

"Blocage Rydberg" entre deux atomes

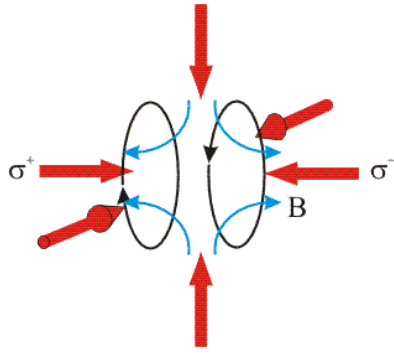
Analyse de la proposition (Jaksch et al, 2000) d'utiliser le blocage Rydberg en information quantique. Cette lettre a contribué à susciter la nouvelle génération d'expériences sur les atomes de Rydberg froids. Description d'expériences démontrant l'effet du blocage Rydberg sur un système de deux atomes piégés à une distance fixe l'un de l'autre: démonstration de l'effet de blocage, de son utilisation pour intriquer deux atomes et pour réaliser une porte quantique. Etude quantitative de l'interaction de van de Waals en n^{11}/r^6 entre deux atomes piégés.

IV-A:

Rappel sur les méthodes de manipulation et de détection des atomes refroidis par lasers

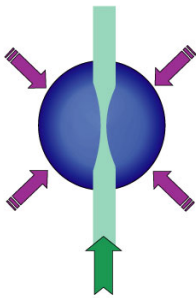
Rappel sur la manipulation des atomes froids

Mélasse et piège magneto-optique (MOT) pour refroidir et piéger des atomes



Six faisceaux laser contrepropageant deux à deux, légèrement décalés vers le rouge de la transition atomique et convenablement polarisés circulairement ralentissent les atomes par effet Doppler. Une configuration de champs magnétiques rendent les atomes résonants par effet Zeeman lorsqu'ils arrivent à la limite du piège, les faisant « rebondir » et les confinant dans une petite région autour du centre du piège (volume de quelques mm^3)

Pince optique (optical tweezer)

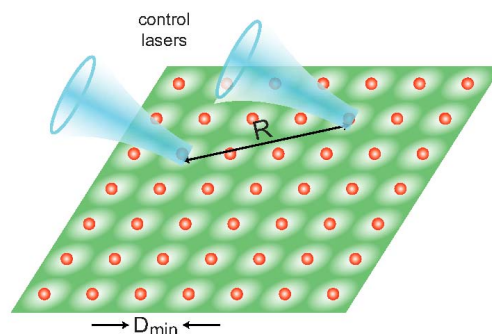
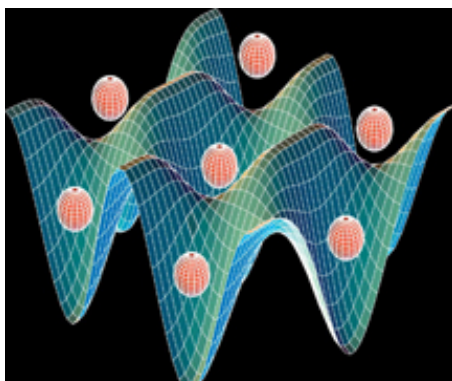


Un laser fortement décalé vers le rouge et focalisé par une lentille de grande ouverture crée une force dipolaire attirant les atomes vers les champs forts, au point focal de la lentille. Le volume du piège est de l'ordre de quelques μm^3 . Le piège dipolaire est alimenté par les atomes de la MOT ou de la mélasse qui l'entoure. Dans certaines conditions, un effet de bocage collisionnel limite le nombre d'atomes dans la pince à 0 ou 1 (voir plus loin).

Réseau optique d'atomes froids

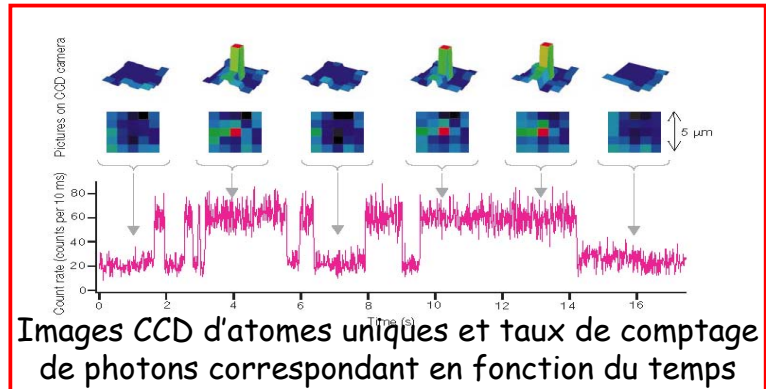
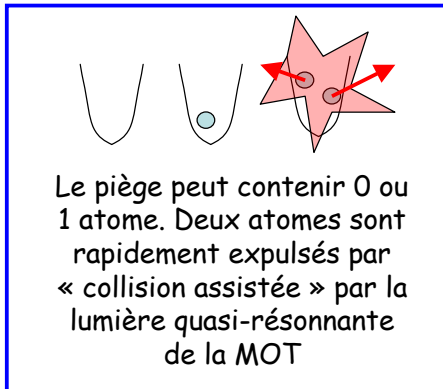
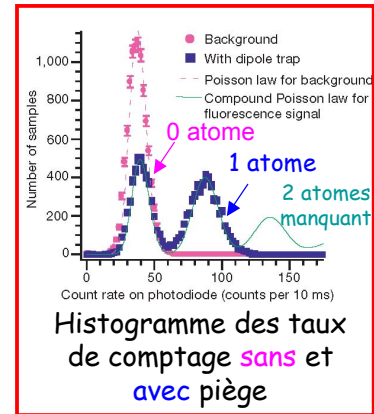
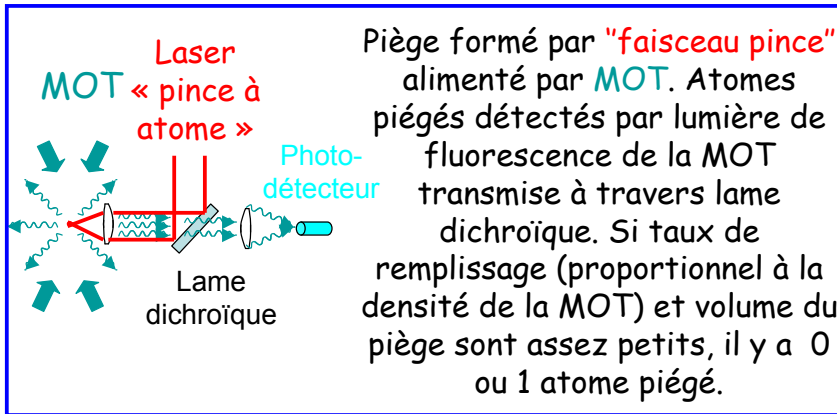
Au lieu d'un piège ponctuel, on peut réaliser un réseau de pièges à 1,2 ou 3D en faisant interférer des faisceaux lasers en ondes stationnaires de lumière. Si les lasers sont fortement décalés vers le rouge de la transition atomique, on réalise un potentiel conservatif piégeant les atomes aux maxima d'intensité dans une structure périodique. La dimension de chaque puits est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. Le nombre d'atomes par puits peut varier. Différents régimes d'occupation des puits sont possibles suivant l'importance relative du terme d'échange J décrivant le taux de transition par effet tunnel entre les puits et le terme U décrivant l'interaction des atomes dans chaque puits (transition de Mott).

En combinant un réseau optique avec des lasers focalisés, on peut manipuler individuellement les atomes dans le réseau. Nous en verrons l'intérêt pour réaliser des opérations de logique quantique impliquant des états de Rydberg atomiques.

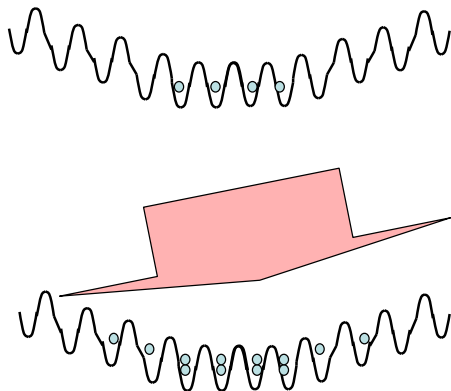


Blocage collisionnel dans un puits optique

(N.Schlosser et al, Nature, 411, 1024 (2001)).



Occupation à nombre d'atomes par puits bien défini dans un réseau optique (isolant de Mott)

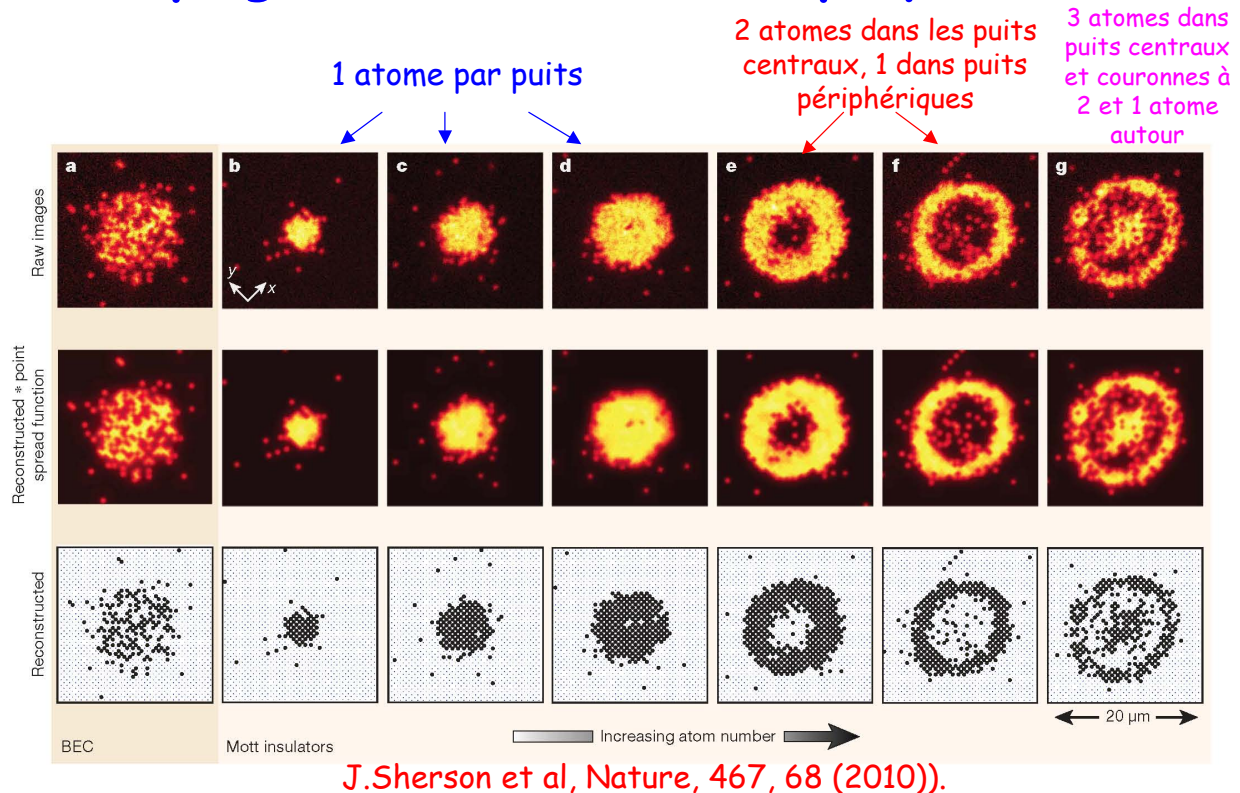


Réseau optique créé par lasers fortement non-résonants, superposé à un piège parabolique. Lorsque l'interaction répulsive U entre atomes domine le taux J de passage par effet tunnel entre puits, les atomes s'arrangent pour occuper au centre un puits par atome pour minimiser leur énergie de répulsion.

Si le nombre d'atomes piégé augmente, les atomes du centre occupent les pièges à deux et ceux de la périphérie (pour lesquels l'énergie potentielle est plus grande) restent isolés: structure en couches concentriques de nombre d'occupation décroissants ("gâteau de mariage")

Les atomes sont observés par leur lumière de fluorescence en les éclairant par un faisceau quasi-résonant. Les collisions assistées par ce faisceau de détection vident les puits de tous les couples d'atomes: **on a une détection du nombre d'atomes modulo 2**. Les puits contenant un nombre pair d'atomes apparaissent vides, ceux qui contiennent un nombre impair donnent un signal correspondant à un atome unique.

Image d'un isolant de Mott d'atomes froids piégés dans un réseau optique 2D



IV-B:

Propositions d'utilisation du blocage Rydberg pour réaliser des portes et de l'intrication entre atomes froids

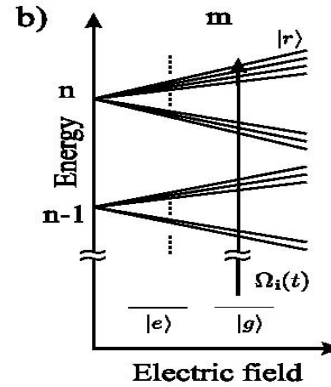
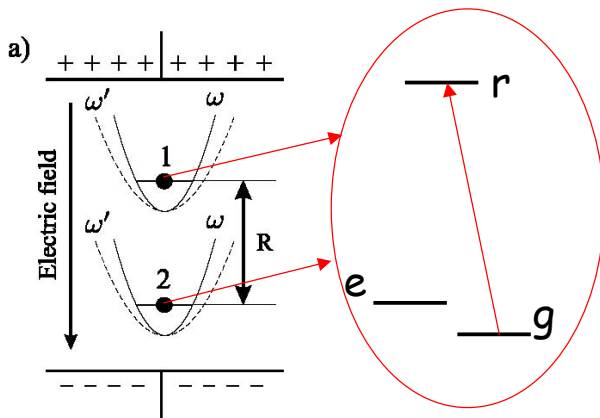
D.Jaksch, J.Cirac, P.Zoller, S.L.Rolston, R.Côté et M.Lukin, Phys.Rev.Lett.85, 2208, (2000)

Schéma générique de couplage de deux atomes via excitation vers états de Rydberg

Deux atomes dans deux puits séparés de R . Champ électrique E et droite joignant les atomes le long de Oz . Chaque atome a deux niveaux fondamentaux e et g codant les qubits et un état de Rydberg r couplé à g (mais non à e) par transition laser.

L'excitation optique couple g au sous-niveau Stark $|n, m=0, q=n-1\rangle$, état propre du dipôle atomique de valeur propre:

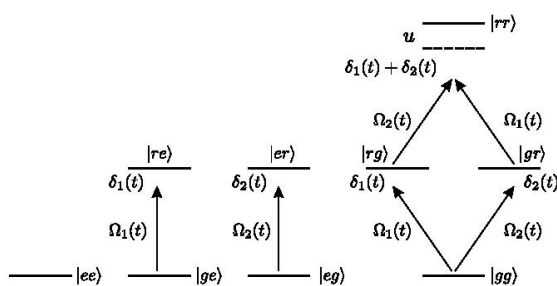
$$D = \frac{3qa_0 n(n-1)}{2}$$



Si les deux atomes sont portés dans cet état, leur énergie d'interaction est:

$$u(R) = \frac{D^2 - 3D^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} = -2 \frac{D^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} = -\frac{9e^2 a_0^2}{2R^3} [n(n-1)]^2$$

1^{ère} méthode: Impulsions de Rabi intenses appliquées simultanément aux 2 atomes



Schémas d'excitation vers les états à 1 ou 2 atomes excités dans r à partir des 4 états logiques du couple de qubits. Les fréquences de Rabi et désaccords de fréquence Ω_j et δ_j ($j=1,2$) sont des fonctions du temps ajustables.

Dans une 1^{ère} méthode, on applique ensemble aux 2 atomes la même impulsion, assez intense pour dominer le processus de blocage dans l'excitation de $|g,g\rangle$ vers $|r,r\rangle$:

$$\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega \gg u \quad ; \quad \delta_1 = \delta_2 = 0$$

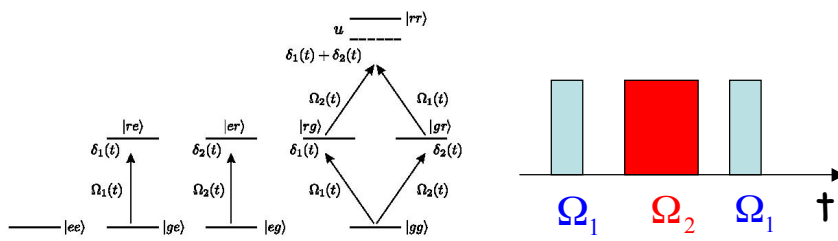
$\Omega(t)$ réglé pour réaliser 2 impulsions π séparées par un intervalle Δt . Les 4 états logiques reviennent dans l'état initial avec accumulations de phase différentes:

$$|e,e\rangle \rightarrow |e,e\rangle \quad ; \quad |g,e\rangle \rightarrow -|g,e\rangle \quad ; \quad |e,g\rangle \rightarrow -|e,g\rangle \quad ; \quad |g,g\rangle \rightarrow e^{-iu\Delta t} |g,g\rangle$$

En choisissant $u\Delta t = \pi$, on réalise une porte de phase rapide, mais très sensible à la distance R entre les atomes. De plus, les atomes subissent une force importante en $1/R^4$ pendant le temps Δt , ce qui intrique les états internes et externes des atomes. Pour éviter ces problèmes, des méthodes alternatives sont possibles (p. suivantes).

2^{ème} méthode: fréquences de Rabi petites devant l'interaction u (blocage r-r)

$$\Omega_1, \Omega_2 \ll u \quad ; \quad \delta_1 = \delta_2 = 0$$



Atomes manipulés séparément: 2 impulsions π appliquées à l'atome 1 avec, intercalé, un pulse 2π sur l'atome 2. L'excitation de 2 n'est active que si 1 n'est pas excité (blocage r-r)

Les 4 états logiques reviennent toujours à leur état initial, avec les accumulations de phase:

$$|e,e\rangle \rightarrow |e,e\rangle \quad ; \quad |g,e\rangle \rightarrow -|g,e\rangle \quad ; \quad |e,g\rangle \rightarrow -|e,g\rangle \quad ; \quad |g,g\rangle \rightarrow -|g,g\rangle$$

On obtient la même porte de phase qu'avec la méthode 1, mais cette fois la porte ne dépend pratiquement plus de u (dès que $u \gg \Omega$) et il n'y a plus de force r-r car les atomes ne sont jamais tous deux dans r: pas d'intrication entre variables externes et internes des atomes.

Remarque: la petite probabilité ($\sim (\Omega_2/u)^2$ que $|r,r\rangle$ soit excité à partir de $|g,g\rangle$ entraîne une correction de phase en $\pi\Omega_2/u \ll \pi$ pour l'état $|g,g\rangle$.

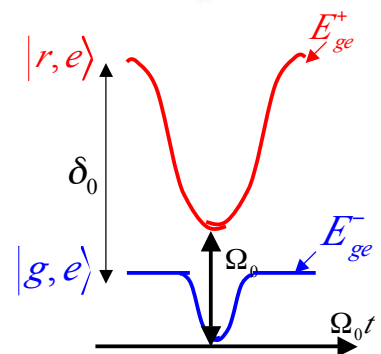
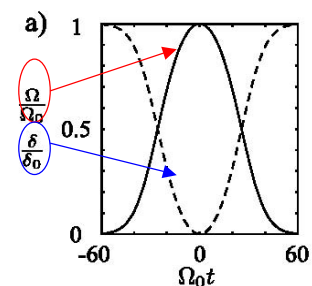
3^{ème} méthode: porte adiabatique agissant ensemble sur les 2 atomes (blocage r-r)

$$\Omega_1(t) = \Omega_2(t) = \Omega(t) \ll u \quad ; \quad \delta_1(t) = \delta_2(t) = \delta(t)$$

On applique aux atomes une impulsion d'amplitude $\Omega(t)$ en faisant varier en même temps le désaccord de fréquence $\delta = \omega_{rg} - \omega$ (supposé ≥ 0) en se rapprochant de résonance à partir d'un grand désaccord (δ variant de $+\delta_0$ à 0) puis en s'éloignant de la résonance du même côté (δ revenant de 0 à $+\delta_0$). L'amplitude $\Omega(t)$ est maximale (Ω_0) à résonance ($\delta=0$). Les variations de Ω et δ sont lentes et les états atomiques suivent adiabatement les niveaux propres du Hamiltonien d'interaction décrivant l'évolution du système.

Evolution à partir de $|g,e\rangle$:

$$H_{ge} = \begin{matrix} & |r,e\rangle & |g,e\rangle \\ \begin{matrix} |r,e\rangle \\ |g,e\rangle \end{matrix} & \begin{pmatrix} \delta & \frac{\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2} & 0 \end{pmatrix} \end{matrix} \longrightarrow \frac{E_{g,e}^\pm(t)}{\hbar} = \frac{1}{2} \left[\delta(t) \pm \sqrt{\delta^2(t) + \Omega^2(t)} \right]$$



Accumulation de phase de $|g,e\rangle$ (et $|e,g\rangle$):

$$\varphi_{ge} = \frac{1}{\hbar} \int dt' E_{g,e}^-(t') = \frac{1}{2} \int dt' \left[\delta(t') - \sqrt{\delta^2(t') + \Omega^2(t')} \right]$$

3^{ème} méthode: porte adiabatique (suite)

Evolution à partir de $|g,g\rangle$:

$$\frac{H_{g,g}}{\hbar} = \begin{matrix} & |r,r\rangle & \frac{|g,r\rangle+|r,g\rangle}{\sqrt{2}} & |g,g\rangle \\ \begin{matrix} |r,r\rangle \\ \frac{|g,r\rangle+|r,g\rangle}{\sqrt{2}} \\ |g,g\rangle \end{matrix} & \begin{pmatrix} 2\delta+u & \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} & \delta & \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} & 0 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

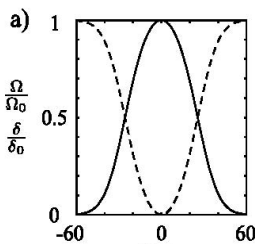
Le système des deux atomes évolue entre les états $|gg\rangle$ et $(|gr\rangle+|rg\rangle)/\sqrt{2}$ avec un désaccord de fréquence renormalisé et une fréquence de Rabi multipliée par $\sqrt{2}$. L'état $|r,r\rangle$ n'est jamais peuplé. On obtient l'accumulation de phase φ_{gg} de $|g,g\rangle$ par un calcul analogue à celui donnant φ_{ge} . La différence essentielle entre φ_{gg} et φ_{ge} provient du remplacement de Ω par $\Omega\sqrt{2}$. La dépendance en u (donc en R) de cette différence due à la renormalisation est très faible et ne contribue que pour une correction de phase très petite devant π .

Élimination adiabatique de $|r,r\rangle$ et... \downarrow ...renormalisation de l'énergie de l'état intermédiaire

$$\frac{\tilde{H}_{g,g}}{\hbar} = \begin{pmatrix} 2\delta+u + \frac{\Omega^2}{2(\delta+u)} & 0 & 0 \\ 0 & \delta - \frac{\Omega^2}{2(\delta+u)} & \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega\sqrt{2}}{2} & 0 \end{pmatrix}$$

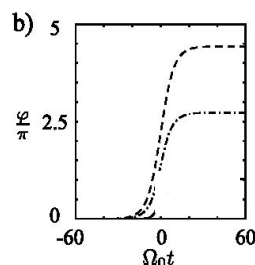
Accumulation de phase de $|g,g\rangle$: $\varphi_{gg} = \frac{1}{2} \int dt \left[\tilde{\delta}(t) - \sqrt{\tilde{\delta}^2(t) + 2\Omega^2(t)} \right]$ avec $\tilde{\delta} = \delta - \frac{\Omega^2}{2(\delta+u)}$

Proposition de porte adiabatique (fin)



Exemple:

$$\Omega_0 = 100 \text{ MHz} \quad ; \quad \delta_0 = 1700 \text{ MHz} \quad ; \quad u = 1800 \text{ MHz}$$



$$\varphi_{gg} = \frac{1}{2} \int dt \left[\tilde{\delta}(t) - \sqrt{\tilde{\delta}^2(t) + 2\Omega^2(t)} \right] \rightarrow 4,4\pi$$

$$\varphi_{ge} = \frac{1}{2} \int dt \left[\delta(t) - \sqrt{\delta^2(t) + \Omega^2(t)} \right] \rightarrow 2,7\pi$$

sensibilité très faible à la valeur de u (petite différence entre δ et $\tilde{\delta}$). Pas d'intrication entre variables internes et externes.

Ces déphasages, combinés à un déphasage de $0,7\pi$ de chaque atome dans l'état $|g\rangle$ (porte à 1 qubit) réalisent une porte de phase. On a en effet:

$$|g,e\rangle \xrightarrow[\text{0,7}\pi \text{ si dans } g]{\text{porte 1 qubit}} \exp(-0,7i\pi)|g,e\rangle \xrightarrow[\text{porte 2 qubit}]{\text{}} \exp[i(2,7 - 0,7)\pi]|g,e\rangle = \exp[2i\pi]|g,e\rangle = |g,e\rangle$$

$$|g,g\rangle \xrightarrow[\text{0,7}\pi \text{ si dans } g]{\text{portes 1 qubit}} \exp(-1,4i\pi)|g,g\rangle \xrightarrow[\text{porte 2 qubit}]{\text{}} \exp[i(4,4 - 1,4)\pi]|g,g\rangle = \exp[3i\pi]|g,g\rangle = -|g,g\rangle$$

Et aussi: $|e,g\rangle \rightarrow |e,g\rangle$ et $|e,e\rangle \rightarrow |e,e\rangle$, ce qui complète la définition d'une porte de phase.

IV-C:

Expériences de démonstration du blocage Rydberg

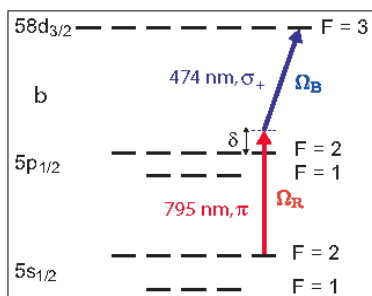
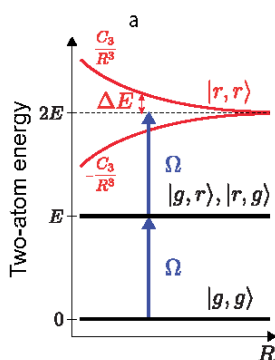
Description de trois expériences: deux réalisées à l'Institut d'Optique de Palaiseau (I.O.) et une à l'Université du Wisconsin à Madison:

A. Gaëtan et al, Nat.Phys.5,115 (2009)).

T. Wilk et al, Phys.Rev.Lett.104, 010502 (2010))

L. Isenhower et al, Phys.Rev.Lett. 104, 010503 (2010)).

Excitation de deux atomes dans le régime de blocage Rydberg (A. Gaëtan et al, Nat.Phys.5,115 (2009)).



Etat r : $58d_{3/2}$ du Rb^{87}

Résonance de Förster :

$$58d_{3/2} + 58d_{3/2} \rightarrow 60p_{1/2} + 56f_{5/2}$$

Le couplage r-r en C_3/R^3 bloque l'excitation de $|r,r\rangle$

Etats collectifs:

$$|\Psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\vec{k}_r \cdot \vec{r}} |r,g\rangle \pm e^{i\vec{k}_g \cdot \vec{r}} |g,r\rangle)$$

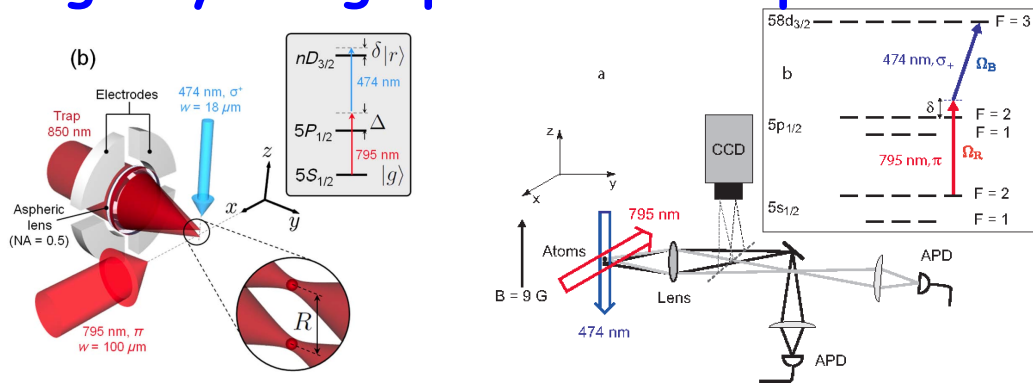
$|\Psi_{+}\rangle$ couplé à $|g,g\rangle$ avec fréquence de Rabi $\Omega\sqrt{2}$, $|\Psi_{-}\rangle$ non couplé

$|g\rangle : |5S_{1/2}, F=2, M_F=2\rangle$ préparé par pompage optique,
 $|r\rangle : |58d_{3/2}, F=3, M_F=3\rangle$

Excitation à 2 photons (rouge et bleu, avec état intermédiaire désaccordé de δ), de fréquence de Rabi et de vecteur d'onde:

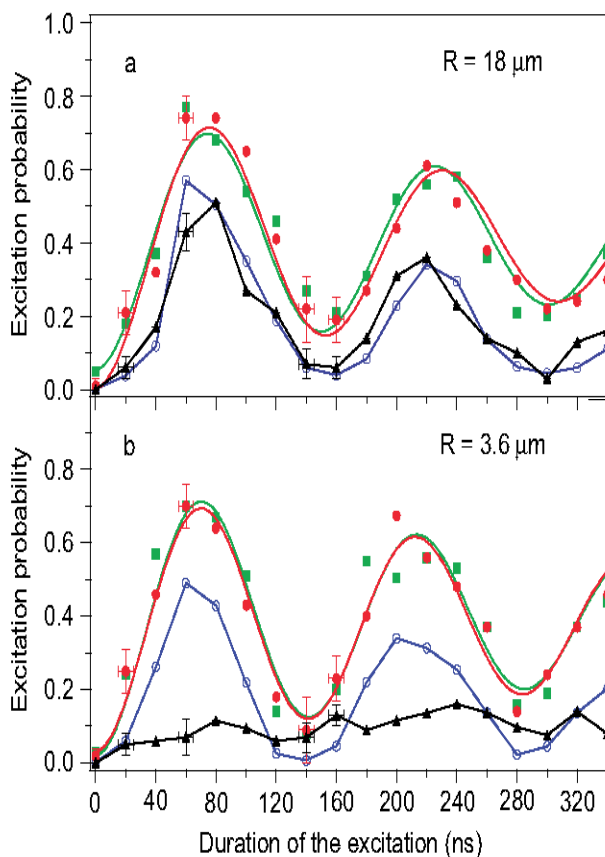
$$\Omega = \frac{\Omega_R \cdot \Omega_B}{\delta} ; \quad \vec{k} = \vec{k}_R + \vec{k}_B$$

Excitation de 2 atomes dans le régime de blocage Rydberg: procédure expérimentale



Deux pinces à atomes séparées d'une distance R ajustable. Les pièges sont alimentés à partir d'une mélasse optique ($\lambda = 795\text{nm}$) dont la fluorescence sert à compter les atomes dans $|g\rangle$. Une fois qu'un atome a été piégé dans chaque piège et pompé optiquement dans g , on coupe transitoirement les faisceaux de piégeage et on applique les lasers réalisant l'excitation à deux photons vers $|r\rangle$ pendant un temps ajustable t . On rétablit ensuite les pièges et on compte les photons de fluorescence provenant de chacun des deux pièges. On recommence 100 fois pour chaque valeur de t et on reconstruit la probabilité de trouver dans chaque piège un atome dans g ou dans r . Un atome dans $|r\rangle$ à l'instant t n'est pas piégé. Il s'échappe très vite de son puits et apparaît donc comme un vide (absence de fluorescence) dans le piège correspondant.

Oscillations de Rabi $g-r$



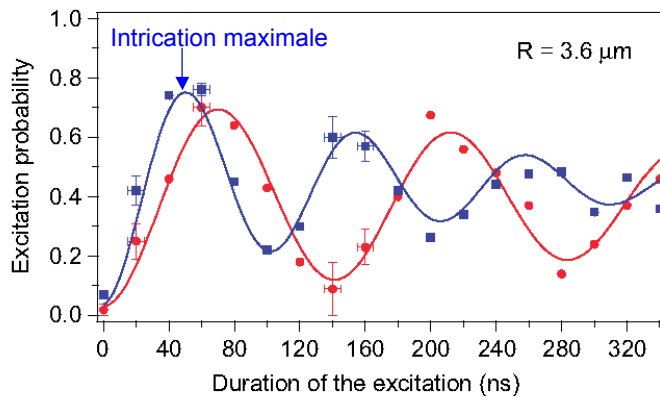
Atomes à grande distance ($R=18\ \mu\text{m}$, $u=0,5\text{MHz}$):

On mesure (exp.1) la probabilité en fonction du temps d'excitation t de porter dans r un atome du piège a ou b (l'autre étant vide): cercles rouges et carrés verts. Puis (exp.2), on met un atome dans chaque piège et on mesure la probabilité d'exciter les 2 atomes. La coïncidence avec les cercles bleus (produit des probabilités de l'exp.1), montre que les atomes sont excités indépendamment ($\Omega=7\text{MHz} \gg u$).

Atomes à faible distance ($R=3,6\ \mu\text{m}$, $u=65\ \text{MHz}$)

On recommence les deux expériences décrites plus haut avec R beaucoup plus petit, en chargeant un puits (exp.1) ou les deux (exp.2). On obtient le même résultat pour l'exp.1, mais l'exp.2 montre que l'excitation simultanée des deux atomes dans $|r\rangle$ est maintenant bloquée (fréquence de Rabi $\Omega=7\text{MHz} \ll u=65\ \text{MHz}$).

Oscillation de Rabi collective en régime de blocage Rydberg (atomes à $R = 3,6\mu\text{m}$)



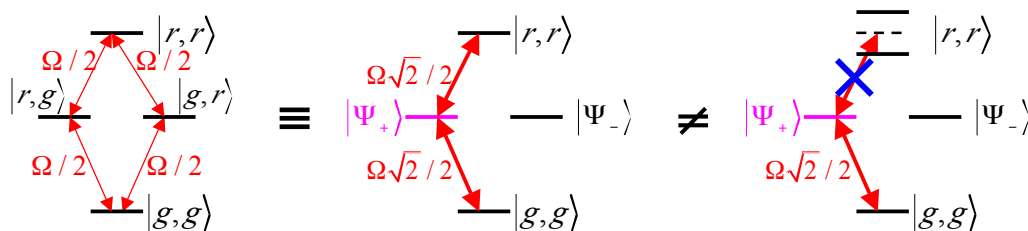
En rouge: probabilité d'excitation de $|r\rangle$ lorsque seul un puits est occupé (même données que exp.1 de la page précédente).

En bleu: probabilité d'exciter un des deux atomes dans r quand les deux puits sont occupés.

Le rapport des fréquences de Rabi des courbes bleues et rouge vaut $\sim\sqrt{2}$, prouvant le caractère collectif de l'excitation et la préparation d'un état intriqué $\exp(ikr_a)|r,g\rangle + \exp(ikr_b)|g,r\rangle$. Cette intrication est transitoire en raison de la durée de vie limitée de l'état $|r\rangle$. On peut la transformer en une intrication stable en transférant $|r\rangle$ vers un état $|f\rangle$, sous-niveau fondamental de l'atome différent de $|g\rangle$ (voir plus loin).

Comment l'oscillation de Rabi en présence de blocage r - r crée de l'intrication

Le couplage en $\Omega\sqrt{2}$ traduit le changement entre la base $\{|g,g\rangle, |r,g\rangle, |g,r\rangle, |r,r\rangle\}$ (dans laquelle les éléments de matrice du Hamiltonien d'interaction des atomes avec le rayonnement sont égaux à $\Omega/2$) et la base des « états de Dicke » $\{|gg\rangle, |\Psi_+\rangle, |\Psi_-\rangle, |r,r\rangle\}$ où le même couplage est décrit par des éléments de matrice égaux à $\Omega\sqrt{2}/2$. Ce n'est bien sûr pas le changement de base qui modifie l'évolution, mais le fait que le blocage r - r empêche les 2 atomes d'atteindre l'état doublement excité et les force, à évoluer dans le sous-espace sous-tendu par les 2 états $|g,g\rangle$ et $|\Psi_+\rangle$ et non dans celui sous-tendu par les 3 états $|g,g\rangle, |\Psi_+\rangle$ et $|r,r\rangle$.



Pour nous convaincre de l'équivalence de la description du système dans les deux représentations, nous calculons page suivante l'évolution des deux atomes dans la base de Dicke, en absence de blocage.

Comment l'oscillation de Rabi en présence de blocage r-r crée de l'intrication (suite)

Evolution des amplitudes C_{gg} , C_+ et C_{rr} sans blocage:

$$i\dot{C}_{gg} = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2}C_+$$

$$i\dot{C}_+ = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2}(C_{gg} + C_{rr})$$

$$i\dot{C}_{rr} = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2}C_+$$

avec les conditions initiales :

$$C_{gg}(t=0)=1; C_+(t=0)=C_{rr}(t=0)=0$$

$$\dot{C}_+(0) = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2i}(C_{gg}(0)+C_{rr}(0)) = -i\frac{\Omega\sqrt{2}}{2}$$

Constante du mouvement :

$$C_{gg} - C_{rr} = 1$$

Soit en dérivant une deuxième fois:

$$\ddot{C}_+ = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2i}(\dot{C}_{gg} + \dot{C}_{rr}) = -\Omega^2 C_+$$

Ce qui donne, compte tenu des conditions initiales: $C_+(t) = -\frac{i}{\sqrt{2}}\sin\Omega t = -i\sqrt{2}\sin\frac{\Omega t}{2}\cos\frac{\Omega t}{2}$

et: $\dot{C}_{gg} = \frac{\Omega\sqrt{2}}{2i}C_+ = -\Omega\sin\frac{\Omega t}{2}\cos\frac{\Omega t}{2} \rightarrow C_{gg} = \cos^2\frac{\Omega t}{2}$; $C_{rr} = C_{gg} - 1 = -\sin^2\frac{\Omega t}{2}$

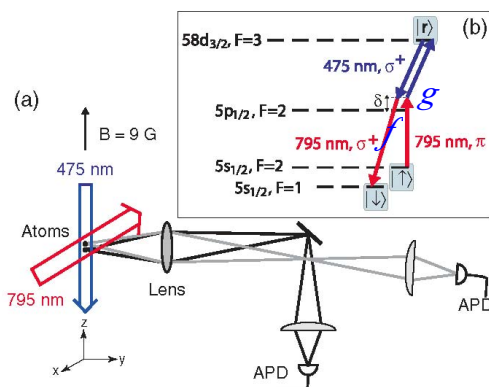
D'où: $|\Psi\rangle_{ab} = \cos^2\frac{\Omega t}{2}|g,g\rangle - i\sin\frac{\Omega t}{2}\cos\frac{\Omega t}{2}(e^{i\vec{k}_a\cdot\vec{r}_a}|r,g\rangle + e^{i\vec{k}_b\cdot\vec{r}_b}|g,r\rangle) - \sin^2\frac{\Omega t}{2}e^{i\vec{k}(\vec{r}_a+\vec{r}_b)}|r,r\rangle$

$$= \left[\cos\frac{\Omega t}{2}|g\rangle_a - ie^{i\vec{k}_a\cdot\vec{r}_a}\sin\frac{\Omega t}{2}|r\rangle_a \right] \left[\cos\frac{\Omega t}{2}|g\rangle_b - ie^{i\vec{k}_b\cdot\vec{r}_b}\sin\frac{\Omega t}{2}|r\rangle_b \right]$$

Le calcul dans la base de Dicke montre bien que, sans blocage, les atomes restent non-intriqués et évoluent indépendamment à la fréquence de Rabi Ω . La probabilité $|C_+|^2$ de $|\Psi_+\rangle$ reste alors $\leq 1/2$. C'est le blocage r-r qui crée un système effectif à deux niveaux et permet à C_+ d'atteindre à certains instants la valeur 1, intriquant alors les atomes de façon maximale.

Transfert de l'intrication état fondamental-Rydberg sur un couple d'états fondamentaux

(T. Wilk et al, Phys.Rev.Lett.104, 010502 (2010))



L'intrication entre les deux atomes dans $|g\rangle$ et $|r\rangle$ peut être transférée à deux états fondamentaux stables en appliquant au système une impulsion π à 2 photons transférant $|r\rangle$ vers l'état $|f\rangle = |5s_{1/2}, F=1, M_F=1\rangle$. La phase φ de l'état intriqué dépend de la position des atomes et des vecteurs d'onde $\vec{k} = \vec{k}_R + \vec{k}_B$ et $\vec{k}' = \vec{k}'_R + \vec{k}'_B$ des transitions à deux photons $g \rightarrow r$ et $r \rightarrow f$:

$$\varphi = (\vec{k} - \vec{k}') \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_a)$$

Les lasers utilisés pour les transitions $g \rightarrow r$ et $r \rightarrow f$ ont la même direction et des longueurs d'onde très voisines ($\vec{k} \sim \vec{k}'$), rendant φ négligeable. Le transfert prépare donc idéalement un état de Bell maximally intriqué:

$$|\Psi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|r,g\rangle + e^{i\vec{k}(\vec{r}_b - \vec{r}_a)}|g,r\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|f,g\rangle + e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_a)}|g,f\rangle) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|f,g\rangle + |g,f\rangle)$$

Mesure de l'état de Bell

Pour caractériser l'état de Bell, on détecte les atomes par leur lumière de fluorescence en rallumant la mélasse optique après le transfert $r \rightarrow f$ et le rétablissement des pièges dipolaires, et en comptant les photons reçus par les deux APD. Comme cette détection ne distingue pas les états g et f , on applique, juste avant de rallumer la mélasse, une impulsion laser qui éjecte des deux pièges les atomes dans g , sans toucher ceux qui sont dans f . On détecte ainsi seulement l'état f . Une absence de signal dans un piège devrait idéalement indiquer que l'atome correspondant était dans g . En fait, il y a une probabilité ($\sim 38\%$) qu'au moins un atome ne soit pas re-capturé lorsque les pièges sont rallumés après les transitions $g \rightarrow r$ et $r \rightarrow f$. Une absence de signal n'est donc pas une information fiable et il faut se contenter de la détection de f pour reconstruire l'état de la paire d'atomes.

Pour effectuer cette reconstruction, on procède *par tomographie*: on applique, avant de détecter la fluorescence, une impulsion Raman effectuée à l'aide de 2 lasers de fréquences ω et ω' telles que $\omega - \omega' = \omega_{gf}$, réalisant simultanément sur les atomes à deux niveaux $g-f$ l'opération unitaire $U(\theta, \phi)$ ("rotation" des qubits):

$$U(\theta, \phi)|g\rangle = \cos \frac{\theta}{2}|g\rangle + ie^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2}|f\rangle \quad ; \quad U(\theta, \phi)|f\rangle = ie^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2}|g\rangle + \cos \frac{\theta}{2}|f\rangle$$

où l'angle $\theta = \Omega_{\text{Raman}} \tau$ est déterminé par la durée τ de l'impulsion Raman et la phase ϕ par la différence de phase des deux lasers. On détecte finalement la fluorescence atomique et on reconstruit, en recommençant 100 fois la séquence, la probabilité $P_{ff}(\theta)$ de trouver, en fonction de θ , la paire d'atomes dans f (P_{ff} est moyennée sur la phase ϕ , qui fluctue d'une réalisation à l'autre).

Mesure de l'état de Bell (suite)

Idéalement, $P_{ff}(\theta)$ est une sinusoïde oscillant entre 0 et 1/2 à la fréquence $2\Omega_{\text{Raman}}$:

$$P_{ff}^{\text{ideal}}(\theta) = |\langle f, f | U(\theta, \phi) | \Psi \rangle_{\text{Bell}}|^2 = \frac{1}{2} |\langle f, f | U(\theta, \phi) | g, f \rangle + \langle f, f | U(\theta, \phi) | f, g \rangle|^2 = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \sin^2 \theta$$

L'expérience montre un signal oscillant ayant un contraste inférieur à 1/2 et une valeur moyenne $\langle P_{ff}(\theta) \rangle = 0,17$ différente de la valeur idéale 0.25. Ce signal présente un battement entre une oscillation à la fréquence attendue $2\Omega_{\text{Raman}}$ et une composante oscillant à Ω_{Raman} . L'analyse de ce signal permet d'extraire des éléments de l'opérateur densité atomique réel (et non pas idéal) et de déterminer la fidélité de préparation de l'état de Bell. Une simple lecture du signal associe $\rho_{ff,ff}$ à $P_{ff}(0) = 0,06$ et $\rho_{gg,gg}$ à $P_{ff}(\pi) = 0,09$. Ces valeurs doivent être renormalisées du fait que seulement 62% des paires sont re-capturées (la probabilité de perte d'atomes étant la même dans les deux pièges et pour les deux états). On a donc, pour les paires

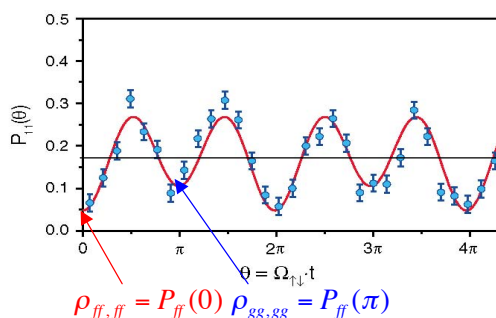
effectivement détectées:

$$\rho_{ff,ff} = \frac{P_{ff}(0)}{P_{\text{recap}}} = \frac{0,06}{0,62} = 0,10 \quad ; \quad \rho_{gg,gg} = \frac{P_{ff}(\pi)}{P_{\text{recap}}} = 0,15$$

et en exprimant que la trace de ρ vaut 1:

$$\rho_{fg,fg} + \rho_{gf,gf} = 1 - \rho_{ff,ff} - \rho_{gg,gg} = 0,75$$

Il reste à estimer l'élément $\rho_{gf,fg}$ essentiel pour évaluer la fidélité de préparation de l'état de Bell.



Mesure de l'état de Bell (fin)

Un calcul simple exprime la valeur moyenne $\langle P_{ff}(\theta) \rangle$ compte tenu de la renormalisation:

$$\begin{aligned} \langle P_{ff}(\theta) \rangle &= P_{recap} \left[\left\langle \cos^4 \frac{\theta}{2} \right\rangle \rho_{gg,gg} + \left\langle \sin^4 \frac{\theta}{2} \right\rangle \rho_{ff,ff} + \left\langle \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right\rangle (\rho_{fg,fg} + \rho_{gf,gf} + 2\text{Re}(\rho_{fg,gf})) \right] \\ &= \frac{P_{recap}}{8} \left[3(\rho_{gg,gg} + \rho_{ff,ff}) + (\rho_{fg,fg} + \rho_{gf,gf} + 2\text{Re}(\rho_{fg,gf})) \right] \end{aligned}$$

d'où on tire:

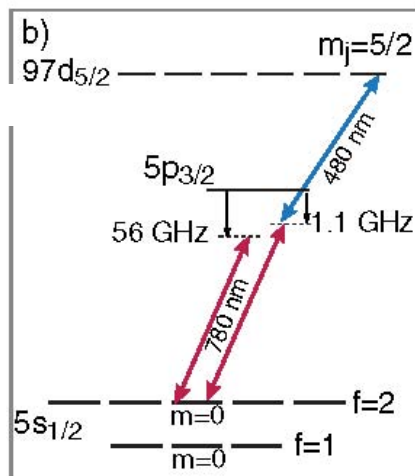
$$\begin{aligned} \text{Re}(\rho_{fg,gf}) &= \frac{4\langle P_{ff}(\theta) \rangle}{P_{recap}} - \frac{3}{2}(\rho_{gg,gg} + \rho_{ff,ff}) - \frac{1}{2}(\rho_{fg,fg} + \rho_{gf,gf}) \\ &= \frac{4 \times 0,17}{0,62} - \frac{3}{2}(0,10 + 0,15) - \frac{1}{2}(0,75) \sim 0,37 \end{aligned}$$

et finalement la fidélité de préparation de l'état de Bell:

$$F = \langle \Psi_{Bell} | \rho | \Psi_{Bell} \rangle = \frac{1}{2}(\rho_{fg,fg} + \rho_{gf,gf}) + \text{Re}(\rho_{fg,gf}) = 0,75$$

Réalisation expérimentale d'une porte exploitant le blocage Rydberg

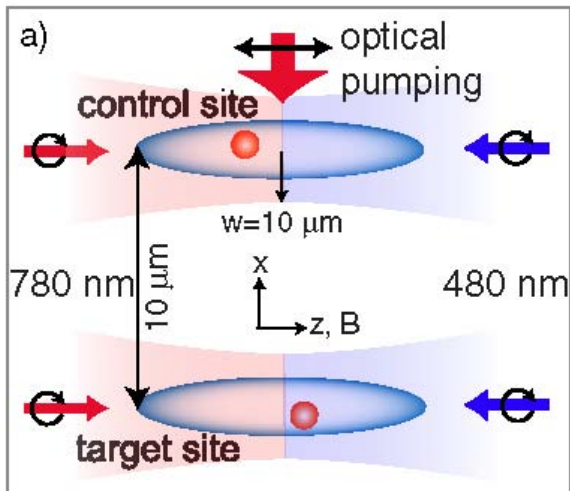
(L.Isenhower et al, Phys.Rev.Lett. 104, 010503 (2010)).



L'intrication de 2 atomes maintenus dans deux puits voisins via blocage Rydberg indique qu'il est possible de réaliser une porte logique basée sur cet effet. Une telle porte a été réalisée par une expérience voisine de celle de l'I.O, avec un schéma de niveaux d'énergie proche. L'état $|r\rangle$ est le $97d_{5/2}$ du Rb (couplage r-r plus intense que pour le $58d$, d'où blocage à plus grande distance, $10\mu\text{m}$ au lieu de 4). Les qubits sont codés dans 2 états hyperfins ($F=2, M_F=0$ et $F=1, M_F=0$). Les états logiques $|0,0\rangle, |0,1\rangle, |1,0\rangle, |1,1\rangle$ sont préparés par pompage optique des 2 atomes dans l'un des états, éventuellement suivi

d'une rotation Raman réalisée par 2 lasers dont la différence de fréquence est égale à la fréquence hyperfine ($6,8\text{GHz}$). Le schéma d'excitation de $|r\rangle$ (à 2 photons) est analogue à celui de l'expérience de l'I.O. La détection procède de la même manière (mesure de la fluorescence des atomes dans chaque puits).

Réalisation expérimentale d'une porte exploitant le blocage Rydberg (suite)



Trois jeux de lasers: **lasers piégeants** focalisés fortement décalés vers le rouge (1064 nm), **lasers pour pompage optique** (780 nm) et **lasers d'excitation Rydberg** à deux photons (780 nm et 480 nm)

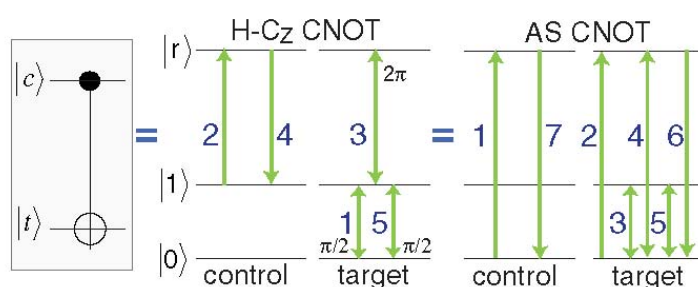
Les deux atomes sont piégés dans deux puits en forme de cigares, plus grands que ceux de l'I.O. La probabilité de recapture des atomes après l'opération de la porte et rallumage des lasers piégeants est $\sim 80\%$. Enfin, la sélectivité de la détection repose encore sur l'éjection par un faisceau "pousseur" des atomes dans l'un des états du qubit, si bien que seul un état est détecté.

Porte CNOT exploitant le blocage Rydberg

Nous avons décrit plus haut 3 propositions de porte de phase basées sur le blocage Rydberg. L'expérience utilise un schéma voisin de la deuxième proposition (application séquentielle aux 2 atomes d'impulsions excitant l'état r) en la modifiant de deux façons différentes, pour obtenir deux variantes d'une porte CNOT:

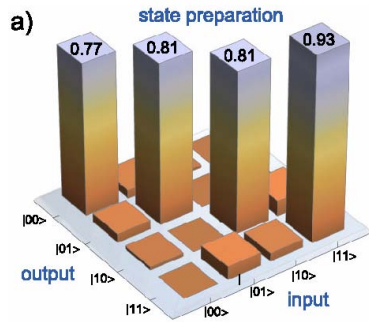
Dans la première variante (H-Cz CNOT), une porte de phase est réalisée en intercalant entre 2 impulsions π couplant le qubit c (contrôle) dans 1 et l'état r , une impulsion 2π sur la transition 1- r du qubit t (cible) (flèches 2,3,4 de la fig a). En associant cette porte à des opérations de Hadamard (impulsions $\pi/2$) sur le qubit t (flèches 1 et 5), on obtient une CNOT suivant la méthode rappelée à la leçon 1.

Dans la seconde variante (AS-CNOT), une succession de 7 impulsions π couplant les états $|0\rangle$ des qubits c et t à $|r\rangle$ et les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ des qubits t entre eux réalise l'opération CNOT (vérifier que c'est bien le cas en exercice)

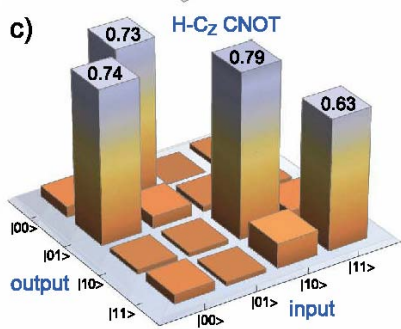


Les flèches sont numérotées dans l'ordre des opérations qu'elles décrivent. Elles représentent, sauf indication contraire, des impulsions π .

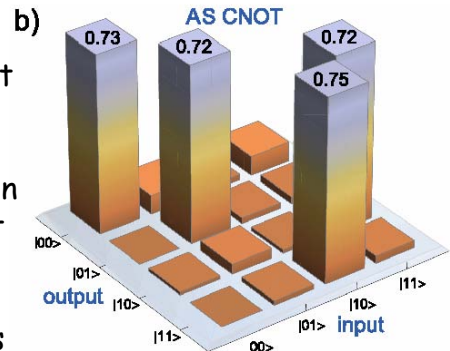
Résultats de l'expérience: "tables de vérité"



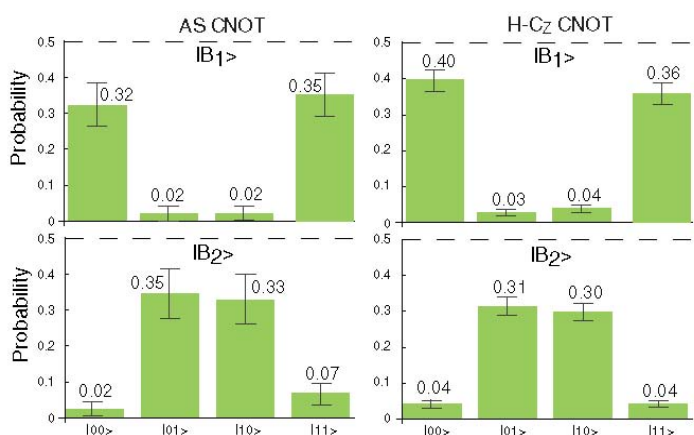
Probabilité de préparation des états logiques: la ligne "input" indique les 4 états que l'on cherche à préparer et chaque colonne "output" donne l'histogramme des états mesurés, lorsque aucune porte n'est appliquée entre la préparation et la mesure. Idéalement, on devrait avoir des pics de hauteur 1 sur la diagonale. La fidélité de préparation des états est de l'ordre de 0,8-0,9.



Tables de vérité des portes CNOT: A gauche et à droite, respectivement, les mêmes probabilités mesurées après application des portes H-Cz CNOT et AS CNOT. Dans la première, le contrôle est actif dans l'état 0 et dans la seconde, dans l'état 1.



Préparation d'états intriqués de Bell à l'aide des portes CNOT



En préparant le qubit c dans une superposition des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$, on obtient à l'aide la porte CNOT les deux états de Bell $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$ suivant les opérations idéales:

$$|c, t\rangle = (|0\rangle + |1\rangle) \otimes |0\rangle \rightarrow (|0, 0\rangle + |1, 1\rangle)$$

$$|c, t\rangle = (|0\rangle + |1\rangle) \otimes |1\rangle \rightarrow (|0, 1\rangle + |1, 0\rangle)$$

Mesure des probabilités des quatre états logiques dans les états de Bell préparés par les portes AS CNOT et H-Cz CNOT. Pour évaluer la fidélité de préparation de ces états de Bell, ces histogrammes, qui décrivent les éléments diagonaux de ρ ne suffisent pas. Il faut également mesurer des éléments non-diagonaux, notamment $\rho_{00,11}$ (pour $|B_1\rangle$) et $\rho_{01,10}$ (pour $|B_2\rangle$). Cette mesure, réalisée par une méthode de tomographie analogue à celle de l'expérience de l'I.O. a permis d'évaluer une fidélité F égale à 0,58 pour la préparation de ces états de Bell (après renormalisation tenant compte de la non re-capture de certaines paires d'atomes).

IV-D.

Mesure directe de l'interaction de van der Waals entre deux atomes de Rydberg en fonction de leur distance

L. Béguin, A. Vernier, R. Chicireanu, T. Lahaye et A. Browaeys, Phys.Rev.Lett. 110, 263201 (2013)

Mesure de l'interaction de van der Waals entre atomes de Rydberg

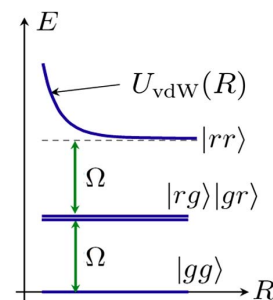
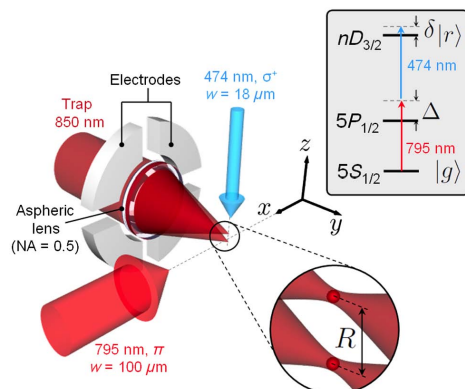


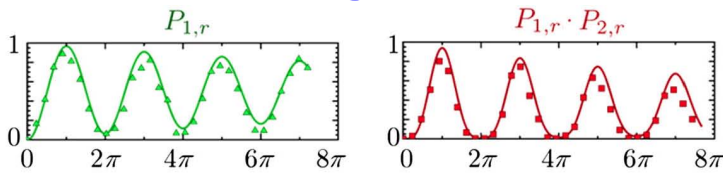
Schéma de principe de l'expérience:

Atomes piégés au foyer de 2 pinces optiques réalisées à l'aide d'une lentille asphérique de grande ouverture. La distance R des pièges ($> 3\mu\text{m}$) est variée en changeant l'angle des faisceaux laser piégeant à 850 nm.

L'excitation vers $nD_{3/2}$ (n : 53 à 82) se fait par absorption de 2 photons (lasers à 795 et 474 nm, fréquence de Rabi Ω). Des électrodes annulent le champ électrique.

Dans les domaines de valeurs de R et n explorés, l'interaction dipôle-dipôle est dans le régime de vdW, [$U_{\text{vdW}}(R) = C_6/R^6$]. Si $\Omega > U_{\text{vdW}}$, les 2 atomes peuvent être excités ensemble. Si $\Omega < U_{\text{vdW}}$, le blocage Rydberg limite l'excitation à l'oscillation entre $|g,g\rangle$ et $|g,r\rangle + |r,g\rangle$ et $|r,r\rangle$ n'est pas excité. Dans le régime intermédiaire ($\Omega \sim U_{\text{vdW}}$), l'état $|r,r\rangle$ peut être atteint avec une probabilité < 1 .

Expérience de calibration: oscillations de Rabi g-r d'atomes indépendants

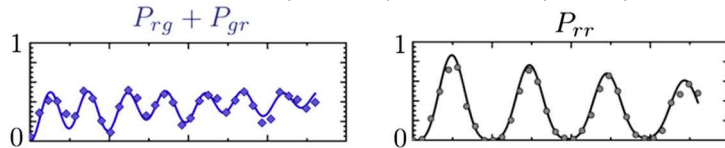


$$P_{1,r}^{ideal}(t) = P_{2,r}^{ideal}(t) = \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right)$$

$$P_{1,r}^{ideal}(t) \cdot P_{2,r}^{ideal}(t) = \sin^4\left(\frac{\Omega t}{2}\right)$$

Expérience test de calibration: Un seul puits est chargé. On applique l'impulsion à 2 photons pendant un temps t pendant lequel le piège est éteint, puis on rallume piège et on mesure la fluorescence de la mélasse optique. Un atome dans r à l'instant t n'est pas re-capturé et se manifeste par une absence de fluorescence. En répétant 100 fois pour des t croissants, on obtient les probabilités $P_{1,r}(t)$ et $P_{2,r}(t)$ de trouver l'atome dans r à l'instant t lorsqu'il est seul, soit dans le puits 1, soit dans le puits 2 (oscillation de Rabi à la fréquence $\Omega/2\pi = 1,9$ MHz; la courbe de gauche montre $P_{1,r}$). Produit des oscillations indépendantes dans les deux puits à droite.

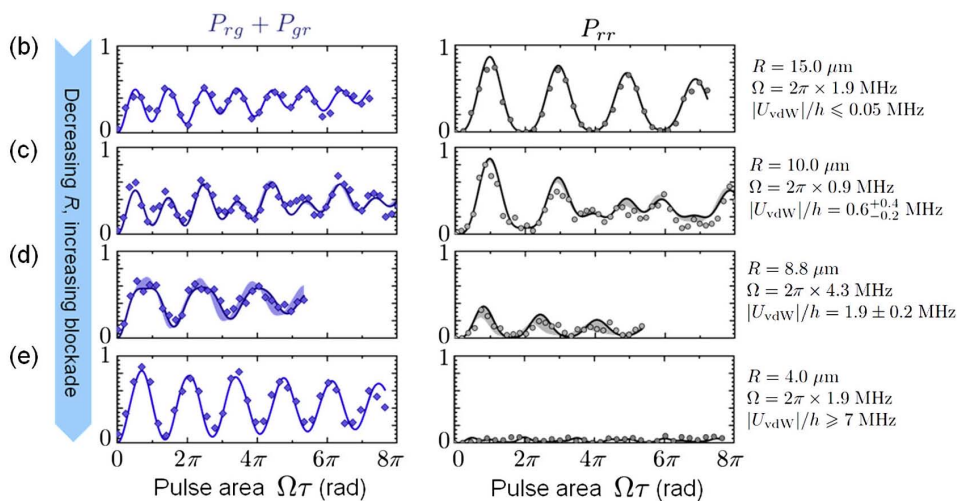
Deux puits chargés à grande distance ($R = 15\mu\text{m}$; $U_{vdW} \sim 0$): On mesure $P_{rg} + P_{gr}$ et P_{rr} . On vérifie que les deux atomes évoluent **indépendamment**: signaux proches des oscillations idéales $(\sin^2\Omega t)/2$ et $\sin^4(\Omega t/2)$.



$$P_{rg}^{ideal}(t) + P_{gr}^{ideal}(t) = \frac{1}{2} \sin^2(\Omega t)$$

$$P_{r,r}^{ideal}(t) = \sin^4\left(\frac{\Omega t}{2}\right)$$

Oscillations de Rabi pour R décroissants (blocage croissant)



L'ajustement de ces courbes avec la théorie où U_{vdW} est laissé comme un paramètre libre permet de déterminer U_{vdW} (points expérimentaux et courbe correspondant au meilleur fit; voir page suivante)

Mêmes signaux pour des valeurs de R décroissantes:

Les oscillations de Rabi ont des formes complexes pour $\Omega \sim U_{vdW}$ (traces c et d). Le cas $U_{vdW} \gg \Omega$ (traces e) montre un signal de blocage pur, proche de la situation idéale: $P_{rg} + P_{gr}$ oscille entre 0 et 1 à la fréquence $\Omega/\sqrt{2}$ et P_{rr} est bloqué à la valeur 0.

Mesure de U_{vdW} en fonction de R et de n

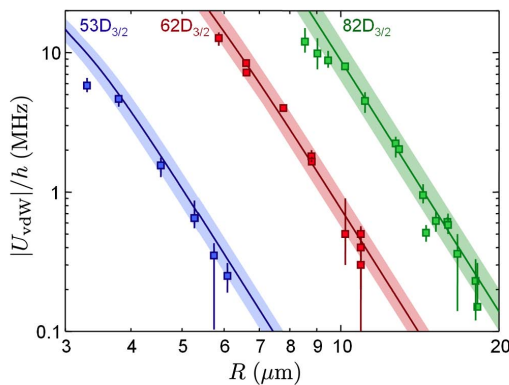
Evolution décrite par l'équation pilote:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \text{terme d'amortissement}$$

Paramètres libres: U_{vdW} , δ (pour décrire de petites dérives des fréquences laser autour de $\delta = 0$) et γ , taux d'amortissement de l'état r (le terme d'amortissement n'est pas écrit explicitement ici).

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega}{2} & \frac{\Omega}{2} & 0 \\ \frac{\Omega}{2} & -\delta & 0 & \frac{\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2} & 0 & -\delta & \frac{\Omega}{2} \\ 0 & \frac{\Omega}{2} & \frac{\Omega}{2} & U_{\text{vdW}} - 2\delta \end{pmatrix}$$

H dans la base $|gg\rangle, |g,r\rangle, |r,g\rangle, |r,r\rangle$



Résultats: Variation de U_{vdW} en fonction de R pour trois valeurs de n : les points sont expérimentaux et les courbes théoriques correspondent à la loi en C_6/R^6 avec C_6 calculé à partir des fonctions d'onde (la variation de C_6 en n^{11} est bien vérifiée). Excellent accord avec la théorie.

Conclusion de la quatrième leçon

Nous avons montré que les méthodes de manipulation d'atomes froids individuels combinées avec l'excitation vers un niveau de Rydberg permettaient de réaliser des expériences d'intrication et de logique quantique entre deux atomes. La précision de ces expériences est suffisante pour vérifier quantitativement les lois de l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes, dans la situation où les propriétés exagérées des atomes de Rydberg se manifestent (interaction ayant des effets mesurables à des distances de plusieurs microns, de l'ordre de 100 fois plus grande que la dimension de ces atomes). La précision des expériences reste cependant insuffisante pour la réalisation de portes logiques efficaces et pratiques (fidélité de l'ordre de 60 à 70%, due à toute sortes de limitations que nous n'avons pas étudiées en détail). La semaine prochaine (6 Mai), le cours sera consacré à l'étude des effets collectifs induits par le blocage Rydberg dans des ensembles d'atomes froids.