

Chaire de Physique Quantique-Cours 2014-2015

4^{ème} leçon - 31 Mars 2015

Contrôle de particules quantiques isolées et information quantique

Le développement de méthodes de contrôle d'atomes et d'ions piégés isolés a été rendu possible par la manipulation précise grâce aux lasers des degrés de liberté internes et externes des atomes. Les observations de trajectoires quantiques et de sauts quantiques atomiques sont devenues des opérations courantes. Ces expériences prolongent et généralisent aux atomes celles effectuées dans les années 1960-70 sur des électrons piégés, qui ont conduit à des tests précis de l'Électrodynamique quantique. Parallèlement aux études d'atomes uniques, des expériences portant sur la manipulation et la détection de photons uniques se sont également développées, avec l'observation de sauts quantiques de la lumière et la préparation d'états non classiques du champ (optique quantique et électrodynamique quantique en cavité). Dans ces expériences, le comportement des atomes et des photons illustre les principes fondamentaux de la théorie quantique (superposition d'états, intrication et décohérence). La possibilité d'exploiter la logique quantique pour communiquer et calculer a largement motivé le développement de ce qu'on appelle l'information quantique. Cette physique rejoint celle de la matière condensée dans des expériences où les atomes sont remplacés par des systèmes quantiques artificiels (circuits contenant des jonctions Josephson notamment).

Plan de la quatrième leçon

IV-A. Electrons et ions piégés

IV-B. Manipulations d'atomes neutres
individuels

IV-C. Génération et manipulation de
photons optiques isolés

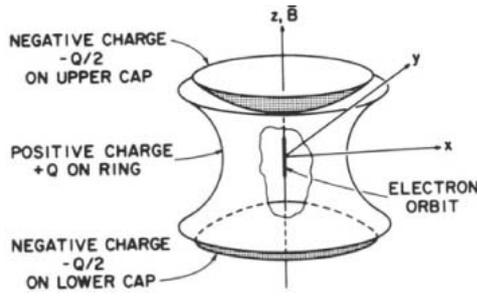
IV-D. Electrodynamique quantique en cavité

IV-E. Intrication et information quantique

IV-A. Electrons et ions piégés



H. Dehmelt

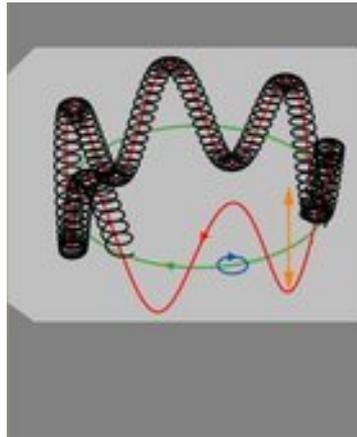


Piège de Penning

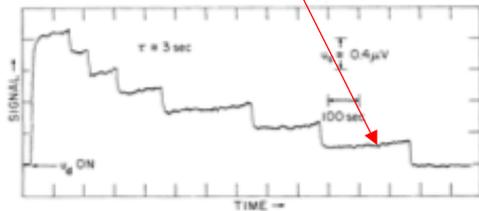
Potentiel électrostatique quadripolaire qui repousse l'électron des deux calottes et l'attire vers l'anneau. Le champ magnétique crée une force de Lorentz centripète équilibrant la force électrostatique centrifuge.

Combinaison de trois oscillations:

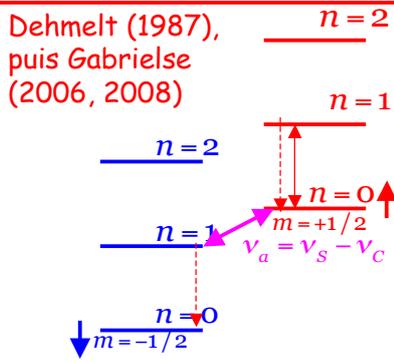
vibration (~200MHz) verticale, précession cyclotron rapide sur petits cercles (~qqs dizaines de GHz) dans le champ magnétique et précession magnétron lente (~1MHz) sur grand cercle.



La vibration verticale induit dans un circuit reliant les deux calottes un courant proportionnel à la charge piégée. On compte les charges qui quittent le piège une à une jusqu'à ce qu'il ne reste qu'un seul électron



Mesure du moment magnétique de l'électron



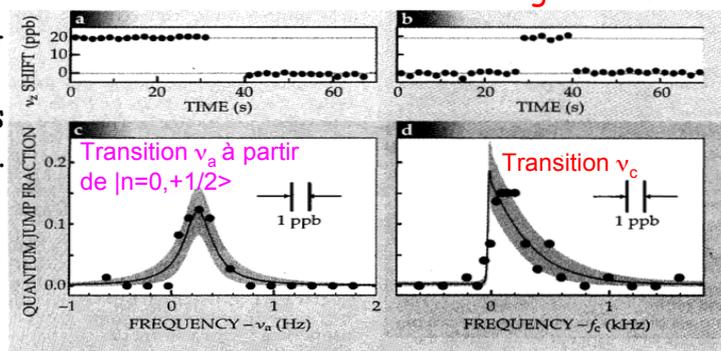
Dans un champ magnétique $B \sim 5T$, l'énergie de l'électron dépend du nombre quantique cyclotron $n = 0, 1, 2..$ et du moment magnétique de spin $m = \pm 1/2$:

$$E_{n,m} = (n + gm/2)\hbar\omega_c \quad ; \quad \omega_c = eB/m_e$$

g est le rapport gyromagnétique de l'électron, égal à 2 d'après Dirac, et différent de 2 par un terme de l'ordre de $\alpha/2\pi$ (corrections de l'électrodynamique quantique). La levée de dégénérescence entre

$|n=0, m=1/2\rangle$ et $|n=1, m=-1/2\rangle$ est proportionnelle à $g-2$ ("moment magnétique anormal"). La transition correspondante est induite par un champ rf de fréquence $\nu_a = \omega_a/2\pi$ (~174 MHz). Le rapport entre ν_a et la fréquence cyclotron $\nu_c = \omega_c/2\pi$ (~150 GHz) donne $g-2$. On observe ces transitions sur la vibration le long de Oz.

La fréquence ω_z dépend légèrement de n et m . Le saut de l'électron entre états magnétiques différents produit une variation brusque de ω_z . On détecte les résonances ν_a et ν_c par "spectroscopie de saut quantique" (taux de sauts observés en fonction de la fréquence rf ou microonde appliquée)



Des mesures d'une précision extraordinaire

Moment anormal de l'électron (D.Hanneke et al, Phys.Rev.Lett. 100, 120801 (2008)):

$$g/2 = 1,001\,159\,652\,180\,73(28) \quad [0,28 \text{ ppt}]$$

La comparaison avec la théorie QED donne la constante de structure fine:

$$\alpha^{-1} = \hbar c / e^2 = 137,035\,999\,084(51) \quad [0,37 \text{ ppb}]$$

Expérience sensible aux effets relativistes (variation de ω_c avec n) et aux effets d'électrodynamique quantique en cavité (déplacement des niveaux d'énergie et allongement de leur durée de vie dus à l'influence des parois du piège).

Autres expériences de très grande précision: Spectroscopie de masse dans un piège de Penning (Bradley et al, Phys.Rev.Lett. 82, 4510 (1999)):

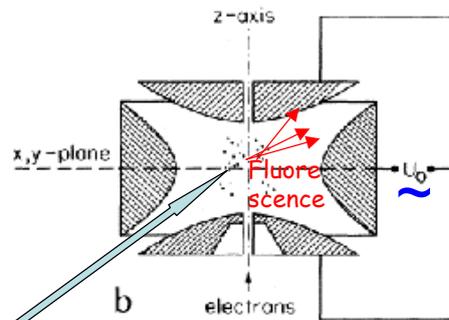
$$M(^{133}\text{Cs}) = 132,905\,451\,931(27) \text{ ua} \quad [0,2 \text{ ppb}]$$

Comparaison des fréquences cyclotron d'atomes alcalins (Cs, Rb) avec celles d'ions moléculaires "étalons" (CO_2^+ , C_5H_6^+ ...).

Méthodes appliquées au piégeage de positrons, antiprotons et utilisées pour former de l'antihydrogène...

Ces expériences utilisent des méthodes de détection électronique très sensibles. L'utilisation de lasers sur des ions possédant une structure interne permet de manipuler et détecter de façon plus flexible les particules chargées à l'aide de photons optiques.

Manipulation laser d'ions piégés



Excitation laser

Piège de Paul: Potentiel quadripolaire oscillant (plus de champ magnétique). Potentiel quasi-harmonique au voisinage du centre.

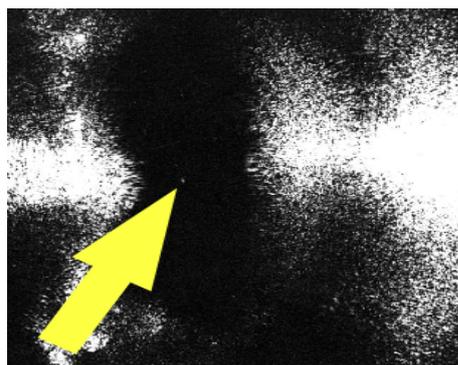


W.Paul

Les ions piégés excités par laser émettent des photons de fluorescence détectés par une caméra derrière un microscope: première image d'un ion unique en 1980



P.Toschek



single Ba⁺ ion

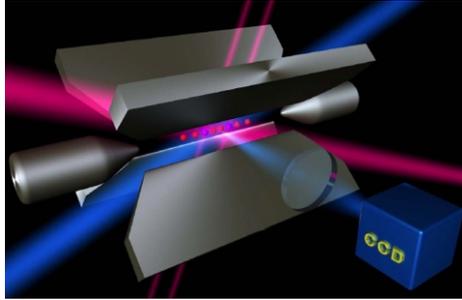
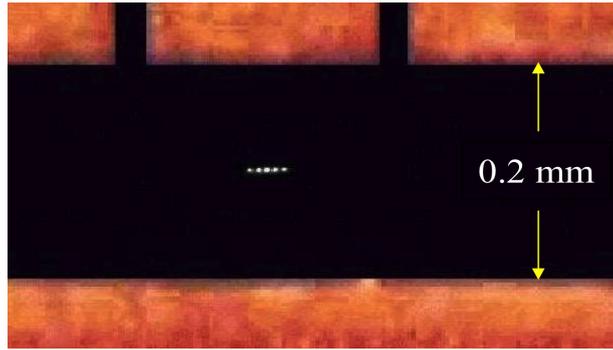
W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, Phys. Rev. A22, 1137 (1980).

2 ions

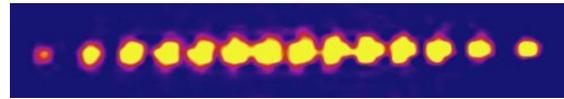
3 ions

Images d'ions dans pièges de Paul linéaires

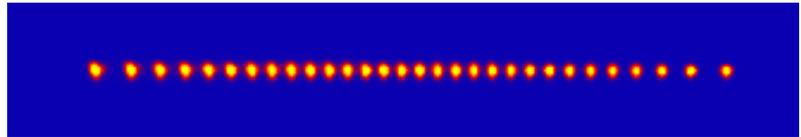
5 ions de Beryllium au NIST (laboratoire de D. Wineland)



Piège de Paul linéaire d'Innsbruck (laboratoire de R. Blatt)



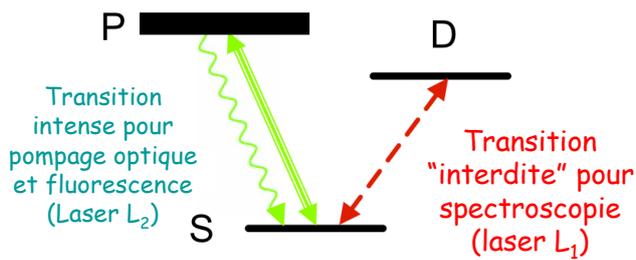
14 et 30 ions de Ca dans un piège linéaire



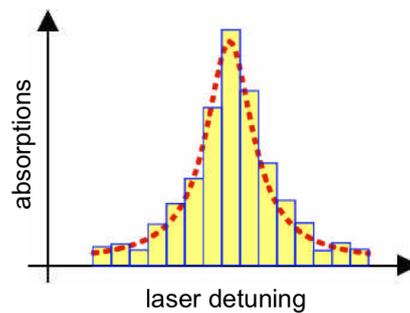
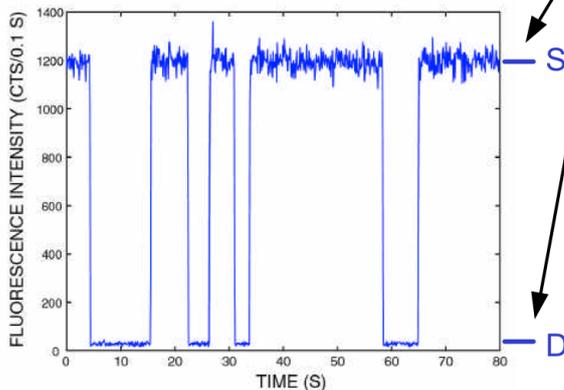
Sauts quantiques d'un ion piégé

Schéma simplifié des niveaux du Ca⁺

Images R. Blatt, Innsbruck



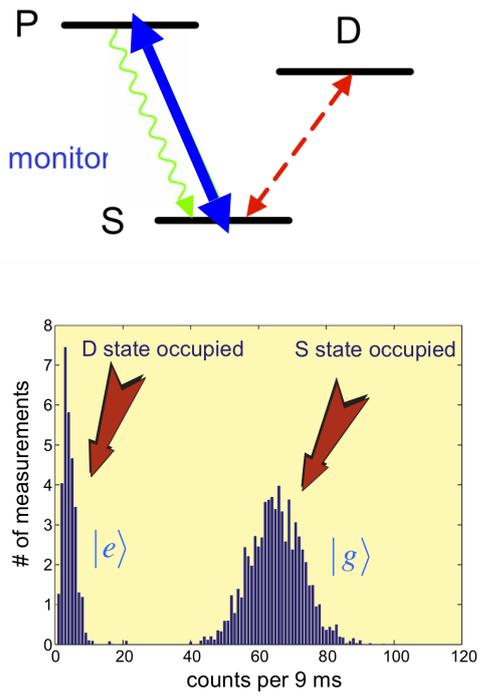
Lorsque L_1 porte l'ion dans D, le cycle de pompage-fluorescence induit par L_2 s'interrompt brusquement et reprend lorsque l'émission spontanée ramène l'ion dans S



Observé pour la première fois en 1986, devenu méthode standard de détection des ions piégés

Histogramme des interruptions de fluorescence en fonction de la fréquence de L_1 .

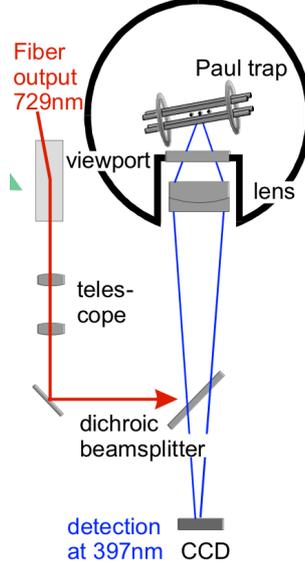
Détection sélective des états ioniques par sauts quantiques



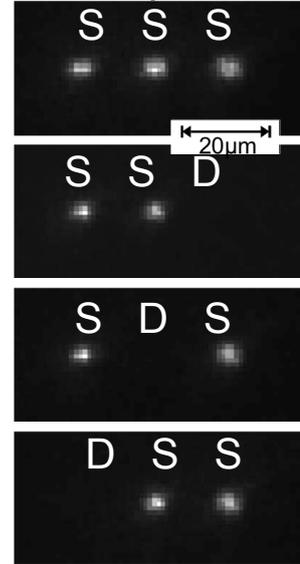
Histogramme des photons induits par L_2 détectés en 9 ms pour ion dans D ou S

L_1 excite sélectivement chaque ion et le porte dans D par une impulsion π , ce qui éteint la fluorescence induite par L_2

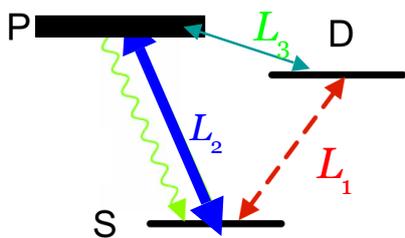
Experimental setup:



CCD images:



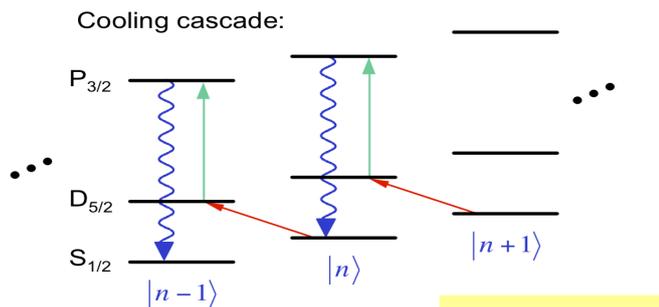
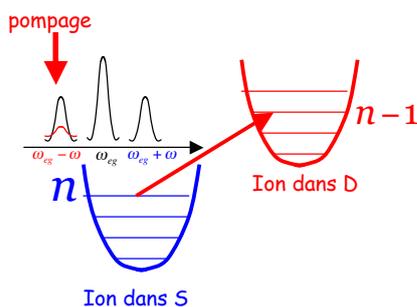
Refroidissement laser: "side band cooling"



"Doppler cooling" sur raie $S \rightarrow P$ ($\Gamma \gg \omega_{\text{piège}}$): laser L_2 décalé vers le rouge refroidit à la limite Doppler:

$$T_D \sim \hbar\Gamma / k_B \gg \hbar\omega_{\text{piège}} / k_B \quad \bar{n} \sim \Gamma / \omega_{\text{piège}} \gg 1 \text{ phonons}$$

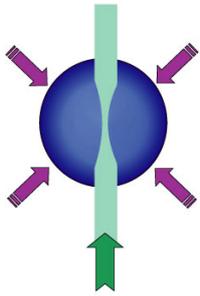
Pour refroidir plus, L_1 sur "bande latérale" rouge ("side band cooling"): Le spectre de la transition S-D résout les bandes latérales correspondant à la création ou émission de phonons avec absorption d'un photon. L'ion dans D est ramené dans S par pompage optique de D vers P (laser L_3) suivi d'émission spontanée (processus $\Delta n=0$). Refroidissement en cascade jusqu'à $n=0$. Analogie avec effet Mossbauer.



T finale mesurée par intensité de la raie latérale rouge (s'annule à $T=0K$)

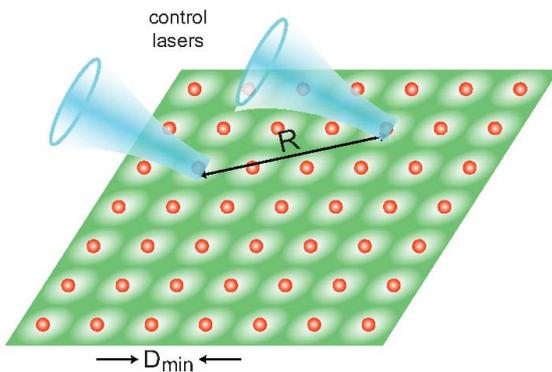
IV-B. Manipulation d'atomes neutres individuels

Piège unique: 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 blocage collisionnel limite le nombre d'atomes dans la pince à 0 ou 1 (voir plus loin).

Piège périodique:

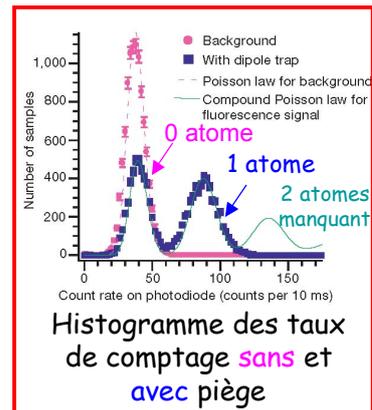


Des lasers contra-propageants fortement décalés vers le rouge forment un réseau de pièges à 1,2 ou 3D avec 0 ou 1 atome par piège (voir plus loin). Les atomes sont chargés dans les pièges à partir d'une MOT ou d'un CBE. Ils peuvent être excités et détectés individuellement.

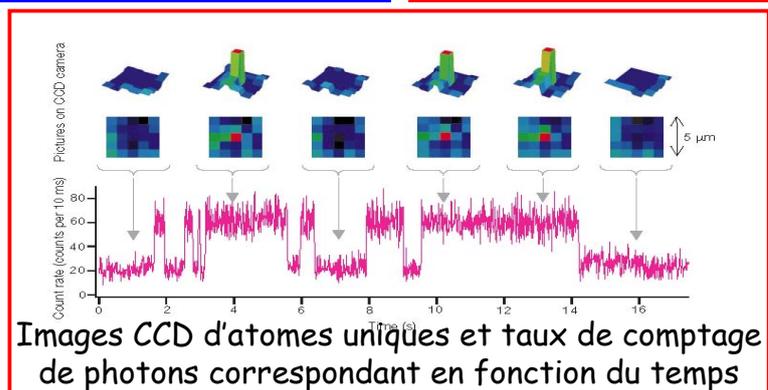
Blocage collisionnel dans un puits optique

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

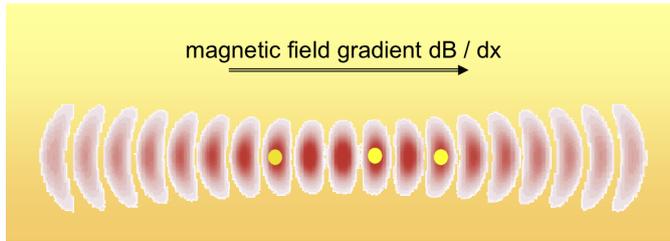
Piège formé par "faisceau pince" alimenté par MOT. Atomes piégés détectés par lumière de fluorescence de la MOT transmise à travers lame dichroïque. Si taux de remplissage (proportionnel à la densité de la MOT) et volume du piège sont assez petits, il y a 0 ou 1 atome piégé.



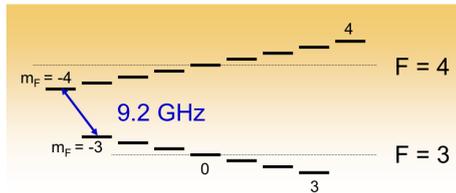
Le piège peut contenir 0 ou 1 atome. Deux atomes sont rapidement expulsés par « collision assistée » par la lumière quasi-résonnante de la MOT



Un convoyeur à atomes uniques (Césium)

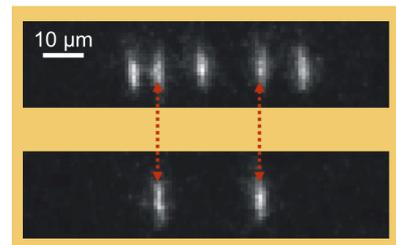


Onde stationnaire en mouvement (deux lasers de fréquences différentes) dans un gradient de champ magnétique



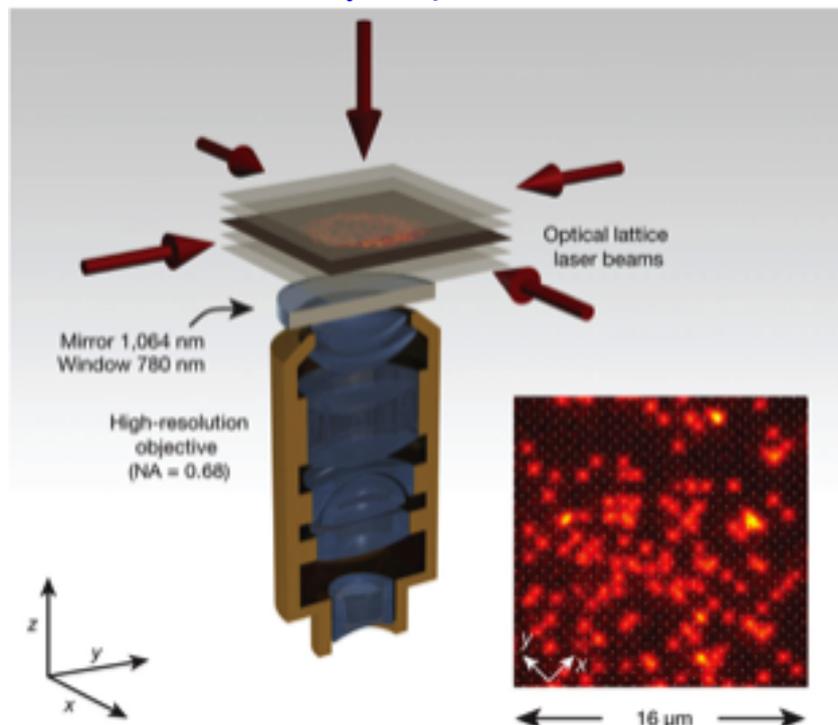
En choisissant la fréquence de la rf, on agit sélectivement sur les atomes de la chaîne

Les atomes portés dans le niveau hyperfin $F=4$ restent piégés alors que les autres sont chassés par un pulse laser. On peut ainsi sélectionner des atomes individuels.



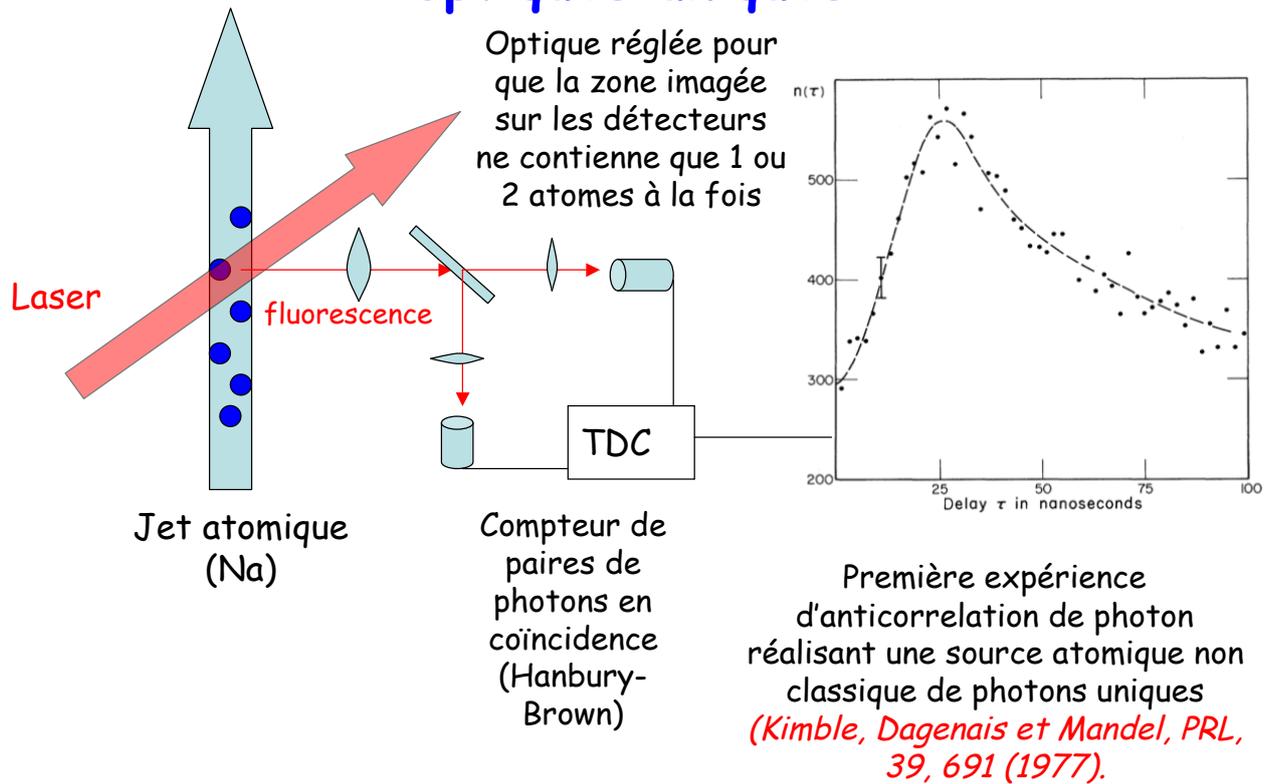
On peut séparer chaque atome en deux paquets d'onde en lui appliquant un pulse rf $\pi/2$ et en exerçant des déplacements différents sur les deux composantes hyperfines...Expériences de Mouvement Brownien Quantique (groupe de D.Meschede à Bonn, Allemagne)...

Images d'atomes individuels dans un réseau optique



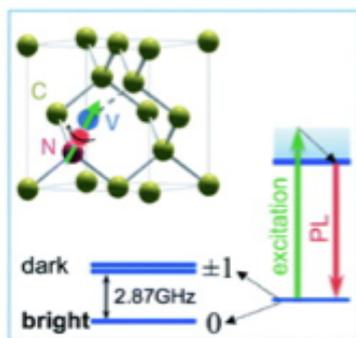
J.F.Sherson et al, Nature, 467, 68 (2010)

IV-C. Génération et manipulation de photons optiques uniques

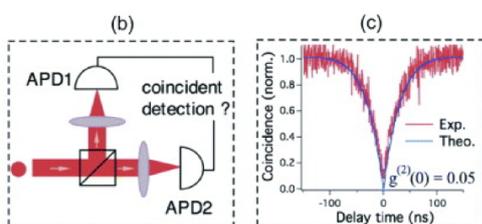
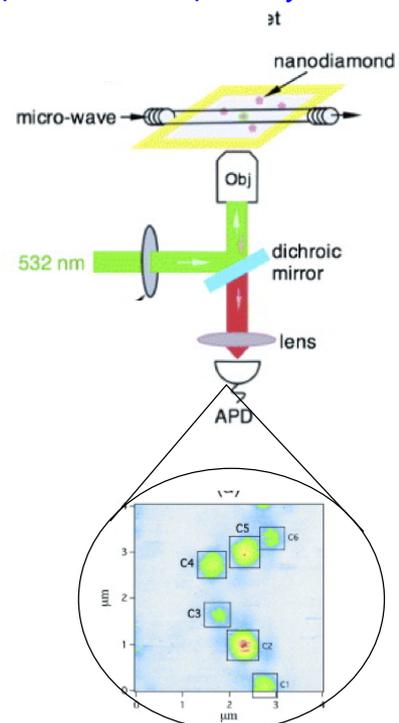


Centre coloré NV du diamant comme source de photons uniques

(N.Diep Lai, D.Zheng, F.Treussart et J-F.Roch, IOP Science, 2010)

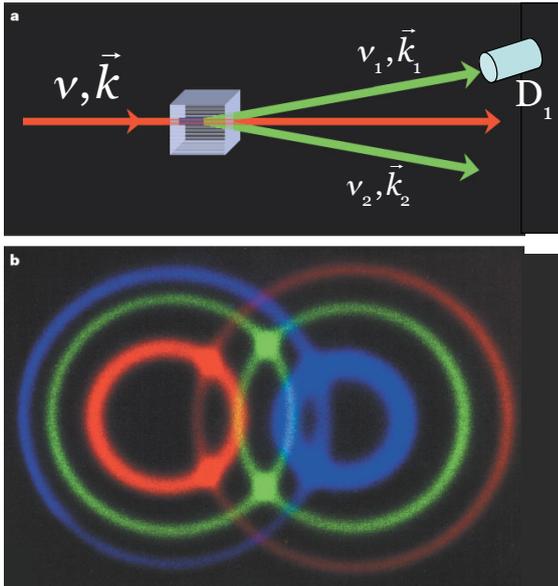


Les centres NV individuels sont repérés par leur fluorescence dans un microscope. L'optique étant focalisée sur un centre, un montage de type Hanbury-Brown mesure l'anticoincidence des clics qui signe le caractère "photon unique" de la source

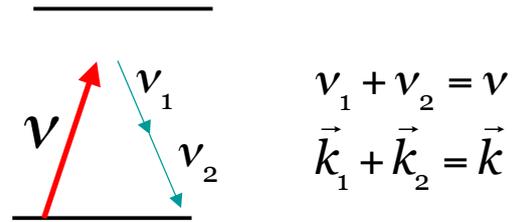


Autre source de photons uniques: boîtes quantiques

Photons uniques "annoncés"



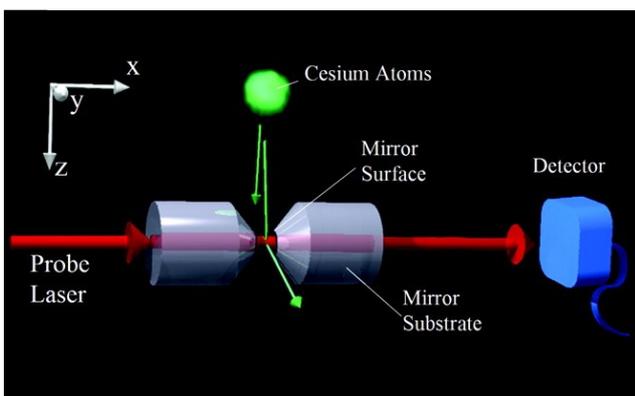
A l'intersection des deux cônes, les photons jumeaux sont dans un état de polarisation intriqué (voir plus loin)



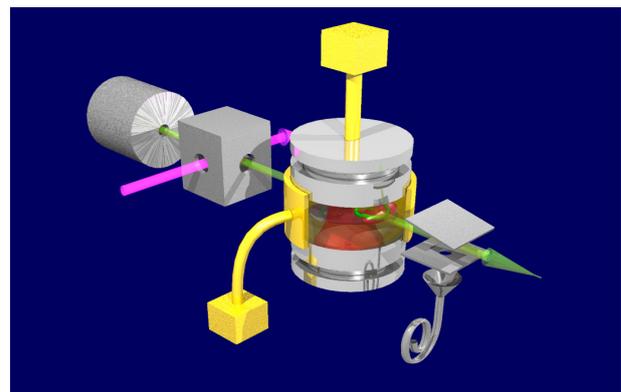
Un cristal non-linéaire non-centrosymétrique crée par processus paramétrique des paires de photons "jumeaux". La détection d'un clic par D_1 "annonce" la présence d'un photon dans l'autre mode ("heralded photon"). Ce photon peut être utilisé dans une expérience nécessitant des photons uniques (groupe d'A.Zeilinger, Vienne).

IV-D. Electrodynamique quantique en cavité

Atomes uniques interagissant avec un (ou quelques photons) dans une cavité de très grand facteur de qualité



Expériences d'optique (Caltech-Garching...)

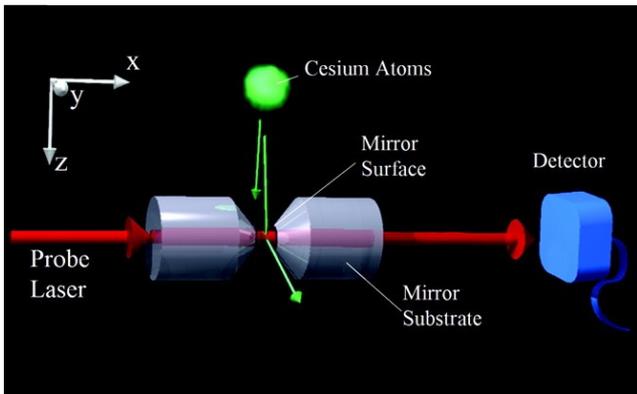


Expérience microonde-atomes de Rydberg de l'ENS (1995-2005)

Un atome a un effet "macroscopique" sur la transmission de la cavité

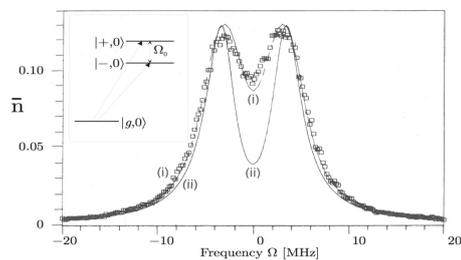
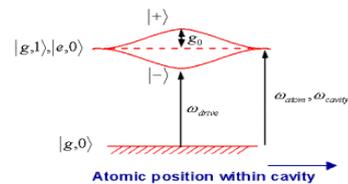
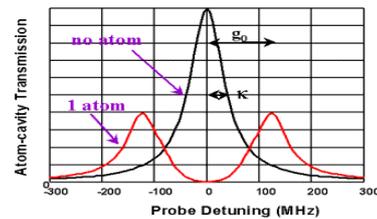
Un photon a un effet mesurable sur l'énergie de l'atome

Electrodynamique en cavité optique: la « molécule » atome-cavité



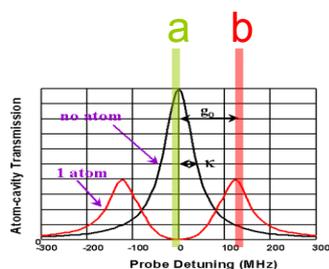
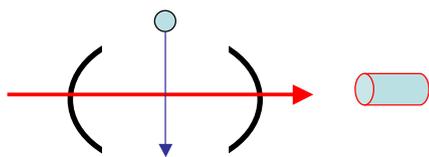
Le spectre de transmission de la cavité se scinde en deux composantes lorsque elle contient un seul atome résonant (atome d'un jet ou tombé d'un piège magnéto-optique).

Le spectre du système est la Transformée de Fourier de l'oscillation de Rabi dans le champ du vide

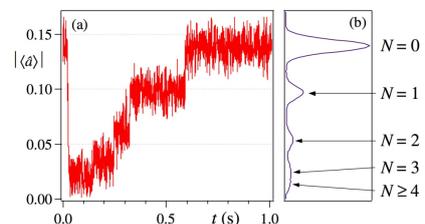
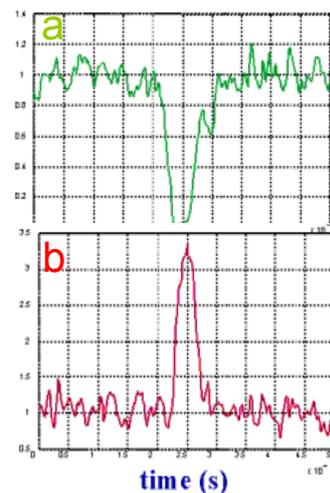


Thompson et al, PRL, **68**, 1132 (1992)

Détection d'un seul atome par la transmission de la cavité



Suivant la fréquence du laser, le passage d'un atome se traduit par un **creux** ou un **pic**.
une efficacité de détection de 100%



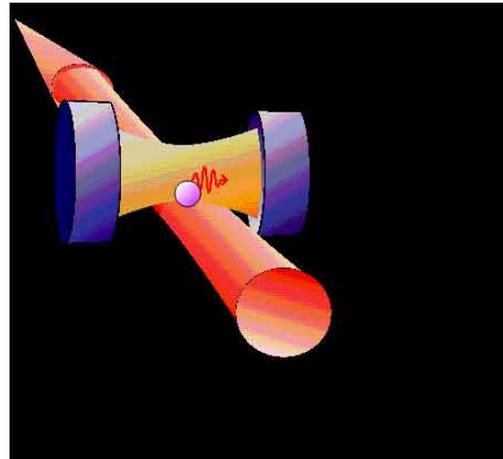
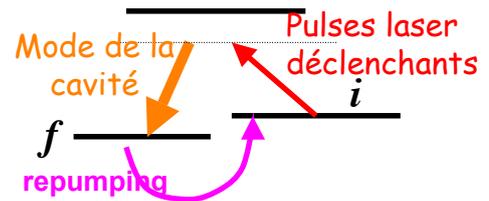
J.McKeever et al, PRL 93, 143601 (2004)

Un pistolet à photons

Processus Raman sur un seul atome convertit les pulses déclenchants en photons s'échappant un à un de la cavité



Expériences effectuées sur des atomes traversant la cavité, puis sur des atomes piégés dedans



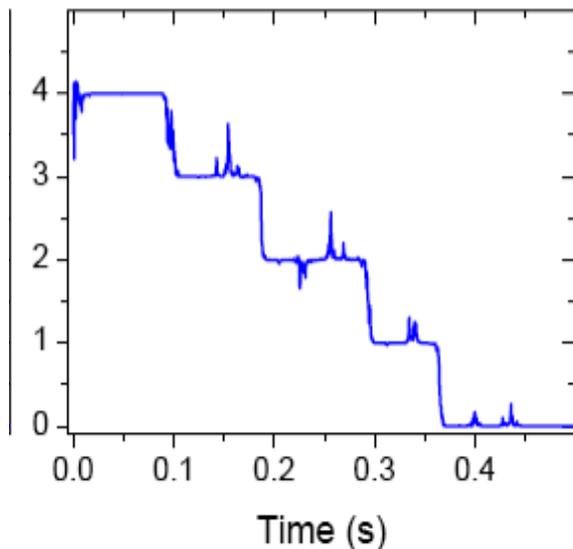
Kuhn et al, PRL, 89, 067901 (2002) J.McKeever et al, Science, 303, 1992 (2004)
M. Hijlkema et al, arXiv:quant-ph/0702034 (2007)

Atomes de Rydberg et cavités micro-ondes: les expériences du LKB-Collège de France

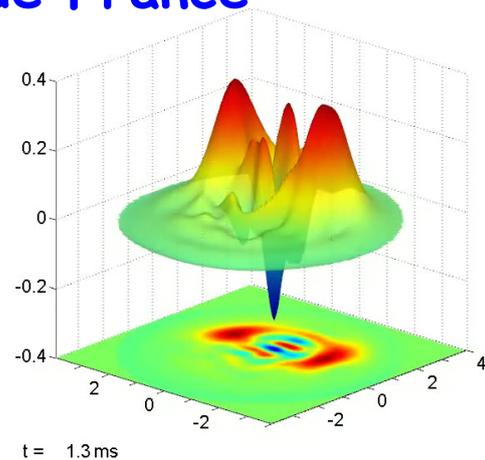
Les atomes de Rydberg traversant la cavité un à un comptent le nombre de photons de façon non-destructive et préparent des états "chats de Schrödinger" photoniques. Les expériences exploitent le "light shift" produit par un seul photon sur les niveaux d'énergie des atomes et le déphasage induit sur le champ de la cavité par un seul atome (voir cours antérieurs)



Quelques résultats des expériences LKB-Collège de France

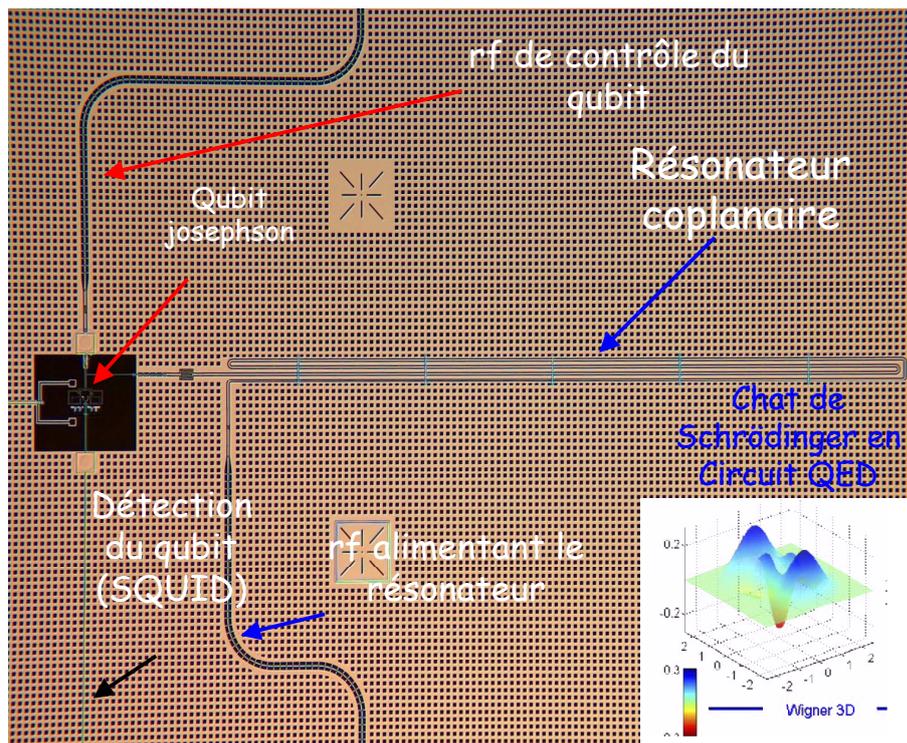


Comptage non destructif de photons piégés et observation des sauts quantiques du champ s'échappant de la cavité (ici, de 4 à 0 photons)



Chat de Schrödinger de quelques photons (superpositions d'états de phase différentes) induit par un seul atome traversant la cavité et reconstruit grâce aux informations données par des atomes "sondes" se succédant ensuite dans la cavité. Etude expérimentale de la décohérence

Electrodynamique en cavité avec des atomes artificiels: Circuit QED (UCSB-Yale-etc..)



Le circuit Josephson se comporte comme un système à deux niveaux de grand moment dipolaire (équivalent à l'atome de Rydberg). Il est couplé de façon capacitive au résonateur coplanaire jouant le rôle de cavité. Expériences analogues à CQED (comptage de photons, chats de Schrödinger...)

IV-E. Intrication et information quantique

Une des motivations des recherches sur le contrôle des particules quantiques est de développer des méthodes de traitement quantique de l'information en communication (cryptographie) et en calcul (ordinateur, simulateurs quantiques). Superposition d'états et d'intrication jouent un rôle essentiel dans cette physique. Les cours passés ont largement couvert ces domaines. Rappelons ici un peu d'histoire et des résultats importants.

L'intrication (non-séparabilité de l'état d'un système quantique formé de deux parties) est un concept quantique fondamental. Appliqué à des particules créées dans un état intriqué et se séparant ensuite dans l'espace, ce concept conduit à celui de la non-localité quantique, analysé dans le fameux papier EPR. Le critère de non-localité exprimé quantitativement par les inégalités de Bell, a été testé par J. Clauser et A. Aspect dans les années 1970-1980 sur des paires de photons créés par cascades de fluorescence atomique.

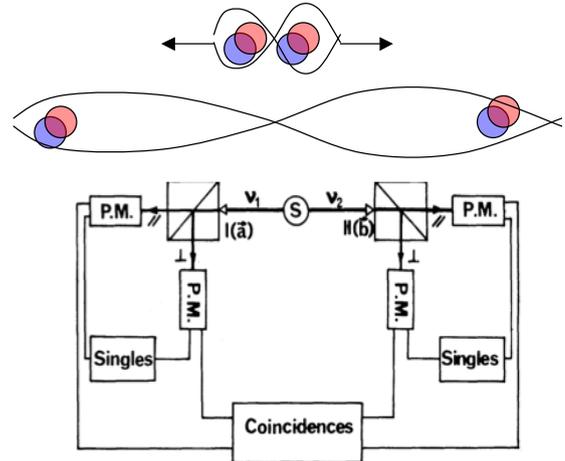


Schéma de l'expérience d'Aspect (PRL, 49, 91 (1982))

Inégalités de Bell et non-localité

Suite de mesures bivaluées ($\varepsilon = \pm 1$) sur 2 systèmes (A) et (B) de 4 quantités a, a' (pour A) et b, b' (pour B). A chaque réalisation on mesure a ou a' sur (A) et b ou b' sur (B). En admettant (hypothèse des variables cachées) que ces 4 quantités sont définies (quoi qu'inconnues) avant chaque mesure, on peut leur assigner les valeurs $\varepsilon_a, \varepsilon_{a'}, \varepsilon_b, \varepsilon_{b'}$. Après un grand nombre de mesures, on considère la moyenne:

$$\langle \Sigma \rangle = \langle (\varepsilon_a - \varepsilon_{a'})\varepsilon_b + (\varepsilon_a + \varepsilon_{a'})\varepsilon_{b'} \rangle = \langle \varepsilon_a \varepsilon_b \rangle - \langle \varepsilon_{a'} \varepsilon_b \rangle + \langle \varepsilon_a \varepsilon_{b'} \rangle + \langle \varepsilon_{a'} \varepsilon_{b'} \rangle$$

L'hypothèse des variables cachées conduit aux inégalités:

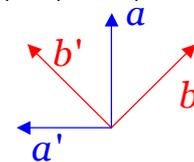
$$-2 \leq \langle \Sigma \rangle \leq 2$$

qui sont contredites par la physique quantique si on effectue les mesures sur l'état de Bell de deux spins (+ et -: états propres de σ_z):

$$|\Psi_{AB}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|+_A, +_B\rangle + |-_A, -_B\rangle \right]$$

en choisissant pour a, a' et b, b' les composantes de spin $\sigma_a, \sigma_{a'}, \sigma_b, \sigma_{b'}$ indiquées sur la figure. La théorie quantique donne en effet:

$$\langle \Sigma_Q \rangle = \langle \sigma_a^A \sigma_b^B \rangle - \langle \sigma_{a'}^A \sigma_b^B \rangle + \langle \sigma_a^A \sigma_{b'}^B \rangle + \langle \sigma_{a'}^A \sigma_{b'}^B \rangle = 2\sqrt{2}$$



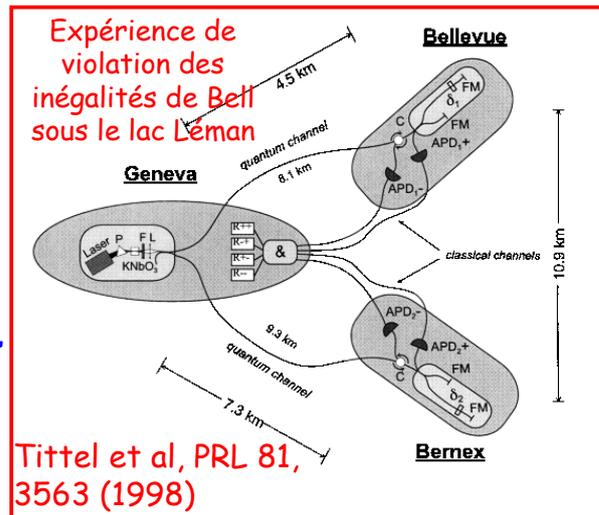
A. Aspect et al ont mesuré la somme de corrélations $\langle \Sigma_Q \rangle$ sur des paires de photons intriqués séparés de plusieurs mètres et émis dans une cascade atomique (composante des "spins" remplacée par polarisation des photons). Ils ont trouvé $\langle \Sigma_Q \rangle = 2,70 \pm 0,05$, violant largement les inégalités de Bell et prouvant la non-localité quantique.

Cryptographie quantique (A. Ekert-1991)

Tests de violation des inégalités de Bell sur paires de photons séparées de dizaines de kms par plusieurs groupes (Genève, Vienne...). Les photons intriqués créés dans un cristal non linéaire par un processus paramétrique n'ont pas d'état quantique individuel avant d'être mesurés (seul l'état quantique global existe). Le résultat des mesures effectuées à grande distance sont aléatoires mais corrélés: ils donnent une suite de 0 et de 1 identiques pouvant être utilisés comme clé cryptographique inviolable. Les paires intriquées peuvent aussi servir pour la téléportation quantique.

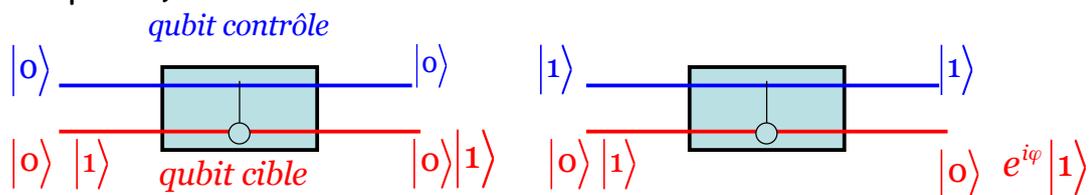
Pas de clé se propageant entre partenaires échangeant les paires de photons et donc pas de possibilité d'espionnage. Toute tentative d'intercepter un photon pour extraire de l'information détruit les corrélations et est détectable. Une autre version de cryptographie quantique, inventée par Bennet et Brassard en 1984, ne fait pas appel explicitement à l'intrication, mais possède des propriétés équivalentes.

(conférence d'A. Zeilinger le 1/04/2015)



Portes quantiques avec des qubits atomiques

Qubit (bit quantique) codé dans un système à deux niveaux (atome neutre, ion, photon, atome artificiel). Couplage conditionnel réalisant l'opération (porte de phase):



Cette porte crée de l'intrication maximale pour $\varphi=\pi$:

$$\frac{1}{2}(|0\rangle + |1\rangle) \otimes (|0\rangle + |1\rangle) \xrightarrow{\text{porte } \varphi=\pi} \frac{1}{2}[|0\rangle(|0\rangle + |1\rangle) + |1\rangle(|0\rangle - |1\rangle)]$$

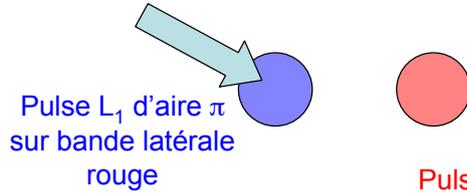
Elle peut être transformée en porte générale "contrôle U" en la combinant à des opérations unitaires à un qubit. La porte contrôle U laisse le qubit contrôle invariant et applique l'opération unitaire U au qubit cible ssi le contrôle est dans 1. Par combinaison de portes, on peut en principe réaliser n'importe quelle opération unitaire sur un ensemble de qubits.

Physiquement, les portes atomiques sont réalisées en couplant l'évolution interne des qubits à leur état externe (voir exemple page suivante).

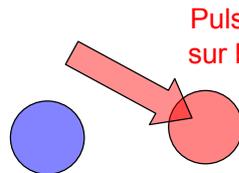
Porte quantique entre deux ions



Chaque ion possède 2 états (g, e) codant le qubit et un niveau auxiliaire i . Les transitions $g \rightarrow e$ sont en polarisation π et $g \rightarrow i$ en σ . Les ions vibrent ensemble dans le piège (mode du centre de masse).

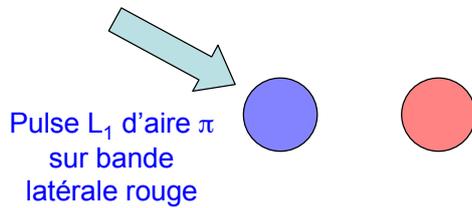


$$\begin{aligned} |g_A, g_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, g_B; 0\rangle; |e_A, g_B; 0\rangle \rightarrow |g_A, g_B; 1\rangle \\ |g_A, e_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, e_B; 0\rangle; |e_A, e_B; 0\rangle \rightarrow |g_A, e_B; 1\rangle \end{aligned}$$



rouge

$$\begin{aligned} |g_A, g_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, g_B; 0\rangle; |g_A, g_B; 1\rangle \rightarrow -|g_A, g_B; 1\rangle \\ |g_A, e_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, e_B; 0\rangle; |g_A, e_B; 1\rangle \rightarrow |g_A, e_B; 1\rangle \end{aligned}$$

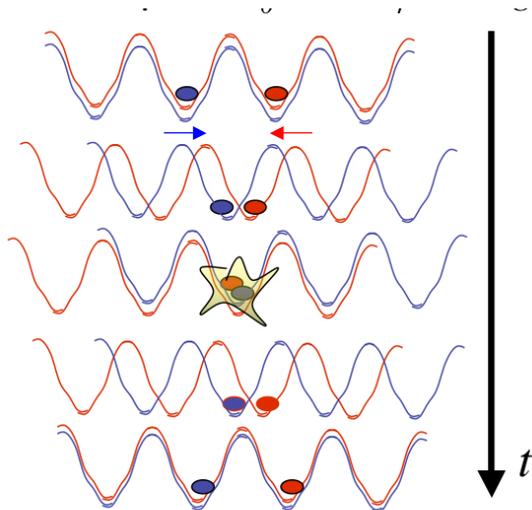


$$\begin{aligned} |g_A, g_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, g_B; 0\rangle; -|g_A, g_B; 1\rangle \rightarrow |e_A, g_B; 0\rangle \\ |g_A, e_B; 0\rangle &\rightarrow |g_A, e_B; 0\rangle; |g_A, e_B; 1\rangle \rightarrow -|e_A, e_B; 0\rangle \end{aligned}$$

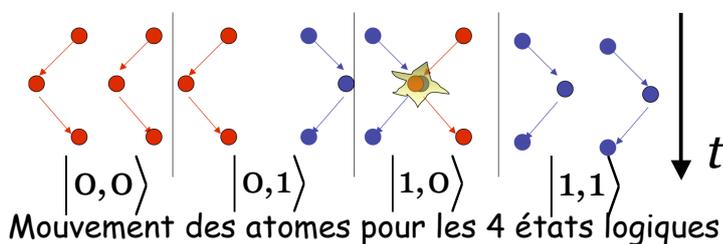
Porte Cirac-Zoller réalisée par R.Blatt et al (Innsbruck).

Porte de phase dans laquelle le mode de vibration a servi de catalyseur (revient dans l'état $|0\rangle$ initial). L'état i n'est jamais peuplé.

Porte collisionnelle entre deux atomes neutres piégés



Les atomes dans 2 états internes (codant le qubit) sont piégés par des champs lumineux de polarisations différentes qui sont translatés l'un vers l'autre pour confondre les pièges des deux qubits. L'interaction pendant la collision, de durée variable, déphase l'état d'un angle φ ajustable. Les atomes sont ensuite ramenés à leur position initiale.



Les translations rapprochent les deux qubits dans un puits unique ssi le qubit de gauche est dans l'état bleu et le qubit de droite dans le rouge: encore une porte de phase

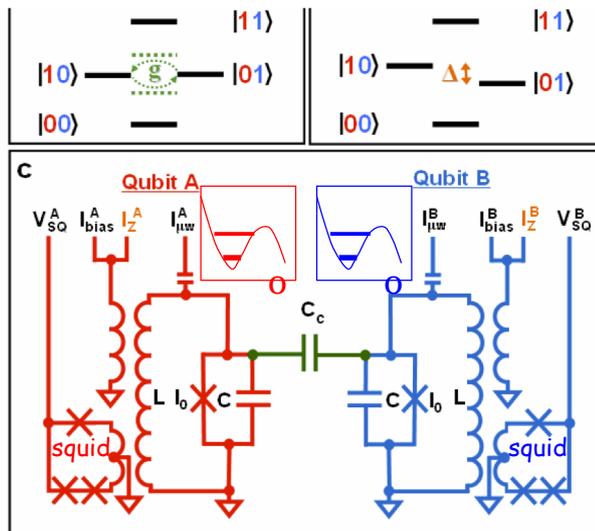
Idee par Groupe Cirac-Zoller (1998)

Porte quantique en Circuit QED

Les deux qubits sont couplés par la capacité C et peuvent être mis en résonance en déplaçant leurs fréquences grâce à des courants de contrôle (bias currents). En maintenant la résonance pendant le temps d'une impulsion $\pi/2$, on mélange les états $|10\rangle$ et $|01\rangle$ des qubits, sans affecter $|00\rangle$ et $|11\rangle$.

On réalise ainsi une porte dite $\sqrt{\text{swap}}$ qui peut être transformée en porte de phase ou CNOT par des opérations unitaires à un qubit. La transformation unitaire réalisée par cette porte (dans la base des états logiques) s'écrit:

Des circuits logiques de quelques portes réalisant des algorithmes simples ont été démontrés avec ce type de système.

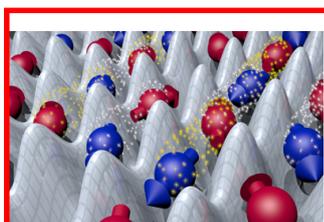


$$U_{\sqrt{\text{swap}}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & -i/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Groupe J.Martinis, UCSB

Conclusion de la leçon 4: Simulateurs quantiques

L'ordinateur quantique serait constitué d'un ensemble de portes quantiques réalisant des algorithmes programmés. Difficultés liées à la décohérence. Nécessité de la corriger en codant un qubit logique dans un grand nombre de qubits physiques, opérant avec une grande fidélité. Nombreux problèmes pour l'instant non résolus.



Expérience de fermions froids dans réseau optique simulant le magnétisme quantique (D.Greif et al, Science 340, 1307 (2013))

L'alternative plus réaliste est la simulation quantique (d'après l'idée de Feynman-1982): réaliser avec des réseaux d'atomes froids ou des chaînes d'atomes ou de circuits supraconducteurs des systèmes à 2 niveaux couplés imitant des ensembles réels de spins dans la matière condensée. Possibilité de contrôler les interactions entre les particules (par ex. par résonance de Feshbach ou par effet tunnel entre puits) et de fabriquer des Hamiltoniens artificiels entre pseudo-spins dans des ensembles à 1,2 ou 3D. Dans le cas d'expériences avec atomes neutres froids, possibilité de générer des champs magnétiques artificiels produisant sur les atomes des pseudo forces de Lorentz. On place les atomes dans des champs lumineux présentant des gradients de phase et d'amplitude convenables couplant les états internes par des termes dépendant de la position des atomes (situations impliquant la phase de Berry et analogie avec l'effet Aharonov-Bohm -voir cours de J.Dalibard). Nombreuses possibilités et domaine de recherche en pleine expansion.