\begin{aligned} \hat{V} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{d}_{A,x} \cdot \hat{d}_{B,x} + \hat{d}_{A,y} \cdot \hat{d}_{B,y} - 2 \hat{d}_{A,z} \cdot \hat{d}_{B,z}}{R^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-\hat{d}_{A,+} \cdot \hat{d}_{B,-} - \hat{d}_{A,-} \cdot \hat{d}_{B,+} - 2 \hat{d}_{A,0} \cdot \hat{d}_{B,0}}{R^3}. \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

L'opérateur moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}$ étant un opérateur tensoriel de rang 1, nous avons introduit les composantes tensorielles $\hat{d}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{d}_x + i\hat{d}_y)$, $\hat{d}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{d}_x - i\hat{d}_y)$ et $\hat{d}_0 = \hat{d}_z$. La suite du calcul va faire intervenir des termes du type $\langle n'l'j'm'_j | \hat{d}_{0,+,-} | nljm_j \rangle$, où \hat{d}_0 ne couple que les états vérifiant $m'_j = m_j$; de même pour \hat{d}_+ ($m'_j = m_j + 1$) et \hat{d}_- ($m'_j = m_j - 1$). On remarque donc que le hamiltonien d'interaction IV.5 ne couple que les états de même nombre quantique magnétique total; $m_{j,A} + m_{j,B} = 3$ dans notre cas car nous nous intéressons à l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Dans quelle base allons nous exprimer le hamiltonien du système à deux atomes? D'après les considérations précédentes, il suffit de prendre en compte les deux seuls états vérifiant $m_{j,A} + m_{j,B} = 3$ qui formeront ainsi notre base d'états à deux atomes $\{|56F_{5/2}, m_j = 5/2; 60P_{1/2}, m_j = 1/2\rangle; |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle\}$ que nous

noterons $\{|FP\rangle, |DD\rangle\}$ pour simplifier les notations. En choisissant l'énergie de l'état $|DD\rangle$ comme origine des énergies, le hamiltonien complet¹ du système s'écrit

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \Delta & C_3/R^3 \\ C_3/R^3 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.6})$$

avec $\Delta = E(56F_{5/2}) + E(60P_{1/2}) - 2E(58D_{3/2}) = -6,92$ MHz. Le coefficient C_3 , réel, est par définition

$$C_3 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_- | 56F_{5/2}, m_j = 5/2 \rangle \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_+ | 60P_{1/2}, m_j = 1/2 \rangle. \quad (\text{IV.7})$$

Les éléments de matrice intervenant dans cette expression sont calculés à l'aide de la décomposition en une intégrale radiale et une intégrale angulaire (formule III.11 et III.12). La valeur de la partie radiale nous a été fournie par le groupe de P. Pillet. On trouve

$$\begin{aligned} \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_- | 56F_{5/2}, m_j = 5/2 \rangle &= -\sqrt{\frac{2}{5}} 2595 \text{ ea}_0 \\ \text{et } \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_+ | 60P_{1/2}, m_j = 1/2 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} 2563 \text{ ea}_0, \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

ce qui donne $|C_3| = 2368$ MHz μm^3 . Les énergies propres d'un tel hamiltonien sont données par

$$\frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_3}{R^3}\right)^2} \quad (\text{IV.9})$$

et les états propres sont

$$\begin{aligned} |\psi_+\rangle &= \sin\theta |FP\rangle + \cos\theta |DD\rangle \\ \text{et } |\psi_-\rangle &= \cos\theta |FP\rangle - \sin\theta |DD\rangle, \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

avec

$$\tan(2\theta) = -\frac{2}{\Delta} \frac{C_3}{R^3}. \quad (\text{IV.11})$$

La quasi-dégénérescence est donc levée par le potentiel d'interaction \hat{V} . Examinons deux cas limites.

- Le premier cas limite est donné par $|\Delta| \gg |C_3/R^3|$. Ceci est le cas lorsqu'on est à grandes distances. Les énergies propres sont alors données par

$$\frac{\Delta}{2} \pm \frac{|\Delta|}{2} \left(1 + \frac{1}{2\Delta^2} \frac{C_3^2}{R^6}\right). \quad (\text{IV.12})$$

On a une dépendance en R^{-6} de l'énergie d'interaction. Elle est donc de type van der Waals et on trouve un résultat identique au calcul perturbatif. Cela nous donne

1. Ce hamiltonien ne prend en compte que l'état *interne* de l'atome. Le mouvement des atomes dû à l'interaction n'est significatif que lorsque les deux atomes sont dans l'état de Rydberg. D'après les valeurs de la force d'interaction que nous calculons dans la suite, les atomes ne se déplacent que de 10 nm pendant une expérience de 100 ns, ce qui est négligeable devant leur séparation. Le mouvement des atomes peut cependant avoir de l'importance dans les expériences menées sur des ensembles d'atomes froids [126].

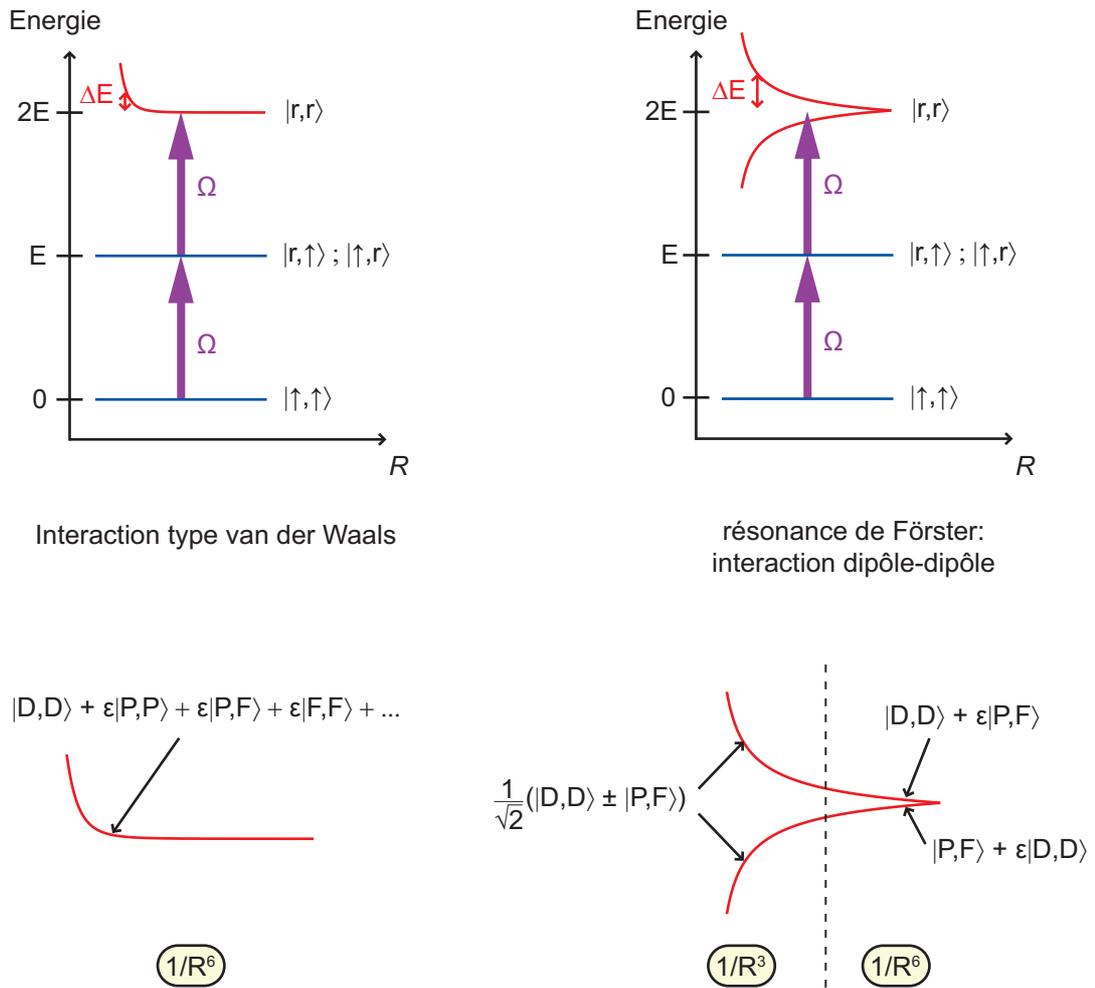


FIGURE IV.1 – **Principe du blocage dipolaire : différence entre interaction type van der Waals et interaction dipôle-dipôle.** On suppose qu'on essaie d'exciter les deux atomes vers un état DD et que la résonance de Förster est $DD \leftrightarrow PF$. La fréquence de Rabi Ω est la fréquence de Rabi de la transition à deux photons décrite dans le chapitre précédent. Dans le cas de l'interaction type van der Waals, le niveau $|r; r\rangle$ est décalé en énergie. Le potentiel est à courte portée (R^{-6}) et le blocage ne fonctionne que pour des distances internucléaires faibles. Dans le cas d'une résonance de Förster, il y a séparation en deux niveaux faisant intervenir l'état $|r; r\rangle$. L'interaction, de type dipôle-dipôle (R^{-3}), a une plus longue portée et permet en général d'observer le blocage dipolaire pour des distances internucléaires plus grandes.

une relation simple entre les coefficients C_3 et C_6 dans le cas où la somme IV.4 se limite à un seul état :

$$C_6 = -\frac{C_3^2}{4\Delta} . \quad (\text{IV.13})$$

Une relation du même type existe si l'on prend en compte les autres états [97].

- Le second cas limite, $|\Delta| \ll |C_3/R^3|$, correspond à une résonance de Förster proprement dite. Les énergies propres sont alors données par

$$\pm \frac{|C_3|}{R^3} . \quad (\text{IV.14})$$

On est en présence d'une interaction à longue portée en R^{-3} . Par exemple, pour $R = 4 \mu\text{m}$ on trouve une énergie de 37 MHz.

Entre ces deux cas limites la dépendance en R n'est pas donnée par une loi de puissance simple. Le passage d'un régime à l'autre se fait à une distance $R_C = \left(\frac{4C_3^2}{\Delta^2}\right)^{1/6} = 8,8 \mu\text{m}$ dans notre cas.

Avant de passer à la section suivante, insistons sur un dernier point de différence entre une interaction du type van der Waals et une interaction dipôle-dipôle, en supposant qu'on souhaite observer le blocage entre deux atomes excités vers un état de Rydberg D en partant du niveau intermédiaire $5P_{1/2}$. Dans le cas d'une interaction du type van der Waals, l'état DD est simplement décalé en énergie. La courbe de potentiel associée peut être calculée par la théorie des perturbations au deuxième ordre, ce qui signifie que le niveau DD est légèrement contaminé par les niveaux environnants : il acquiert donc principalement un *faible* caractère PP, FF et PF.

Dans le cas de la résonance de Förster $DD \leftrightarrow PF$, on obtient *deux* courbes de potentiel. Lorsqu'on est à une distance $R < R_C$ où le terme en R^{-3} domine, les deux états associés sont des mélanges des états DD et PF avec des poids de l'ordre de 1. Si l'on veut observer le blocage, il faut donc « éviter » ces *deux* courbes de potentiel. Cette différence est représentée schématiquement sur la figure IV.1.

Le calcul très simple que nous venons de présenter nous permet d'avoir une première estimation de l'énergie d'interaction entre deux atomes.

La question qui se pose à présent est de savoir jusqu'à quelle distance relative R ce calcul est valide. Il le sera en fait tant que le décalage en énergie ΔE est inférieur à la « distance » par rapport à l'état le plus proche (hormis celui créant la résonance de Förster). En général, l'état le plus proche est celui où un des atomes est dans l'état de structure fine directement adjacent (ici, $|58D_{3/2}; 58D_{5/2}\rangle$). Donc, lorsque les atomes sont assez proches pour que ΔE soit de l'ordre de l'écart de structure fine de l'état, on s'attend à avoir un croisement évité qui peut diminuer l'énergie d'interaction.

En pratique, nous voulons exciter nos atomes avec des impulsions- π dont le spectre est d'environ 10 MHz, et on aura donc $\Delta E > 10$ MHz, pour être dans le régime de blocage. L'écart de structure fine pour l'état 58D vaut environ 60 MHz et ne sera donc pas très grand devant ΔE : il nous faut donc faire un calcul plus complet de l'énergie d'interaction.

IV.2 Un calcul numérique plus complet de l'énergie d'interaction

Nous avons réalisé un tel calcul de l'énergie d'interaction en prenant en compte les états hors de la résonance de Förster. Le principe est toujours de diagonaliser le hamiltonien

complet du système, mais dans une base $\{|n_A l_A j_A m_{j,A}\rangle \otimes |n_B l_B j_B m_{j,B}\rangle\}$ plus grande que la base à deux états utilisée dans la section précédente. Précisons à présent de quelle manière nous avons choisi cette base :

- tout d'abord, on exploite les propriétés du potentiel IV.5 (les deux atomes sont selon l'axe \hat{z}). Ce dernier conserve la parité totale $(-1)^{l_A+l_B}$ et la projection du moment angulaire total $m_A + m_B$;
- ensuite, nous nous sommes limités aux états de moment orbital $l \leq 4$, car les autres états ne sont couplés que très indirectement à l'état d'intérêt $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$;
- nous avons pris en compte les états « symétriques », c'est-à-dire que si notre base contient par exemple l'état $|56F_{5/2}, m_j = 5/2; 60P_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$, nous avons aussi pris en compte l'état $|60P_{1/2}, m_j = 1/2; 56F_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$. Pour donner un ordre d'idée, si nous avons pris en compte cet état symétrique dans notre calcul du paragraphe précédent, nous aurions trouvé un coefficient C_3 augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$;
- nous nous sommes restreints à des états situés à moins de 5 GHz du niveau d'intérêt. Idéalement, il faudrait prendre en compte tous les états jusqu'à une distance en énergie bien plus grande que l'ordre de grandeur des interactions. Les éléments de matrice d'interaction les plus grands du hamiltonien complet sont de l'ordre de 100 MHz à une distance $R = 4 \mu\text{m}$. Jusqu'à cette distance nous pouvons considérer que nous prenons donc assez d'états en compte, mais il aurait fallu étendre notre base à plus d'états pour obtenir un calcul plus exact lorsque $R < 4 \mu\text{m}$.

Au final, ces contraintes mènent à choisir une base de 172 états. Nous avons alors calculé numériquement (en utilisant le logiciel *Mathematica*) les énergies propres du hamiltonien dans cette base. Le résultat est présenté sur la figure IV.2(a). L'origine des énergies est celle du niveau $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ à $R = +\infty$.

Pour ce calcul, nous avons pris en compte l'effet du champ magnétique directeur $B = -9 \text{ G}$. Notons que son effet est non trivial, car les décalages dus au champ magnétique, de l'ordre du MHz, ne sont pas petits devant la structure fine des états de Rydberg autour de $n = 60$, de l'ordre de quelques dizaines de MHz. On est donc dans une situation intermédiaire entre l'effet Zeeman (champ magnétique faible devant la structure fine) et l'effet Paschen-Back (champ magnétique fort devant la structure fine). Dans la base fine $\{|n_A l_A j_A m_{j,A}\rangle \otimes |n_B l_B j_B m_{j,B}\rangle\}$, le hamiltonien de l'interaction atome/champ magnétique $\mu_B B(m_l + 2m_s)$ possède donc des éléments non-diagonaux. Sachant qu'il y a tout de même environ un ordre de grandeur entre l'effet du champ B et les effets de structure fine, nous avons fait le choix de décrire l'action du champ par l'effet Zeeman, c'est-à-dire en ajoutant simplement des termes diagonaux dans notre base.

Notre but étant d'observer le blocage dipolaire lorsque les atomes sont séparés de 3 pixels = 3,6 μm , nous voudrions connaître l'énergie d'interaction à cette distance. Comment interpréter la multitude de courbes de potentiel obtenues ?

Observons d'abord celle représentée en trait gras rouge ; à $R = +\infty$, elle correspond à l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Plaçons nous à $R = 3,6 \mu\text{m}$: on remarque que l'énergie d'interaction associée est quasiment nulle à une telle distance. Mais il ne faut pas s'arrêter à ce constat. En effet, à $R = 3,6 \mu\text{m}$, l'état propre associé à cette courbe de potentiel est une superposition des 172 états de la base considérée. Sur la figure IV.2(b), nous avons représenté un histogramme donnant le poids des états dans cette superposition

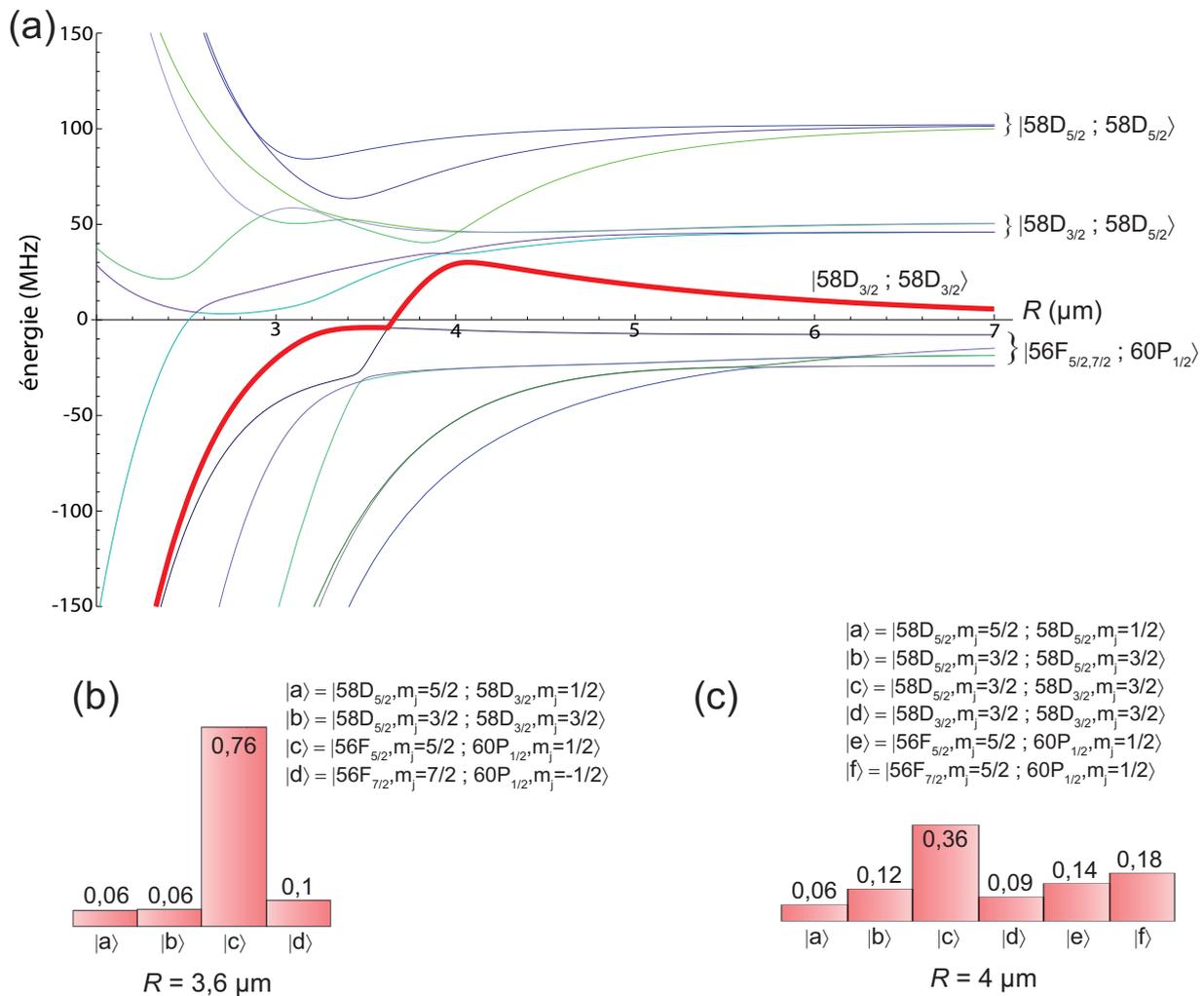


FIGURE IV.2 – **Calcul numérique de l'interaction entre deux atomes dans l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ en fonction de la distance internucléaire.** Les détails concernant le calcul sont donnés dans le texte. Nous ne représentons que les états situés 150 MHz de part et d'autre de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. (b) et (c) : décomposition de l'état propre associé à la courbe de potentiel en trait gras rouge, pour $R = 3,6 \mu\text{m}$ et $R = 4 \mu\text{m}$. Seuls les états ayant un poids supérieur à 1 % sont représentés sur ces histogrammes. Ces poids sont, pour chaque état représenté, la somme des contributions de cet état et de l'état « symétrique » associé. La contribution de l'état initial $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est quasiment nulle à $R = 3,6 \mu\text{m}$; elle est de 0,36 à $R = 4 \mu\text{m}$.

(nous n'avons représenté que les états ayant un poids supérieur à 1 %). La contribution de l'état initial $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, non représentée, n'est que de 5×10^{-29} ! Les autres états contribuant à cette superposition ne sont pas couplés par le laser bleu à l'état intermédiaire $5P_{1/2}$ à cause des règles de sélection. En conclusion, on va très peu exciter cette courbe de potentiel.

Il ne faut cependant pas oublier les autres courbes de potentiel dont les états propres peuvent avoir une contribution importante de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ à $R = 3,6 \mu\text{m}$, et peuvent donc être *a priori* excités par le laser bleu : il ne suffit donc pas de considérer la courbe en trait gras. Nous verrons comment on peut définir un décalage effectif Δ_{blocage} du niveau $|r; r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ dans la section IV.4. Pour l'instant nous allons simplement supposer que Δ_{blocage} est plus grand que le spectre de l'impulsion excitatrice $2\pi\delta\nu$ et que nous sommes donc dans le régime de blocage dipolaire.

Zéros de Förster

Avant de présenter les résultats expérimentaux, rappelons un point important soulevé par M. Saffman et T. Walker dans la référence [127]. On suppose pour cela qu'on travaille à une résonance de Förster

$$lj + lj \leftrightarrow l_1j_1 + l_2j_2, \quad (\text{IV.15})$$

avec, par convention, $j_1 \leq j_2$. L'axe de quantification est l'axe internucléaire. Les auteurs montrent qu'à moins d'avoir $j_1 \geq j$, il existe toujours une *superposition* des états $|ljm_j; ljm'_j\rangle$ qui n'est pas couplée à l'état $|l_1j_1; l_2j_2\rangle$ par le potentiel IV.1. Ceci revient à dire qu'on aura une courbe de potentiel constante, indépendante de R , c'est-à-dire avec $C_3 = 0$, qui rendra caduque le blocage dipolaire. Ils montrent également que même lorsque la condition $j_1 \geq j$ est vérifiée, il existe une courbe de potentiel avec un C_3 très faible, qui empêchera en pratique d'observer le blocage dipolaire. Le seul cas où l'on n'aura ni un « zéro de Förster », ni un C_3 très faible est le cas $j_1 \geq j$ et $l_1 = l_2 = l + 1$.

Un tel « zéro de Förster » existe pour la résonance de Förster $D_{3/2}D_{3/2} \leftrightarrow P_{1/2}F_{5/2}$ que nous utilisons. Néanmoins, il n'y a par définition pas de zéro de Förster si l'on excite un niveau de m_j donné (attention, m_j est défini par rapport à l'axe internucléaire!). Ceci est bien le cas de nos expériences (état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$), tant que l'axe internucléaire des deux atomes est aligné avec l'axe de quantification vertical défini par le champ de biais (axe \hat{z}). Mais à cause du mouvement résiduel des atomes, l'axe internucléaire n'est pas toujours strictement selon \hat{z} et le zéro de Förster joue donc un rôle : nous verrons dans la section IV.4 comment prendre cet effet en compte. Les zéros de Förster peuvent aussi jouer un rôle dans les expériences menées dans des nuages d'atomes froids, où l'orientation de l'axe internucléaire (axe de quantification) par rapport à la polarisation de la lumière d'excitation est aléatoire, conduisant à l'excitation de plusieurs sous-états Zeeman.

IV.3 Démonstration du blocage de Rydberg

Pour démontrer expérimentalement le blocage dipolaire nous réalisons une expérience très similaire à l'expérience d'oscillation de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg d'un atome unique. La séquence expérimentale utilisée est exactement la même que dans cette dernière expérience, basée sur la séquence présentée au chapitre I (cf. figure I.6, page 29).

Une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, nous préparons l'atome par pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$, puis nous coupons le

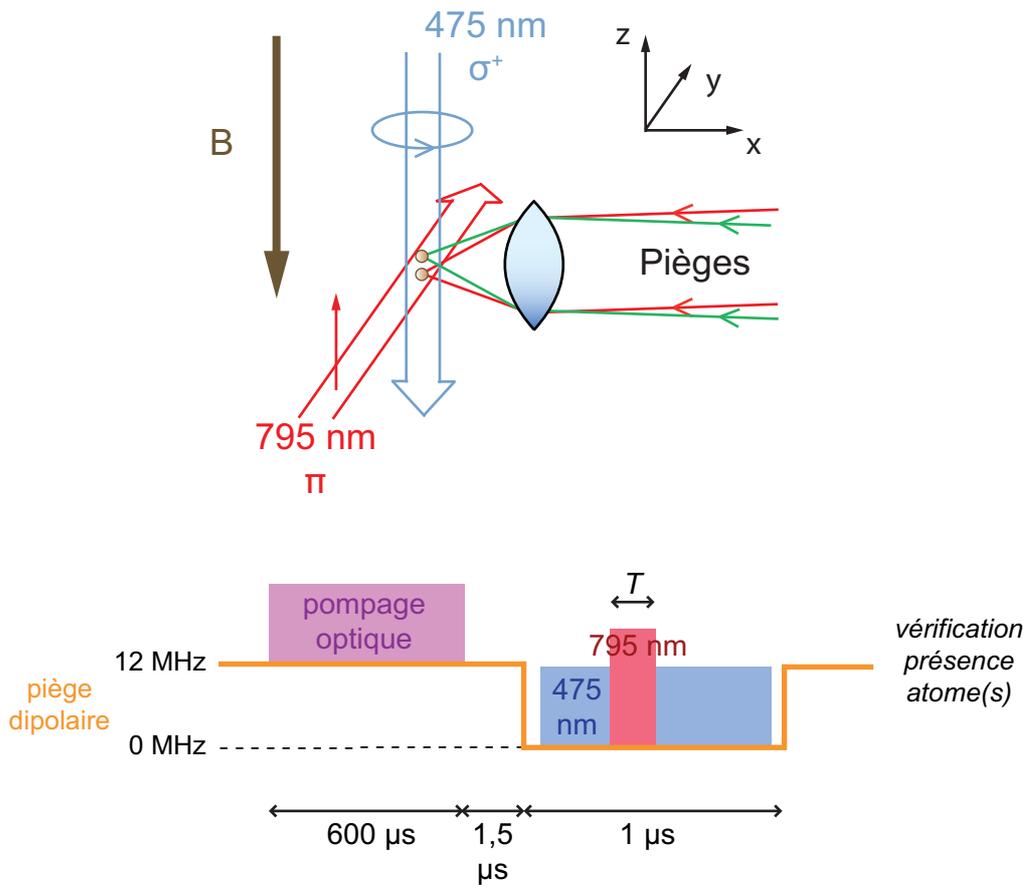


FIGURE IV.3 – *Schéma expérimental pour l'observation du blocage dipolaire entre deux atomes.* L'axe internucléaire est aligné avec le champ de quantification selon l'axe \hat{z} . Les faisceaux laser d'excitation vers l'état de Rydberg à 795 nm et 475 nm couvrent les deux atomes.

piège 1 μs pendant que nous envoyons la lumière d'excitation vers l'état de Rydberg $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous rallumons alors le piège et nous vérifions finalement la présence de l'atome (figure IV.3).

La seule différence est que pour chaque durée de l'impulsion d'excitation, nous répétons 300 fois cette expérience :

- 100 fois avec le *piège A allumé seul* ;
- 100 fois avec le *piège B allumé seul* ;
- 100 fois avec les deux pièges allumés et *un atome présent dans chaque piège initialement*.

Le temps nécessaire à la réalisation de cette expérience est de l'ordre de l'heure. Rappelons que nous mesurons, pour chacune des 300 expériences, si chaque atome (A et B) est recapturé ou pas.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un atome perdu en fin de séquence correspond à un atome qui a été excité vers l'état de Rydberg. Pour un atome, appelons P_1 la probabilité de recapturer l'atome et P_0 la probabilité de ne pas le recapturer. On associe donc 0 à une perte d'atome et 1 à un atome présent. Par définition P_0 est la probabilité d'exciter l'atome vers l'état de Rydberg². Au final, dans cette expérience, on mesure :

- $P_{0,A}$, probabilité d'exciter l'atome A vers l'état de Rydberg (piège B éteint) ;
- $P_{0,B}$, probabilité d'exciter l'atome B vers l'état de Rydberg (piège A éteint) ;
- $P_{0,A;0,B}$, probabilité d'exciter les deux atomes, que nous noterons P_{00} ;
- P_{01} , probabilité d'exciter l'atome A et pas l'atome B ;
- P_{10} , probabilité d'exciter l'atome B et pas l'atome A ;
- P_{11} , probabilité de n'exciter aucun des deux atomes.

Bien que nous n'exploiterons pas cette capacité dans ce chapitre, notons d'ores et déjà que nous pouvons discriminer P_{01} de P_{10} .

IV.3.1 Atomes à $R = 3,6 \mu\text{m}$

Nous avons réalisé une première fois cette expérience avec deux atomes séparés d'une distance de 3 pixels $\hat{=} (3,6 \pm 0,6) \mu\text{m}$. À une telle distance, on s'attend à être dans le régime de blocage dipolaire. Les atomes sont alignés selon l'axe de quantification \hat{z} fixé par le champ magnétique $B = -9 \text{ G}$ (figure IV.3). Le résultat est présenté sur la figure IV.4. Les paramètres expérimentaux sont similaires à ceux utilisés pour l'oscillation de Rabi présentée dans le chapitre III.

Les carrés correspondent aux mesures faites avec le piège A seul et représentent donc la probabilité $P_{0,A}$ d'exciter cet atome vers l'état de Rydberg. Nous obtenons bien une oscillation de Rabi lorsque nous varions la durée de l'impulsion d'excitation. L'amortissement et l'amplitude des oscillations ont été discutés dans le chapitre précédent et sont dus à l'émission spontanée par le niveau intermédiaire et aux fluctuations de fréquence et de puissance des lasers. En faisant un ajustement phénoménologique à l'aide d'une fonction *sinus* amortie exponentiellement, nous trouvons une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = (7,0 \pm 0,1) \text{ MHz}$. Le résultat est très similaire pour le piège B (cercles). En particulier, nous trouvons la même fréquence de Rabi, ce qui signifie que les deux atomes voient bien les mêmes intensités des faisceaux d'excitation à 795 nm et 475 nm. Intéressons-nous à présent au résultat de l'expérience avec les deux pièges allumés.

Supposons un instant qu'il n'y ait pas d'interaction entre atomes de Rydberg : quelle devrait alors être la probabilité d'exciter les deux atomes à la fois ? La réponse est simple : des atomes qui n'interagissent pas sont indépendants et il suffit donc de multiplier les probabilités trouvées indépendamment, c'est-à-dire

$$P_{00,\text{indép}} = P_{0,A} \times P_{0,B} . \quad (\text{IV.16})$$

Nous avons calculé ce produit à partir des résultats obtenus indépendamment sur chaque piège. Ceci correspond aux croix de la figure IV.4. Comparons ceci à l'expérience. Lorsque les deux pièges sont allumés et qu'un atome est initialement présent dans chacun d'entre

2. Nous faisons donc l'hypothèse que l'efficacité de notre système de détection basé sur la perte de l'atome est de 100 %. Une discussion plus détaillée a déjà été faite à la fin du chapitre III.

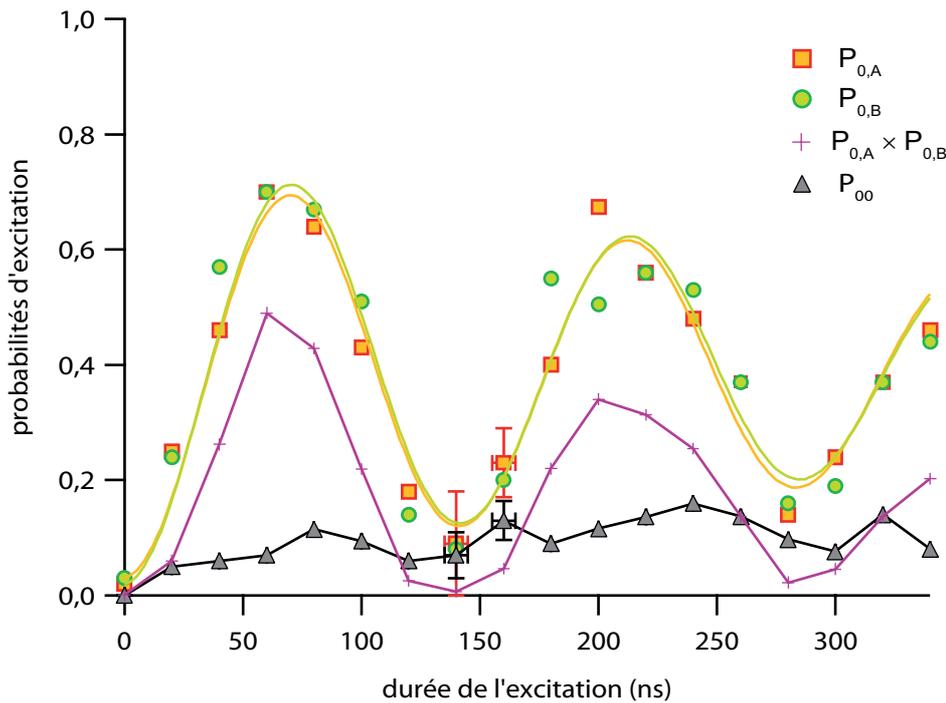


FIGURE IV.4 – **Démonstration du blocage dipolaire.** Des barres d'erreur typiques, mesurées expérimentalement en répétant plusieurs fois la mesure, sont représentées pour le piège A aux durées $t=140$ ns et $t=160$ ns.

eux, on mesure la probabilité de double excitation P_{00} représentée par les triangles. Ces mesures ne correspondent pas aux probabilités attendues dans le cas de deux atomes indépendants. La probabilité de double excitation est fortement réduite, démontrant le blocage dipolaire entre les deux atomes. Cette probabilité de double excitation n'est cependant pas nulle ; l'efficacité du blocage dipolaire n'est pas de 100 %. Nous allons discuter cela plus amplement dans la section IV.4

IV.3.2 Atomes à $R = 18 \mu\text{m}$

Pour vérifier que cette suppression de la double excitation est bien due au blocage dipolaire, nous avons répété la même expérience avec une distance internucléaire plus grande : $R = 15$ pixels $\hat{=} (18 \pm 0,6) \mu\text{m}$ (figure IV.5). Le résultat confirme bien nos attentes : lorsque les atomes sont très éloignés, l'énergie d'interaction est faible et les atomes se comportent de manière indépendante. On vérifie bien $P_{00} = P_{0,A} \times P_{0,B}$. En insert, nous avons également représenté la probabilité $P_{01} - P_{10}$. Sa valeur est proche de zéro, ce qui montre que les deux atomes se comportent bien de manière symétrique.

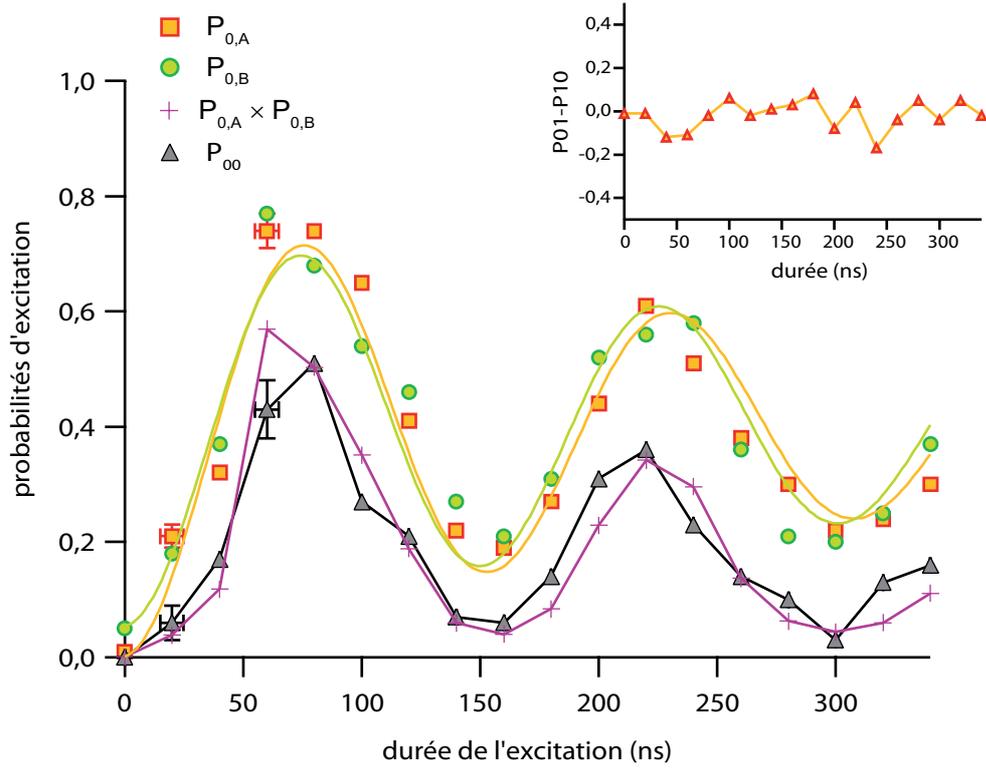


FIGURE IV.5 – *Inefficacité du blocage dipolaire lorsque les atomes sont séparés de 18 μm . En insert, on voit que la probabilité $P_{01} - P_{10}$ est nulle, aux fluctuations statistiques près. Ceci montre que les deux atomes se comportent de la même manière.*

IV.3.3 Excitation collective des deux atomes en régime de blocage de Rydberg

Lorsque, dans un système constitué de plusieurs sous-systèmes identiques (ici, deux atomes), un effet de blocage empêche l'excitation simultanée des sous-systèmes, il y a en général apparition de phénomènes collectifs. Pour les décrire plus en détails, introduisons les états de Dicke.

Pour cela, on ne va considérer que les états $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ de chaque atome. Pour chacun des atomes, ces deux états sont couplés avec une fréquence de Rabi à deux photons

$$\hbar\Omega = -\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \mathbf{E} | \uparrow \rangle = -\langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \mathbf{E} | \uparrow \rangle \quad (\text{IV.17})$$

Pour ce système à deux atomes, le choix de base le plus simple est $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |r\uparrow\rangle, |\uparrow r\rangle, |rr\rangle\}$ (pour alléger les notations, $|\uparrow_A; \uparrow_B\rangle$ est noté $|\uparrow\uparrow\rangle$). Il est cependant plus pratique d'utiliser les deux états de Dicke

$$|\Psi_{\text{dicke}}^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |r\uparrow\rangle \pm e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow r\rangle \right) \quad (\text{IV.18})$$

où le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_B$ est la somme des vecteurs d'onde des deux lasers permettant l'excitation à deux photons de $|\uparrow\rangle$ vers $|r\rangle$, et $\mathbf{r}_{A,B}$ sont les positions des

atomes [128]. Calculons alors la valeur du couplage entre les états $|\uparrow\uparrow\rangle$ et $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$:

$$\begin{aligned}
 \hbar\Omega_C &= -\langle\Psi_{\text{dicke}}^+|\hat{\mathbf{d}}_A\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}+\hat{\mathbf{d}}_B\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\uparrow\rangle \\
 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}\langle\mathbf{r}\uparrow|\hat{\mathbf{d}}_A\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|\uparrow\uparrow\rangle+e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}\langle\mathbf{r}\uparrow|\hat{\mathbf{d}}_B\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\uparrow\rangle\right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hbar\Omega+\hbar\Omega) \\
 &= \sqrt{2}\hbar\Omega.
 \end{aligned}
 \tag{IV.19}$$

La fréquence de Rabi « collective » est donc $\sqrt{2}$ fois plus grande que pour un atome seul. De la même façon on montre que le couplage de l'état fondamental à l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^-\rangle$ est nul. Ceci est résumé sur la figure IV.6.

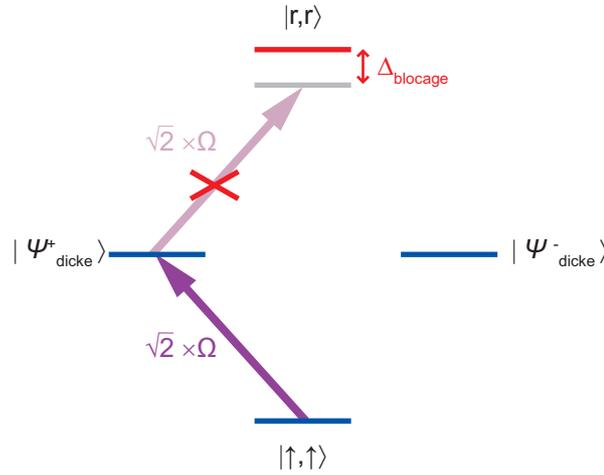


FIGURE IV.6 – **Blocage dipolaire et états de Dicke d'un système de deux atomes.** Ω est la fréquence de Rabi entre les états $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ pour un atome seul. De la même façon que pour l'état fondamental, on montre que le couplage entre $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ et $|rr\rangle$ vaut $\sqrt{2}\Omega$.

En résumé, si l'on considère aussi le fait que l'état doublement excité $|rr\rangle$ n'est pas couplé à l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ à cause du blocage dipolaire, notre système à deux atomes se réduit à un système à deux niveaux (figure IV.6) :

$$|\uparrow\uparrow\rangle \quad \text{et} \quad |\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|\mathbf{r}\uparrow\rangle+e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\mathbf{r}\rangle\right). \tag{IV.20}$$

Ces deux états sont couplés avec une fréquence de Rabi collective $\Omega_C = \sqrt{2}\Omega$, où Ω est la fréquence de Rabi entre $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ pour un atome seul. Nous avons pu mettre ce fait en évidence expérimentalement, en mesurant la probabilité $P_{01} + P_{10}$ qu'un et un seul des atomes soit excité lorsque nous effectuons une oscillation de Rabi avec deux atomes initialement piégés. Le résultat est présenté sur la figure IV.7.

Les résultats expérimentaux sont issus du même jeu de données que celui de la figure IV.4. Les carrés correspondent à l'oscillation de Rabi d'un atome seul. Les triangles

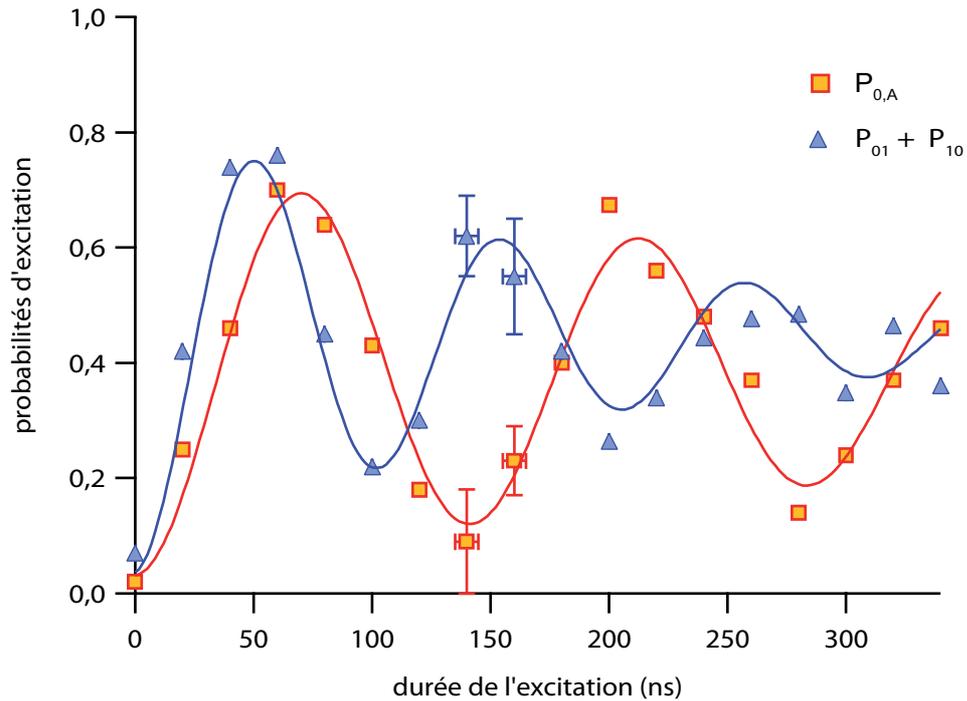


FIGURE IV.7 – **Oscillations de Rabi de deux atomes en régime de blocage de Rydberg.** En ajustant les points par la fonction $y_0 + Ae^{-t/\tau}\sin(\Omega t)$, on trouve une fréquence de Rabi de $(7,0 \pm 0,1)$ MHz pour un atome seul et de $(9,7 \pm 0,2)$ MHz pour les deux atomes (les barres d'erreurs sont celles des ajustements). Le rapport des fréquences est de $1,38 \pm 0,03$, compatible avec la valeur $\sqrt{2}$ attendue.

représentent la probabilité de n'exciter qu'un seul des deux atomes, ce qui correspond à être dans l'état de Dicke $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$. En ajustant les données avec des sinusoïdes amorties exponentiellement, on trouve un rapport des fréquences de $1,38 \pm 0,03$ compatible avec le rapport $\sqrt{2}$ attendu. Notons bien que si nous n'étions pas en régime de blocage de Rydberg, la probabilité $P_{01} + P_{10}$ devrait osciller entre 0 et 0,5 avec une fréquence 2Ω .

Notons enfin que des effets collectifs en régime de blocage de Rydberg ont également été observés récemment dans un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb par le groupe de T. Pfau [122].

IV.4 Modélisation du système à deux atomes

Discutons à présent l'efficacité du blocage dipolaire sur notre expérience. Par rapport à notre analyse du paragraphe précédent, nous allons, en plus des états $|\uparrow\uparrow\rangle$ et $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$, prendre en compte l'état doublement excité $|\text{rr}\rangle$.

Comme nous l'avons vu dans la section IV.2, l'énergie d'interaction n'est pas simple à calculer dans notre situation où les atomes sont très proches ($3,6 \mu\text{m}$). On a de nombreux croisements évités entre les courbes de potentiel électroniques (figure IV.2, page 116) menant à une structure complexe. Notons Δ_i et $|\Phi_i\rangle$ les énergies propres et états propres de chacune de ces courbes. Rappelons aussi que les lasers de notre transition à deux

photons, passant par l'état intermédiaire $5P_{1/2}$, ne couplent que l'état à deux atomes $|rr\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ à cause des règles de sélection. Par conséquent, l'état de Dicke $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ est couplé à *plusieurs* états de Rydberg avec des fréquences de Rabi et des désaccords

$$\kappa_i \Omega_C \quad \text{et} \quad \Delta_i, \quad (\text{IV.21})$$

où $\Omega_C = \sqrt{2}\Omega$ est la fréquence de Rabi collective et $\kappa_i = \langle \Phi_i | rr \rangle$ est le recouvrement entre l'état propre considéré $|\Phi_i\rangle$ et le seul niveau de Rydberg couplé par nos lasers $|rr\rangle$. Ceci est résumé schématiquement sur la figure IV.8(a).

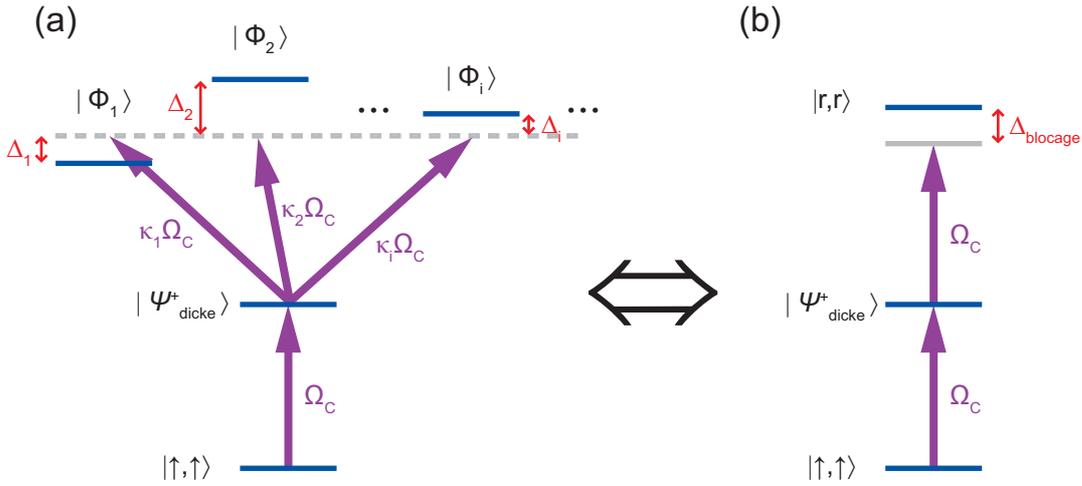


FIGURE IV.8 – *Modélisation de l'interaction entre les deux atomes.*

Nous allons simplifier ce système en utilisant l'approche de Urban *et al.* [124] (*Supporting Online Material*). Nous allons supposer que le système que nous venons de décrire est équivalent à avoir un seul niveau de Rydberg $|rr\rangle$ avec un désaccord effectif Δ_{blocage} défini par³

$$\frac{\Omega_C^2}{\Omega_C^2 + \Delta_{\text{blocage}}^2} = \sum_i \frac{\kappa_i^2 \Omega_C^2}{\Omega_C^2 + \Delta_i^2}, \quad (\text{IV.22})$$

où la somme porte sur tous les états de Rydberg (concrètement, on somme sur les 172 états de la base utilisée pour notre calcul de la section IV.2). Ce désaccord effectif peut-être calculé directement à partir des résultats de notre calcul numérique des énergies d'interactions pour une distance donnée. Pour une distance $R = 3,6 \mu\text{m}$ et deux atomes selon l'axe \hat{z} , on trouve

$$\Delta_{\text{blocage}} = 66 \text{ MHz}. \quad (\text{IV.23})$$

Cette valeur est bien supérieure à la fréquence de Rabi de la transition à deux photons (7 MHz); nous étions donc bien en régime de blocage dipolaire pour les expériences présentées dans la section précédente.

3. Rappelons que lorsqu'on a une oscillation de Rabi entre deux niveaux avec une fréquence de Rabi Ω et un désaccord Δ , la population de l'état excité oscille avec une enveloppe $\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2}$. Urban *et al.* [124] utilisent une définition différente du désaccord effectif $\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + 2\Delta_{\text{blocage}}^2} = \sum \frac{\kappa_i^2 \Omega^2}{\Omega^2 + 2\Delta_i^2}$ mais elle donne une valeur quasiment identique de Δ_{blocage} .

Cependant il nous faut prendre en compte un dernier effet important : celui du mouvement des atomes. Nous avons déjà précisé que le temps de l'expérience, les atomes n'ont pas le temps de se déplacer. Par contre, d'une réalisation expérimentale à l'autre, la position des atomes est distribuée aléatoirement dans les pièges. Or, le désaccord effectif Δ_{blocage} dépend :

- de la distance internucléaire, avec une dépendance $\approx R^{-3}$ lorsque les atomes sont selon l'axe \hat{z} vertical ;
- mais surtout de l'angle entre l'axe internucléaire et le champ de quantification (selon \hat{z}) que nous noterons θ (figure IV.9). En effet, dès que l'axe internucléaire n'est plus aligné avec l'axe de quantification interviennent les « zéros de Förster » [127] que nous avons mentionnés dans la section IV.2. Nous nous attendons donc à avoir une diminution importante de l'énergie d'interaction quand $\theta \neq 0$.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, on peut considérer que le piège, d'une profondeur de 12 MHz (580 μK), constitue un potentiel harmonique pour les atomes d'une température de 70 μK (fréquences d'oscillations ω_{rad} et ω_{long}). La position de chaque atome est donc donnée par une distribution gaussienne avec des écarts-types (cf. chapitre I) :

- $\sigma_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_a \omega_{\text{rad}}^2}} = 153 \text{ nm}$ dans les directions radiales (axes \hat{y} et \hat{z}) ;
- $\sigma_{\text{long}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_a \omega_{\text{long}}^2}} = 767 \text{ nm}$ dans la direction longitudinale (axe \hat{x}).

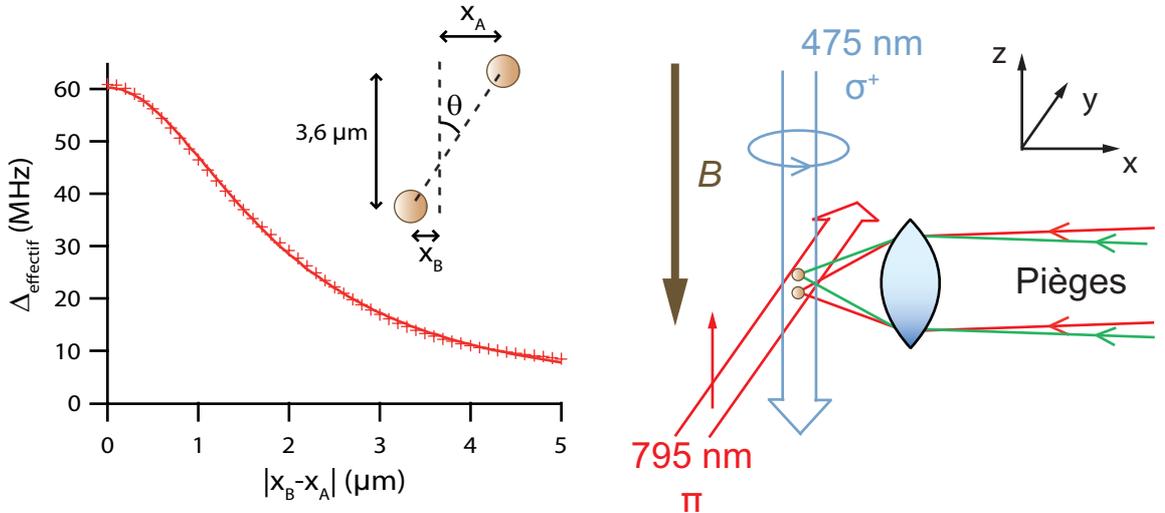


FIGURE IV.9 – **Prise en compte du mouvement des atomes pour le blocage dipolaire.** La valeur de Δ_{blocage} à $|x_B - x_A|$ (60 MHz) est différente de celle précédemment donnée dans le texte (66 MHz) car le calcul présenté ici ne prend en compte que les états situés à $\pm 1 \text{ GHz}$ de l'état d'intérêt (contre $\pm 5 \text{ GHz}$ pour notre calcul précédent).

Comment prendre en compte le mouvement dans notre modèle ? Précisons tout de suite que nous ne l'avons pris en compte que dans les directions \hat{x} et \hat{y} . Supposons que les atomes, séparés de 3,6 μm selon \hat{z} , soit éloignés de $x_B - x_A$ selon l'axe \hat{x} . Nous avons calculé le décalage effectif Δ_{blocage} en fonction de $|x_B - x_A|$. Le résultat est présenté sur la

figure IV.9. Pour ce calcul, la dépendance angulaire est directement donnée par le potentiel d'interaction IV.1. Il faut aussi choisir une base plus complète que la base de 172 états que nous avons utilisée pour notre calcul de la section IV.2. En effet, quand l'angle θ est non nul, le potentiel d'interaction couple des états à deux atomes pour lesquels le nombre quantique magnétique total $m_A + m_B$ peut varier. Nous avons donc pris tous les sous-états Zeeman en compte ; par contre nous nous sommes limités aux états situés à ± 1 GHz de l'état d'intérêt (alors que nous avons pris ± 5 GHz dans notre calcul précédent). Ceci conduit à prendre une base de 348 états. L'influence du champ magnétique est calculée par l'effet Zeeman. La courbe obtenue s'ajuste bien par une lorentzienne. On voit par exemple que le désaccord effectif chute d'un facteur deux lorsque les atomes sont décalés de $2 \mu\text{m}$ dans la direction \hat{x} . Pour un déplacement dans la direction \hat{y} , tout le raisonnement est aussi valable.

Avec tous ces éléments nous avons simulé le signal de blocage dipolaire attendu par une simulation Monte-Carlo :

- on tire à chaque fois la position des atomes au hasard selon des distributions gaussiennes avec les écarts-types donnés ci-dessus (la position selon \hat{z} est fixée à $3,6 \mu\text{m}$) ;
- on calcule le décalage effectif du niveau $|rr\rangle$, c'est-à-dire Δ_{blocage} ;
- on résout alors l'équation de Schrödinger pour le système à trois niveaux de la figure IV.8(b) et on trace les différentes probabilités en fonction du temps.

Les résultats moyennés sur 200 tirages Monte-Carlo sont présentés sur la figure IV.10(a). Nous avons introduit dans la simulation Monte-Carlo les fluctuations de puissance et de fréquence des lasers déjà discutées à la fin du chapitre III et qui reproduisent l'amortissement des oscillations observé expérimentalement. Nous avons tracé l'oscillation de Rabi pour un atome seul, la probabilité $P_{01} + P_{10}$ d'exciter un et un seul des deux atomes et la probabilité P_{00} de double excitation et comparé ces calculs aux points expérimentaux. On voit que la probabilité $P_{01} + P_{10}$ est très bien reproduite. En réalisant un ajustement des courbes calculées par des sinusoides amorties exponentiellement, on trouve un rapport des fréquences légèrement inférieur à $\sqrt{2}$: il vaut 1,36 et ceci est dû à l'amortissement des oscillations. En ajustant les points expérimentaux de la même manière, on trouve une valeur de $1,38 \pm 0,03$ qui est compatible.

En revanche, la probabilité de double excitation calculée est trop faible. On pourrait tout d'abord penser à une erreur sur la mesure de la distance entre les atomes. En effet, nous avons vu dans le chapitre I que le placement longitudinal des pièges est très bon (incertitude de 50 nm) mais dans la direction transverse la précision est seulement d'environ 600 nm. Nous avons essayé d'ajuster nos données en supposant que la distance internucléaire est de $4,2 \mu\text{m}$ mais la probabilité reste encore trop faible (figure IV.10(b)). La courbe calculée est également très similaire en prenant en compte un éventuel décalage de 600 nm dans la direction \hat{y} .

L'erreur pourrait également provenir de notre calcul de l'énergie d'interaction. En effet, nous n'avons pris en compte que les états situés à moins de 1 GHz de l'état d'intérêt, ce qui n'est pas très grand devant les différentes contributions des énergies d'interaction dans le hamiltonien complet qui peuvent valoir 100 MHz à $4 \mu\text{m}$.

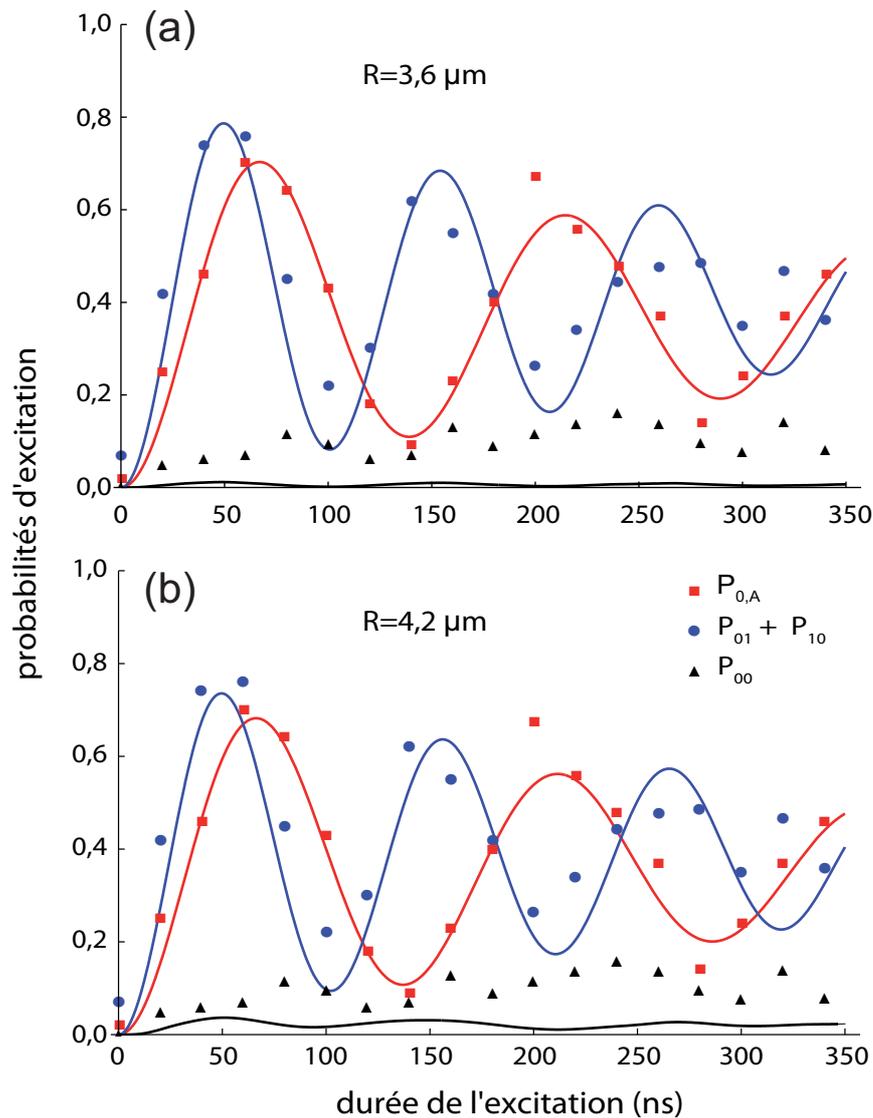


FIGURE IV.10 – **Ajustement des données à l'aide d'un modèle prenant en compte le mouvement des atomes.** Les données sont les mêmes que celles présentées précédemment dans le chapitre. Le modèle Monte-Carlo utilisé pour ajuster les données est discuté dans le texte.

Il est également probable que l'erreur vienne du modèle utilisé, qui suppose que nous pouvons « remplacer » tous les états propres par un seul état de Rydberg décalé en énergie. En effet, nous avons comparé les résultats des simulations donnés par :

- (i) le modèle de la figure IV.8(a), dans le cas où l'on a seulement deux états de Rydberg (ϕ_1 et ϕ_2). Ce modèle correspond à la situation « réelle » ;
- (ii) le modèle de la figure IV.8(b), dans lequel on remplace ces deux niveaux de Rydberg par un niveau effectif.

Les deux modèles donnent les mêmes résultats tant que la probabilité de double excitation reste inférieure à $\approx 10\%$. Au delà de cette valeur, le modèle (ii) donne une probabilité

de double excitation trop faible : elle peut facilement être inférieure d'un facteur 2 aux résultats de (i). Toutefois, un calcul plus complet tenant compte à la fois de toutes les courbes de potentiel et de la dépendance angulaire de l'interaction serait très complexe à réaliser.

Enfin, n'oublions pas que le champ électrique parasite que nous avons mis en évidence dans le chapitre III peut contribuer à augmenter la probabilité de double excitation en couplant entre eux les états propres du hamiltonien d'interaction.

IV.5 Conclusion

À l'heure actuelle, le blocage de Rydberg n'avait été observé que dans des ensembles d'atomes froids. Nous avons démontré dans ce chapitre l'observation du blocage dipolaire entre seulement deux atomes séparés d'environ 4 μm lorsqu'ils sont excités vers l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ [110]. Cette observation a été faite simultanément dans le groupe de M. Saffman [124].

Nous avons calculé l'énergie d'interaction de nos deux atomes en fonction de leur distance relative, en faisant deux hypothèses principales : nous négligeons l'interaction quadrupôle-quadrupôle et nous traitons l'action du champ magnétique par l'effet Zeeman. Bien que nous obtenions une structure électronique complexe, l'estimation simple faite en calculant le terme C_3/R^3 de la résonance de Förster donne une bonne approximation de l'énergie d'interaction (≈ 50 MHz à 3,6 μm). Ceci est le cas car parmi tous les états de Rydberg proches, les règles de sélection nous permettent de n'exciter qu'un seul d'entre eux.

Dans nos expériences, le blocage dipolaire se manifeste par la diminution importante de la probabilité de double excitation lorsque les atomes sont suffisamment proches (4 μm). Il pourrait être intéressant d'observer ce qui se passe :

- lorsque les atomes sont encore plus proches. Des calculs théoriques prévoient par exemple l'existence d'états liés ayant des distances d'équilibre importantes (de l'ordre du micron) [129, 130, 131]. De telles molécules mettant en jeu des états de Rydberg ont été observées récemment dans des ensembles d'atomes froids [132, 133, 134], mais pas encore à l'échelle d'une molécule unique ;
- lorsque les atomes sont plus éloignés, on s'attend à observer des effets de retard [135], dus au temps de propagation fini des photons « virtuels » médiateurs de l'interaction dipôle-dipôle. Un tel effet se manifesterait par une modification de la loi de puissance de l'interaction en fonction de R .

Nous pourrions aussi mesurer la dépendance angulaire du blocage de Rydberg qui n'a été que très peu étudiée expérimentalement [136] et réaliser des expériences avec plus de deux atomes.

Finalement, nous avons observé une « accélération » des oscillations de Rabi collectives par un facteur $\sqrt{2}$ lorsque nous sommes en régime de blocage de Rydberg. Bien que des effets collectifs dus au blocage de Rydberg aient déjà été observés dans un condensat de

Bose [122], c'est la première fois que cette « accélération » des oscillations a clairement été mise en évidence [110]. Ces oscillations collectives mettent en jeu l'état de Dicke :

$$|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |\uparrow_A \uparrow_B\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow_A \uparrow_B\rangle \right) \quad (\text{IV.24})$$

qui est un état intriqué des deux atomes. En appliquant une « impulsion- $\pi/\sqrt{2}$ » (≈ 50 ns) sur les deux atomes, on crée l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ avec une probabilité d'environ 0,8.

Cependant, cet état intriqué possède deux défauts. Premièrement, il met en jeu l'état de Rydberg $|r\rangle$ qui n'est pas piégé, ce qui limite l'utilité de l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$. Deuxièmement, bien que les termes de phase de cet état soit bien définis à chaque expérience (les atomes peuvent être considérés comme « gelés » le temps de l'expérience), ils varient sur plus de 2π d'une réalisation expérimentale à l'autre à cause du mouvement résiduel des atomes dans leurs pièges (environ 150 nm radialement et 770 nm longitudinalement, ce qui est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde d'excitation). On a donc un mélange statistique d'états intriqués ayant des phases différentes.

Nous allons voir dans le chapitre suivant que nous pouvons résoudre ces deux problèmes en transférant l'état de Rydberg vers un autre sous-niveau de l'état fondamental.