

Chaire de Physique Quantique-Cours 2013-2014
5^{ème} leçon - 6 Mai 2014

Blocage Rydberg dans des ensembles mésoscopiques d'atomes

Analyse de propositions faites en 2001 décrivant comment exploiter le blocage Rydberg pour coder de l'information dans des ensembles atomiques et comment copier cette information sur un champ optique. Description d'une expérience étudiant l'oscillation de Rabi collective d'un ensemble d'atomes entre l'état fondamental et un état contenant une excitation de Rydberg délocalisée. Description d'une étude expérimentale d'un cristal quantique à deux dimensions d'atomes de Rydberg.

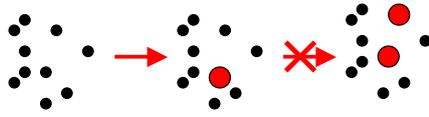
V-A

Propositions d'exploitation du blocage Rydberg pour l'information quantique dans des ensembles atomiques

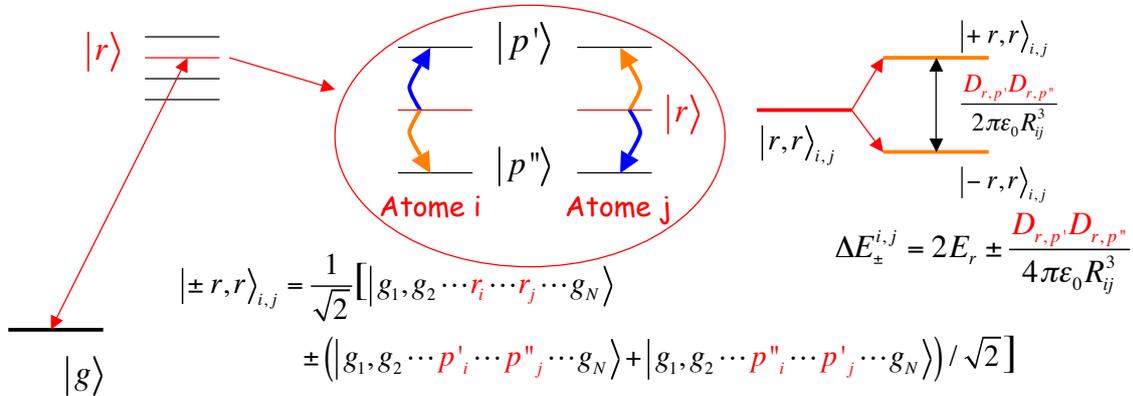
M.D.Lukin, M.Fleischhauer, R.Côté, L.M.Duan, D.Jaksch, J.Cirac et P.Zoller, Phys.Rev.Lett.87, 037901 (2001)

Le principe: préparation d'états collectifs partageant une excitation Rydberg

Blocage de la double excitation r-r dans un ensemble mésoscopique d'atomes



Couplage dipôle-dipôle en $1/R^3$ induit par résonance de Förster dans un champ électrique ajusté

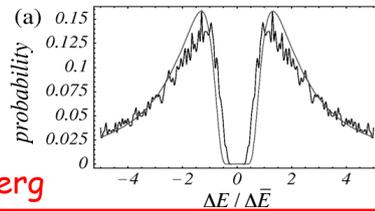


Distribution des déplacements d'énergie

ΔE_{r-r} dans une boîte de volume V , rapportée au déplacement moyen:

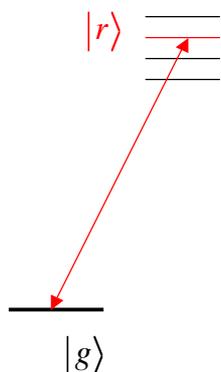
$$\Delta \bar{E} = \frac{D_{r,p'} D_{r,p''}}{4\pi\epsilon_0 V}$$

"bande interdite" pour l'excitation de deux Rydberg



Préparation d'un état à 1 excitation Rydberg collectivement répartie entre N atomes dans volume de rayon $R < R_{\text{blocage}}$

État collectif de Dicke couplé symétriquement à l'état fondamental $|g^N\rangle = |g, g, \dots, g\rangle$ par absorption optique:



$$|r^1\rangle = |g^{N-1}, r^1\rangle =$$

$$\frac{1}{\sqrt{N}} \left[|r_1, g_2, g_3 \dots g_N\rangle + |g_1, r_2, g_3 \dots g_N\rangle + |g_1, g_2, r_3 \dots g_N\rangle + \dots + |g_1, g_2, g_3 \dots r_N\rangle \right]$$

On fait l'hypothèse que tous les atomes voient le champ excitant avec la même phase (excitation sans effet Doppler, par exemple par absorption à deux photons). Si ce n'est pas le cas, les termes de la superposition sont affectés de facteurs de phase.

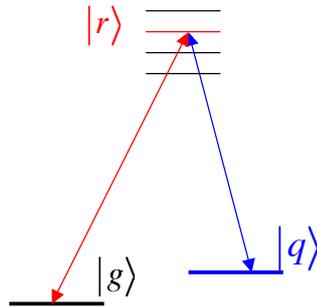
Le couplage dipolaire électrique de $|g^N\rangle$ à l'état $|r^1\rangle$ est \sqrt{N} fois plus grand que celui d'un atome isolé:

$$\langle g^N | D | r^1 \rangle = \sqrt{N} \langle g | D | r \rangle \rightarrow \Omega_N = \sqrt{N} \Omega$$

Pour préparer $|r^1\rangle$ en un temps t , il faut appliquer une impulsion résonante sur la transition $g \rightarrow r$ à un atome, avec une fréquence de Rabi $\Omega(t)$ telle que ("pulse" π):

$$\sqrt{N} \int_0^t dt' \Omega(t') = \pi$$

Codage d'un qubit collectif dans deux sous-niveaux de l'état fondamental du système atomique mésoscopique



L'état $|r^1\rangle$ est couplé par le rayonnement à $|q^1\rangle$:

$$|q^1\rangle = |g^{N-1}, q^1\rangle =$$

$$\frac{1}{\sqrt{N}} [|q_1, g_2, g_3 \dots g_N\rangle + |g_1, q_2, g_3 \dots g_N\rangle + |g_1, g_2, q_3 \dots g_N\rangle + \dots + |g_1, g_2, g_3 \dots q_N\rangle]$$

avec la fréquence de Rabi Ω_q : $\Omega_q = \Omega_{qr}^{1\text{atome}}$

(pas de facteur collectif sur la transition $q-r$).

Pour préparer $|q^1\rangle$ il faut appliquer à $|r^1\rangle$ (avant émission spontanée) un pulse π sur la transition $r \rightarrow q$, tel que:

$$\int_0^t dt' \Omega_q(t') = \pi$$

Le système des N atomes évoluant dans le sous espace $\{|g^N\rangle, |q^1\rangle\}$ constitue un **qubit collectif**. Pour préparer l'état le plus général de ce qubit:

$$|\Psi\rangle = \alpha_0 |g^N\rangle + \alpha_1 |q^1\rangle$$

on applique un pulse d'angle de Rabi et de phase ajustée sur la transition $|g^N\rangle \rightarrow |r^1\rangle$ suivi d'un pulse π sur la transition $|r^1\rangle \rightarrow |q^1\rangle$.

Généralisation: préparation d'un état collectif à n atomes dans l'état $|q\rangle$.

L'état collectif $|q^1\rangle$ est couplé par excitation d'un des $N-1$ atomes restés dans g à l'état $|g^{N-2}, q^1, r^1\rangle$ (avec à nouveau blocage interdisant l'excitation simultanée de deux atomes dans r). L'état r dans le développement de la superposition peut à nouveau être transféré vers q par un pulse π sur la transition $r \rightarrow q$. Les fréquences de Rabi des transitions sont simplement calculées en dénombrant le nombre de termes dans les développements des états collectifs et en tenant compte de la normalisation de ces états. La transition $|g^{N-1}, q^1\rangle \rightarrow |g^{N-2}, q^1, r^1\rangle$ correspond à la fréquence de Rabi $\Omega\sqrt{N-1}$ et la transition $|g^{N-2}, q^1, r^1\rangle \rightarrow |g^{N-2}, q^2\rangle$ la fréquence de Rabi $\Omega_q\sqrt{2}$:

$$|g^{N-1}, q^1\rangle \xrightarrow{\int_{\Omega(t)\sqrt{N-1}} dt = \pi} |g^{N-2}, q^1, r^1\rangle \xrightarrow{\int_{\Omega_q\sqrt{2}} dt = \pi} |g^{N-2}, q^2\rangle$$

On génère ainsi de proche en proche les états collectifs $|q^n\rangle$ à n états transférés dans l'état q , le passage de n à $n+1$ se faisant par la succession des deux opérations:

$$|g^{N-n}, q^n\rangle \xrightarrow{\int_{\Omega(t)\sqrt{N-n}} dt = \pi} |g^{N-n-1}, q^n, r^1\rangle \xrightarrow{\int_{\Omega_q\sqrt{n+1}} dt = \pi} |g^{N-n-1}, q^{n+1}\rangle$$

Préparation d'une superposition arbitraire d'états collectifs

Une succession d'impulsions Rabi permet en principe de préparer la superposition la plus générale d'états:

$$|\Psi^n\rangle = \alpha_0 |g^N\rangle + \alpha_1 |q^1\rangle + \alpha_2 |q^2\rangle + \dots + \alpha_n |q^n\rangle$$

La méthode rappelle la procédure pour préparer une superposition arbitraire d'états de Fock du rayonnement (voir cours 2010-2011). On commence par construire une série d'opérations qui permet, en diminuant n d'une unité à chaque étape, de revenir de l'état $|\Psi^n\rangle$ à $|g^N\rangle$. Il suffit ensuite d'inverser ces opérations pour passer de $|g^N\rangle$ à $|\Psi^n\rangle$. Nous ne donnons ici que le principe de la méthode.

La première étape supprime dans $|\Psi^n\rangle$ la composante $|q^n\rangle$. On effectue sur la transition $q \rightarrow r$ un pulse de Rabi avec $\int \Omega_q(t) \sqrt{n} dt = \pi$. L'état $|q^n\rangle$ devient ainsi $|q^{n-1}, r^1\rangle$. Un pulse de Rabi d'aire π sur la transition $g \rightarrow r$ transforme ensuite cet état en $|q^{n-1}\rangle$. Ces opérations ont cependant également agi sur les autres termes de $|\Psi^n\rangle$. L'état $|q^{n-1}\rangle$ est devenu une superposition de $|q^{n-1}\rangle$, $|q^{n-2}\rangle$ et $|q^{n-2}, r^1\rangle$ (les impulsions π sur $|q^n\rangle$ n'ont pas un angle de Rabi égal à π sur les transitions à partir de $|q^{n-1}\rangle$). Il apparaît ainsi dans la décomposition de l'état une composante de la forme $a|q^{n-1}\rangle + b|q^{n-2}, r^1\rangle$ qui, par application d'un pulse d'angle de Rabi bien ajusté, est transformée en $|q^{n-1}\rangle$, éliminant ainsi la composante contenant $|r\rangle$. On continue ainsi jusqu'à disparition de toutes les composantes $|q^n\rangle$. Une fois tous les pulses déterminés, on les applique en sens inverse en partant de $|g^N\rangle$ pour préparer $|\Psi^n\rangle$.

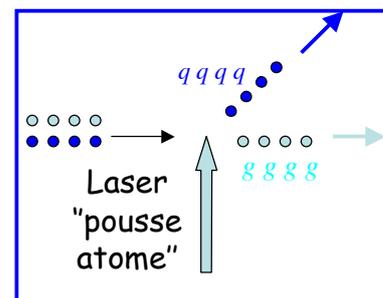
Applications idéales des états collectifs

Etat NOON pour mesures spectroscopiques au delà de la limite standard

$$|\Psi^N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g^N\rangle + |q^N\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g, g, \dots, g\rangle + |q, q, \dots, q\rangle]$$

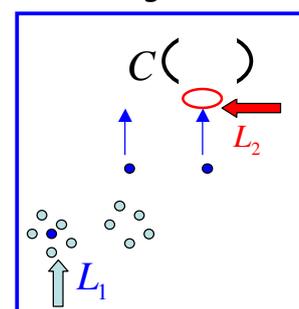
Equivalent atomique des états NOON ($|N, 0\rangle + |0, N\rangle$) décrivant N photons distribués ensemble dans une voie ou l'autre d'un interféromètre ou entre deux cavités (voir cours 2010-2011, Leçon 5). La préparation de l'état collectif $|\Psi^N\rangle$ permettrait de réaliser un interféromètre atomique avec une sensibilité de phase en $1/N$ (au lieu de $1/\sqrt{N}$ pour les interféromètres habituels à une particule).

L'élément essentiel serait une "lame séparatrice" constituée par un laser défléchissant sélectivement les atomes dans $|q\rangle$ sans affecter ceux dans $|g\rangle$.



Jet d'atomes sub-poissonien

En utilisant un laser L_1 "pousse atome" sélectif, on extrait de façon déterministe n atomes dans l'état $|q\rangle$ d'un ensemble d'atomes dans $|\Psi^N\rangle$. Pour $n=1$, on aurait une source d'atomes uniques pour les expériences d'Electrodynamique en Cavité de l'ENS (l'atome "lent" ainsi préparé serait ré-excité dans un état de Rydberg circulaire par L_2 avant d'entrer dans la cavité C).

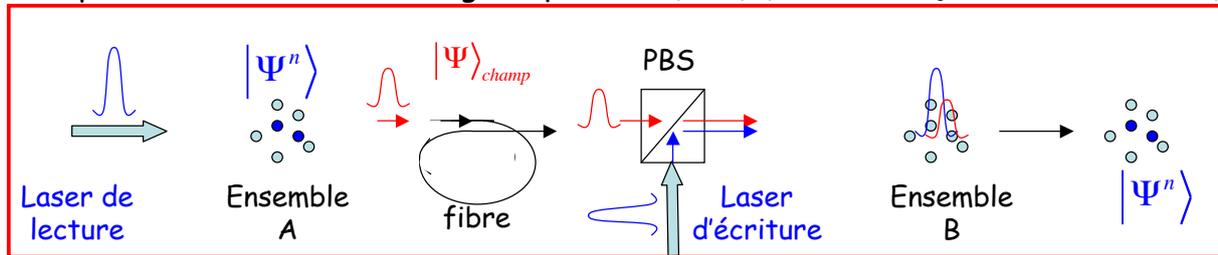


Transfert réversible des qubits atomiques sur des états photoniques

Principe de la méthode: recopier les états atomiques $|\Psi^n\rangle$ sur les états d'un mode d'un champ optique suivant la transformation réversible:

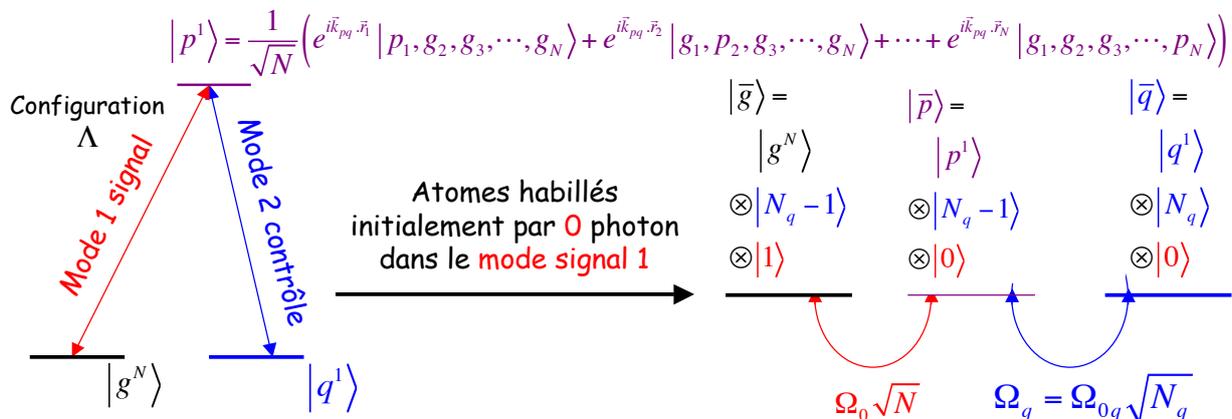
$$|\Psi^n\rangle = \alpha_0 |g^N\rangle + \alpha_1 |q^1\rangle + \alpha_2 |q^2\rangle + \dots + \alpha_n |q^n\rangle \iff |\Psi\rangle_{champ} = \alpha_0 |0\rangle + \alpha_1 |1\rangle + \alpha_2 |2\rangle + \dots + \alpha_n |n\rangle$$

où les $|n\rangle$ sont des états à n photons, se propageant dans un mode du champ (espace libre ou fibre optique). Ce "mapping" réversible permettrait de transférer de l'information quantique entre ensembles d'atomes en utilisant la lumière. La méthode a été analysée en détail par Fleischhauer et Lukin (PRL, 84, 5094 (2000)). Nous ne décrivons ici que le principe basé sur l'exploitation d'une transformation adiabatique du système «atome+ lumière» évoluant dans un état noir ("dark state polariton"). Cet état reste au cours du transfert non-couplé aux états excités de l'échantillon atomique. La physique de ce processus repose sur la méthode STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage), et présente des analogies avec le phénomène de transparence induite électromagnétiquement (EIT) (voir 6^{ème} leçon du 13 Mai 2014).



Copie sur champ d'un état collectif avec $n=1$

Transfert par couplage Raman impliquant les états $|q^1\rangle$, $|g^N\rangle$ et l'état collectif $|p^1\rangle$, partageant une excitation atomique unique dans un état excité $|p\rangle$ (qui peut être un état moins excité que $|r\rangle$). Etat collectif $|q^1\rangle$ copié sur **champ signal (résonant sur transition $g \rightarrow p$)**, à l'aide du **champ contrôle (résonant sur transition $q \rightarrow p$)**.



Champ **contrôle** avec N_q photons branché adiabatiquement (pulse passant sur les atomes). On suppose $|g\rangle$ et $|q\rangle$ dégénérés.

Ω_0 et Ω_{0q} : fréquences de Rabi du vide des modes 1 et 2. Couplage atomique au mode 1 amplifié par le facteur \sqrt{N} (N : nombre d'atomes).

Le système « habillé » évolue dans un espace à 3 états:

$$|\Psi_{at+ch}\rangle = C_q |\bar{q}\rangle + C_p |\bar{p}\rangle + C_g |\bar{g}\rangle$$

Copie d'un état atomique n=1 (suite)

L'équation de Schrödinger s'écrit pour C_p en supposant Ω_{0q} constant:

$$\dot{C}_p = \Omega_{0q} \sqrt{N_q} C_q + \Omega_0 \sqrt{N} C_g$$

Cette équation admet la solution stationnaire, définissant l'état propre « noir » d'énergie 0 du système:

$$C_p = 0 \quad ; \quad \Omega_{0q} \sqrt{N_q} C_q + \Omega_0 \sqrt{N} C_g = 0$$

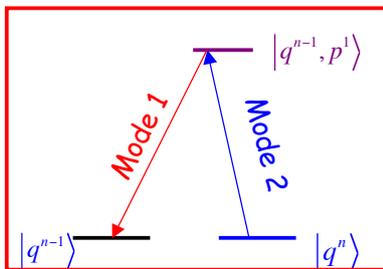
Si Ω_{0q} augmente à partir de 0 en un temps caractéristique T grand devant les périodes de Rabi (approximation adiabatique), le système dans l'état propre $|q\rangle$ à $t=0$ ($C_q=1, C_g=C_r=0$) reste au cours du temps dans l'état non couplé à $|p^1\rangle$:

$$|\Psi(t)\rangle_{dark} = \frac{\Omega_0 \sqrt{N} |\bar{q}\rangle - \Omega_{0q}(t) \sqrt{N_q} |\bar{g}\rangle}{\sqrt{N\Omega_0^2 + N_q \Omega_{0q}^2(t)}}$$

Cet état évolue irréversiblement de $|q\rangle$ à $|g\rangle$ lorsque $\Omega_{0q}(t)\sqrt{N_q}$ augmente et devient grand devant $\Omega_0\sqrt{N}$:

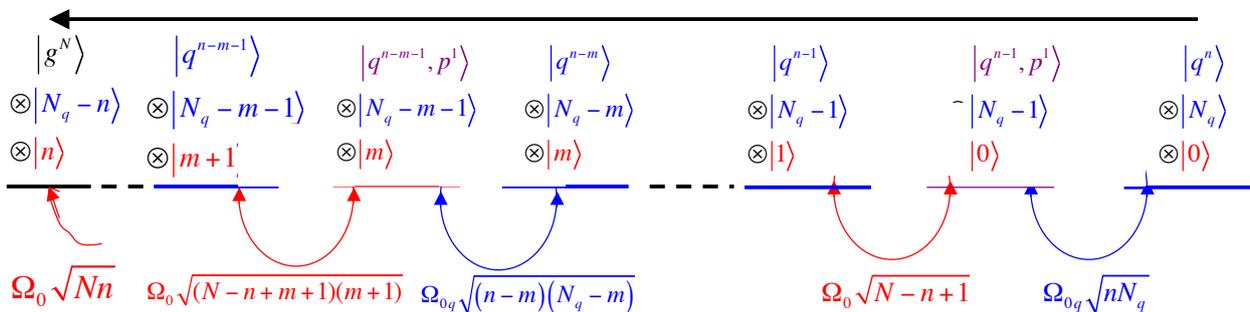
$$|\bar{q}\rangle = |q^1\rangle \otimes |N_q\rangle \otimes |0\rangle \xrightarrow{\text{évolution adiabatique}} |\bar{g}\rangle = |g^N\rangle \otimes |N_q - 1\rangle \otimes |1\rangle$$

L'excitation collective stockée dans l'état $|q\rangle$ est transférée par un processus Raman adiabatique (STIRAP) à l'état du champ sous la forme **d'un photon dans le mode 1, les atomes n'occupant jamais $|p\rangle$** et se retrouvant tous finalement dans $|g\rangle$. Le photon s'échappe dans la direction commune des 2 modes (conservation de l'impulsion). Processus adiabatique si $T \gg 1/\Omega_0\sqrt{N}, 1/\Omega_{0q}\sqrt{N_q}$.



Copie de $|q^n\rangle$ sur le champ

Même schéma d'excitation que pour $n=1$. Le niveau p^1 étant non peuplé (condition d'état noir, voir ci-dessous), il n'y a pas d'excitation d'états $p^2, p^3 \dots$. L'évolution adiabatique s'effectue en cascade le long d'une succession de configurations Λ .



Evolution adiabatique en suivant une chaîne d'états de même énergie:

$$|\Psi\rangle_{at+ch} = \sum_{m=0}^{m=n-1} C_q^m(t) |q^{n-m}; N_q - m, m\rangle + \sum_{m=0}^{m=n-1} C_p^{n-m}(t) |q^{n-m-1}, p^1; N_q - m - 1, m\rangle + C_g(t) |g^N; N_q - n, n\rangle$$

$$(C_q^n(t=0) = 1, C_q^{(n-m) < n}(t=0) = C_p^{n-m}(t=0) = C_g(t=0) = 0)$$

Les états à un atome dans p (amplitudes C_p^{n-m}) ne sont pas peuplés si:

$$\dot{C}_p^{n-m} = \Omega_{0q}(t) \sqrt{(n-m)(N_q - m)} C_q^{n-m} + \Omega_0 \sqrt{(N - n + m + 1)(m + 1)} C_q^{n-m-1} = 0$$

Cette condition définit un état noir généralisé (voir page suivante).

Copie sur le champ de l'état $|q^n\rangle$ (suite)

La condition: $\Omega_{0q}(t)\sqrt{(n-m)(N_q-m)} C_q^{n-m} + \Omega_0\sqrt{(N-n+m+1)(m+1)} C_q^{n-m-1} = 0$

définit une relation de récurrence qui permet de déterminer de proche en proche les amplitudes de l'état "noir", état propre de l'énergie du système habillé:

$$C_q^{n-m-1}(t) = -\frac{\Omega_{0q}(t)\sqrt{(n-m)(N_q-m)}}{\Omega_0\sqrt{(N-n+m+1)(m+1)}} C_q^{n-m}(t)$$

Si l'évolution du pulse $\Omega_{0q}(t)$ est lente, le système reste dans cet état au cours du temps, qui évolue continûment de $|q^n\rangle$ à $|\bar{g}\rangle$, sans peupler $|p\rangle$:

$$|\bar{q}^n\rangle = |q^n\rangle \otimes |N_q\rangle \otimes |0\rangle \xrightarrow{\text{évolution adiabatique}} |\bar{g}\rangle = |g^N\rangle \otimes |N_q - n\rangle \otimes |n\rangle$$

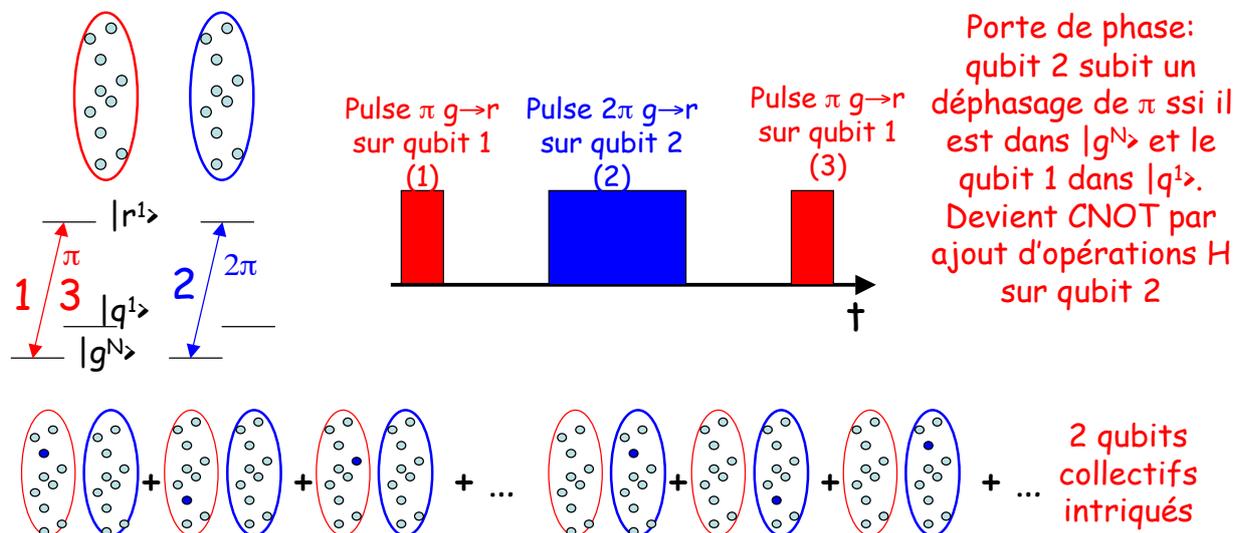
Nous avons supposé pour simplifier que le champ contrôle est dans un état de Fock $|N_q\rangle$. Pratiquement, ce serait un état classique cohérent, somme d'états de Fock, qui ne s'intrique pas au reste du système. On a finalement par principe de superposition:

$$|\Psi^n\rangle \otimes |0\rangle = \left[\alpha_0 |g^N\rangle + \sum_{n \geq 1} \alpha_n |q^n\rangle \right] \otimes |0\rangle \xrightarrow{\text{évolution adiabatique}} |g^N\rangle \otimes \left[\sum_{n \geq 0} \alpha_n |n\rangle \right]$$

Un état atomique collectif arbitraire peut être copié sur le champ et inversement. $|q^n\rangle$ est un *état à n polaritons d'état noir* qui se transforme adiabatiquement en n photons. Le fait que $|p\rangle$ est non peuplé exprime que le milieu est transparent pour le champ sonde en présence de la pompe, alors qu'il est optiquement dense (N grand) en absence de pompe. C'est la condition de transparence induite électromagnétiquement (voir leçon 6 et Fleischhauer et Lukin, PRL, 84, 5094 (2000)).

Porte logique et intrication entre qubits mésoscopiques basées sur blocage Rydberg

Soient 2 qubits mésoscopiques assez proches pour que l'interaction dipôle-dipôle bloque la transition vers un état de Rydberg dans un ensemble lorsque l'autre est excité. On peut utiliser ce blocage pour réaliser une porte entre les deux qubits collectifs et s'en servir pour intriquer les deux ensembles d'atomes mésoscopiques (même principe que dans le cas de qubits mono-atomique, voir leçon IV).



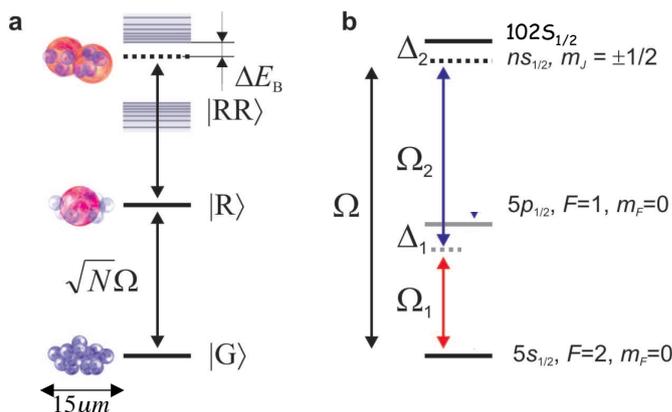
V-B:

Expériences d'excitation Rydberg d'ensembles mésoscopiques atomiques

Observation du blocage Rydberg dans un ensemble d'atomes de ^{87}Rb :
Y.O.Dudin, L.Li, F.Bariani & A.Kuzmich, Nature Physics, 8, 790 (2012)

Cristaux à deux dimensions d'atomes de Rydberg:
P.Schauss, M.Cheneau, M.Endres, T.Fukuhara, S.Hild, A.Omran,
T.Pohl, C.Gross, S.Kuhr & I.Bloch, Nature, 491, 87 (2012)

Observation du blocage Rydberg dans un ensemble d'atomes de ^{87}Rb ultra-froids



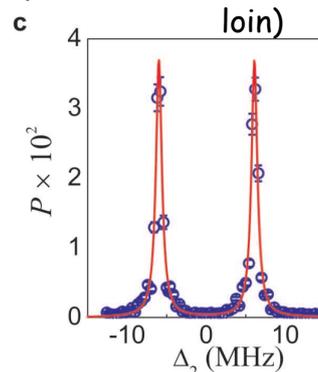
(b) Schéma d'excitation Rydberg à deux photons

(désaccord $\Delta_1 = -40\text{MHz}$ entre laser L_1 et transition $5S \rightarrow 5P$).
Fréquence de Rabi à 2 photons :

$$\Omega(r) = \frac{\Omega_1(r)\Omega_2(r)}{2\Delta_1}$$

(c) Spectre d'excitation d'un atome:

(voir méthode de détection plus loin)



Doublet Zeeman de l'état $102 S_{1/2}$ dans un champ de quelques Gauss.

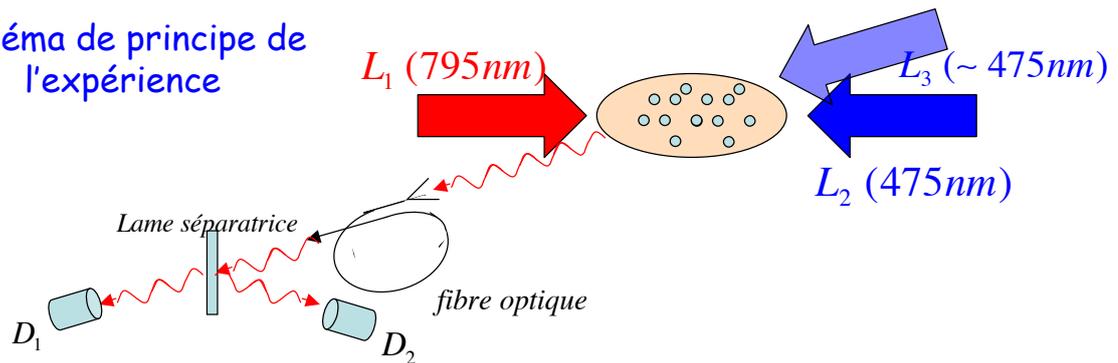
Schéma d'excitation de l'état $102 S_{1/2}$:

(a) illustration du blocage dans le diagramme d'énergie des états collectifs: les énergies des états $|RR\rangle$ s'étalent dans 2 bandes séparées par un gap ΔE dans lequel tombe le double de la fréquence d'excitation de $|R\rangle$.

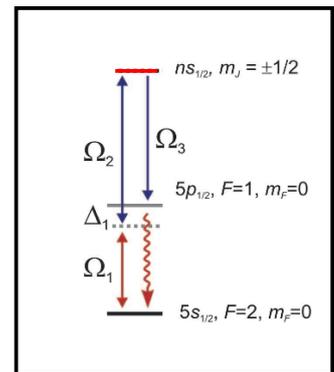
$$\Delta E_{n=102} / h \sim \frac{n^4 a_0^2 e^2}{\hbar R^3} = 2n^4 \left(\frac{a_0}{R}\right)^3 \frac{e^2}{2\hbar a_0} \approx 20\text{MHz} \text{ (pour } R = 15\mu\text{m)}$$

Observation du blocage Rydberg dans un ensemble d'atomes ultra-froids (suite)

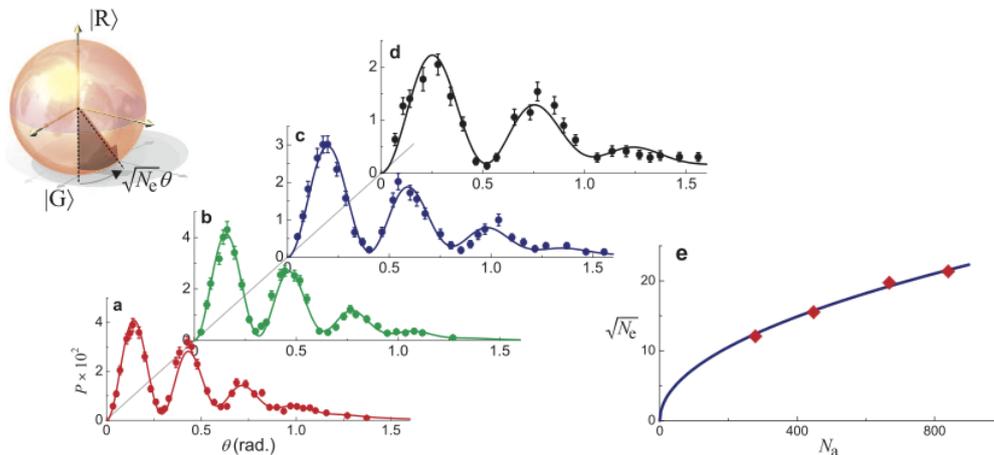
Schéma de principe de l'expérience



Gaz d'atomes à $10\mu\text{K}$ dans un réseau optique coupé à $t=0$, puis excitation par lasers L_1 et L_2 pendant $1\mu\text{s}$. Volume de l'échantillon atomique défini par recouvrement des lasers. Population de $|r\rangle$ mesurée en transférant l'état atomique sur l'état d'un photon émis dans un processus Raman adiabatique induit par laser L_3 (durée $1\mu\text{s}$), analogue au "mapping" décrit plus haut (structure de niveaux en échelle et non Λ). L'état $|r\rangle$ remplace $|q\rangle$ et l'état $5p$ n'est pas peuplé dans l'évolution adiabatique. Photon unique émis à 795nm transmis dans une fibre, puis compté (méthode d'anti-coïncidence) par les détecteurs D_1 et D_2 placés derrière la lame séparatrice.



Blocage Rydberg dans un ensemble d'atomes: oscillation de Rabi collective

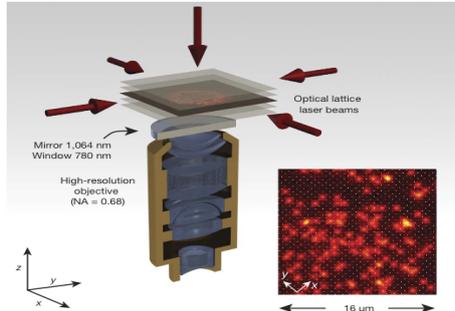


A gauche: Probabilité $P_1 + P_2$ de détection par D_1 et D_2 du photon émis par le processus Raman depuis l'état de Rydberg, en fonction de l'angle de Rabi à un atome θ (durée fixe de l'excitation Rydberg: $1\mu\text{s}$). θ est varié en changeant l'intensité des lasers. Le nombre effectif d'atomes, diminuant de (a) à (d), est déterminé par la densité initiale du nuage d'atomes froids. L'anti-coïncidence de D_1 et D_2 , vérifiée par ailleurs, démontre la présence d'au plus une excitation dans le système.

A droite: fréquence de Rabi mesurée en fonction du nombre effectif d'atomes dans l'échantillon (points expérimentaux rouges). Courbe en trait plein: fit en \sqrt{N} .

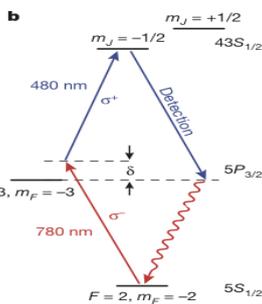
Cristaux d'atomes de Rydberg ultra-froids

Excitation collective d'un état de Rydberg dans un réseau périodique 2D d'atomes de ^{87}Rb (régime isolant de Mott à un atome par puits). Les atomes dans l'état fondamental sont détectés par leur fluorescence recueillie par un objectif de haute résolution capable de distinguer deux sites voisins.



Principe de l'expérience: Une fois l'isolant de Mott préparé, on excite à deux photons l'état de Rydberg $43S_{1/2}$ avec une fréquence de Rabi $\Omega = 170$ kHz. Les atomes interagissent dans le régime de van der Waals en C_6/R^6 avec $C_6 = 2,3 \text{ GHz} \cdot (\mu\text{m})^6$. Le rayon de blocage est:

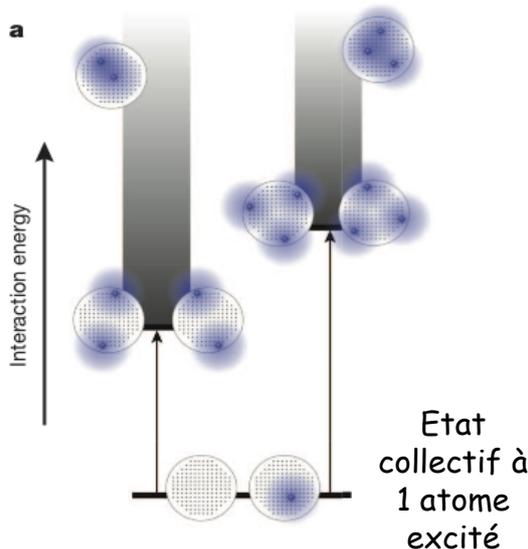
$$R_B = \left(\frac{C_6}{\Omega} \right)^{1/6} = 4,9 \mu\text{m}$$



Après excitation des Rydberg, on chasse les atomes restés dans l'état fondamental avec un laser "pousseur", on stimule la retombée des atomes de Rydberg vers cet état par impulsion laser résonnante sur la transition $43S \rightarrow 5P$, puis on détecte par fluorescence les atomes re-capturés pour obtenir l'image du gaz d'atomes de Rydberg.

Structure en bandes des énergies du gaz de Rydberg dans un cercle de rayon R:

États collectifs à 2 atomes excités États collectifs à 3 atomes excités



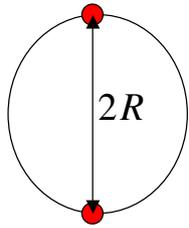
Le bas de la bande des états collectifs à 2 atomes correspond aux configurations dans lesquelles les atomes sont diamétralement opposés.

Le bas de la bande des états à 3 atomes correspond aux configurations des atomes en triangle isocèle inscrit dans le cercle.

La bande des états à 4 atomes excités (non représentée) correspond aux configurations des atomes en carré inscrit dans le cercle et celle des états à 5 atomes aux configurations en pentagone inscrit dans le cercle.

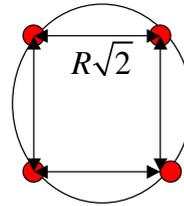
Les énergies minimum de chaque bande pour R donné s'évaluent simplement (page suivante)

Energies minimum des configurations à n atomes de Rydberg dans cercle de rayon R (n=2 à 5)

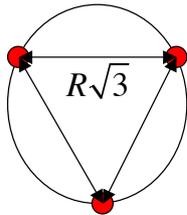


$$E_2^{\min} = \frac{1}{64} \frac{C_6}{R^6}$$

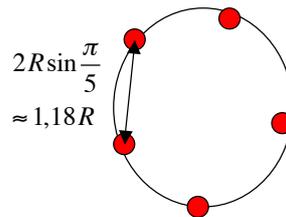
Calcul approximatif supposant les interactions de van der Waals additives



$$E_4^{\min} = \frac{17}{32} \frac{C_6}{R^6}$$



$$E_3^{\min} = \frac{1}{9} \frac{C_6}{R^6}$$

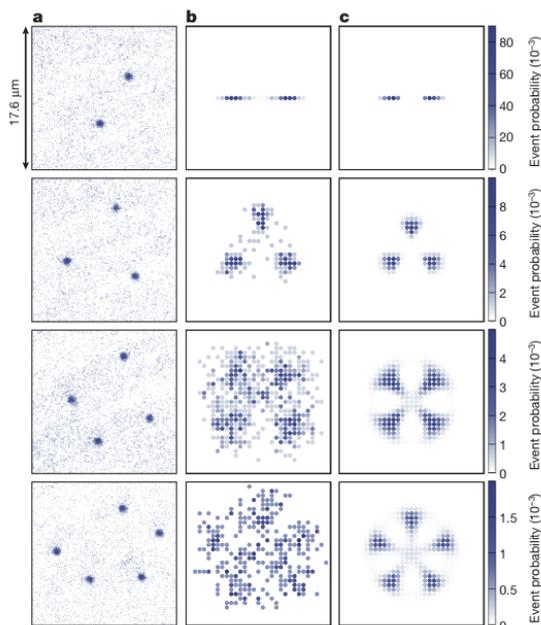


$$E_5^{\min} \approx \frac{5}{\left(2 \sin \frac{\pi}{5}\right)^6} \frac{C_6}{R^6} \approx 1,9 \frac{C_6}{R^6}$$

	$R = 3,5 \mu\text{m}$	$R = 5 \mu\text{m}$
$n = 2$	18 kHz	2,3 kHz
$n = 3$	136 kHz	17 kHz
$n = 4$	308 kHz	77 kHz
$n = 5$	2200 kHz	285 kHz

Dans la largeur de l'excitation laser (~200kHz), les états à 2 et 3 atomes sont excités pour $R=3,5 \mu\text{m}$. Le rayon $R=5 \mu\text{m}$ est nécessaire pour atteindre $n=4$ (et avec une faible probabilité $n=5$).

Images des cristaux de Rydberg



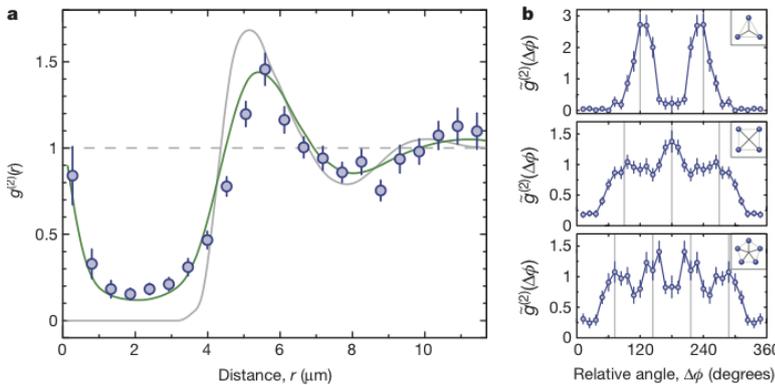
Colonne a: images de cristaux obtenues en réalisation unique de l'expérience. Les structures en ligne, triangle, carré et pentagone sont discernables, avec des fluctuations.

Colonne b: Images superposées après centrage et alignement sur un axe de référence optimisé.

Colonne c: Simulation numérique des images superposées.

La théorie prédit l'excitation d'un cristal quantique dans un état superposition des configurations correspondant à toutes les orientations de l'axe de référence et toutes les distances entre atomes. La détection projette ce cristal quantique sur une des configurations possibles.

Corrélations radiales et angulaires des distributions d'atomes dans les cristaux de Rydberg



Corrélations radiales $g^{(2)}(r)$

moyennées sur toutes valeurs de n de 2 à 5. L'effet de blocage pour $r < 4,5 \mu\text{m}$ est clairement visible (la remontée en $r=0$ est due à des atomes résiduels non expulsés par le laser pousseur).

Corrélations angulaires $g^{(2)}(\Delta\phi)$

donnant la probabilité de trouver 2 atomes de Rydberg avec un angle relatif $\Delta\phi$ mesuré à partir du centre de masse de la distribution d'excitations (cas $n=3,4$ et 5 analysés séparément). Cette fonction est symétrique par rapport à $\Delta\phi = 180^\circ$.

$$g^{(2)}(r) = \frac{\sum_{i \neq j} \delta_{r,r_{ij}} \langle \sigma_{rr}^{(i)} \sigma_{rr}^{(j)} \rangle}{\sum_{i \neq j} \delta_{r,r_{ij}} \langle \sigma_{rr}^{(i)} \rangle \langle \sigma_{rr}^{(j)} \rangle} ; \quad \sigma_{rr}^{(i)} = |r_i\rangle \langle r_i|$$

$$g^{(2)}(\Delta\phi) = \int \frac{d\phi}{2\pi} \frac{\langle \hat{n}(\phi) \hat{n}(\phi + \Delta\phi) \rangle}{\langle \hat{n}(\phi) \rangle \langle \hat{n}(\phi + \Delta\phi) \rangle} ; \quad \hat{n}(\phi) = \sum_i \delta_{\phi,\phi_i} |r_i\rangle \langle r_i|$$

Conclusion de la cinquième leçon

Le blocage Rydberg peut être utilisé pour préparer des ensembles mésoscopiques d'atomes à 2 niveaux dans des états collectifs applicables à l'information quantique. Le couplage de ces états au rayonnement est amplifié par un facteur égal à la racine du nombre d'atomes, un effet vérifié expérimentalement de façon quantitative. Une méthode de passage adiabatique rapide permet de copier des états atomiques mésoscopiques sur des états d'un mode du champ optique, avec des applications possibles pour des protocoles de communication quantique (échanges d'états quantiques entre deux ensembles mésoscopiques distants par exemple). Le "mapping" entre les atomes et le champ passe par la préparation d'états noirs non couplés au rayonnement induits par l'excitation de l'échantillon atomique par deux champs optiques, dans une configuration de transparence induite électromagnétiquement (EIT). Nous verrons dans la 6^{ème} leçon comment le phénomène d' EIT peut être combiné au blocage Rydberg pour réaliser des expériences de couplage photon-photon. Nous avons conclu la 5^{ème} leçon par la description d'une expérience préparant et détectant des cristaux quantiques de Rydberg à deux dimensions, dans lesquels des ensembles de 2 à 5 atomes de Rydberg interagissant par force de van der Waals en $1/r^6$, présentent de fortes corrélations spatiales à des distances de l'ordre de $10 \mu\text{m}$.