

Physique quantique - 2 Avril 2013

Cours 2012-2013: Quatrième Leçon

Comptage non destructif et contrôle du nombre de photons dans une cavité

Nous décrivons dans cette leçon des expériences de comptage non-destructif de photons (QND). Elles sont basées sur la mesure des déplacements d'énergie lumineux (light-shifts) induits sur des atomes de Rydberg traversant un à un la cavité. Ces expériences, qui nécessitent une cavité de très grand facteur Q , illustrent de façon idéale les principes de la mesure en physique quantique. Elles nous ont permis d'observer pour la première fois les sauts quantiques de la lumière.

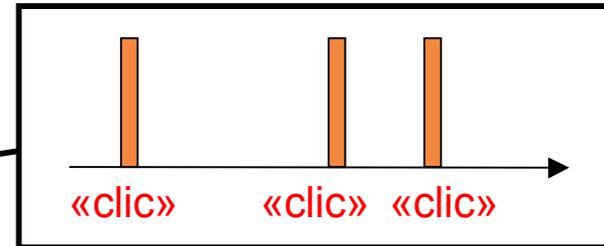
L'acquisition d'information QND partielle sur le nombre de photons, combinée à une injection contrôlée de champ dans la cavité, nous a permis de mettre en oeuvre des procédures de rétroaction quantique (quantum feedback) stabilisant dans la cavité des états de Fock à nombres de photon prédéterminés.

IV-A

Détection non destructive de photons et observation des sauts quantiques de la lumière

Comment l'interaction dispersive avec des atomes de Rydberg circulaires permet de compter des photons dans une cavité sans les détruire. Illustration des principes fondamentaux de la mesure quantique: projection de l'état du système sur un état propre de l'observable mesurée, caractère aléatoire du résultat, obtention du même résultat si la mesure est répétée. Observation des sauts quantiques de la lumière.

La détection usuelle des photons par effet photoélectrique: chronique d'une mort annoncée



$$1 \xrightarrow{\text{clic}} 0$$

Le clic « vide » le champ:

le photon meurt en livrant son message

Cette destruction n'est pas « fatale »: la physique quantique autorise une observation moins brutale!

Une mesure Quantique Non-Destructive (QND) réaliserait:

$$1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} 1 \xrightarrow{\text{clic}} \dots \xrightarrow{\text{clic}} 1 \quad ?$$

Il faut un détecteur transparent sensible à un seul photon...

...et une boîte gardant très longtemps les photons en vie

Quantum Nondemolition Measurement of Small Photon Numbers by Rydberg-Atom Phase-Sensitive Detection

M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre, J. M. Raimond, and N. Zagury^(a)

*Département de Physique de l'École Normale Supérieure, Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne,
24 rue Lhomond, F-75231 Paris CEDEX 05, France*

(Received 18 April 1990)

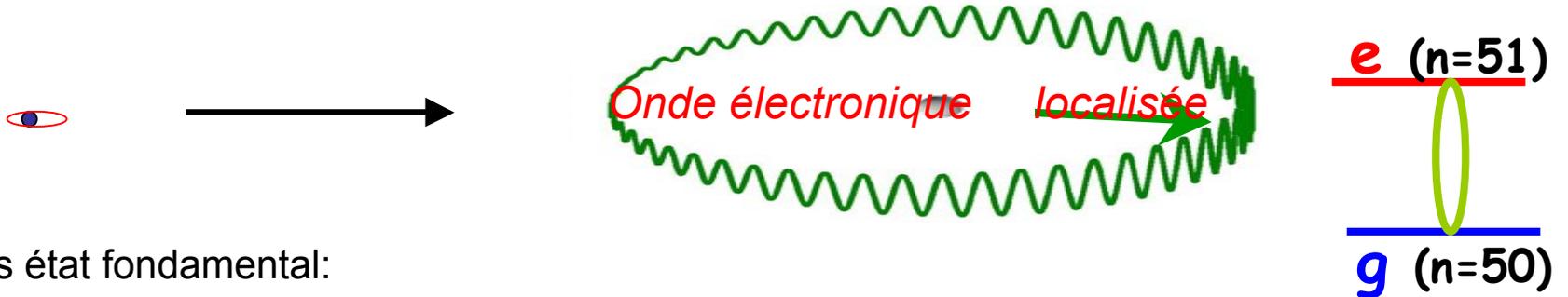
We describe a new quantum nondemolition method to monitor the number N of photons in a microwave cavity. We propose coupling the field to a quasis resonant beam of Rydberg atoms and measuring the resulting phase shift of the atom wave function by the Ramsey separated-oscillatory-fields technique. The detection of a sequence of atoms reduces the field into a Fock state. **With realistic Rydberg atom-cavity systems, small-photon-number states down to $N=0$ could be prepared and continuously monitored.**

un projet à très long terme!

Les atomes de Rydberg traversant la cavité sont de petites horloges atomiques ultra-sensibles à la lumière (micro-onde). La détection du retard de ces horloges permet de compter les photons un à un...

Un détecteur ultra-sensible: l'atome de Rydberg circulaire

Atome dans état de Rydberg:
électron sur orbite géante de
1 dixième de micron de diamètre



Atome dans état fondamental:
électron sur orbite de
diamètre de l'ordre d'un
dix-millième de micron

*L'électron est localisé sur son orbite
par une impulsion micro-onde
superposant deux états de Rydberg
voisins e et g*

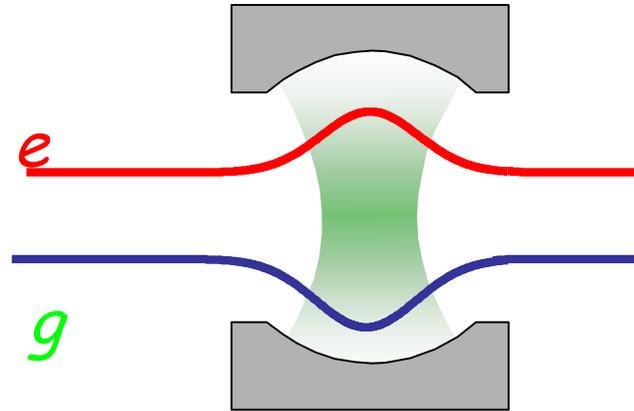
Le paquet électronique localisé tourne autour du noyau à la
fréquence de transition entre les deux états (51 GHz)
comme une aiguille d'horloge sur un cadran.

**En présence de photons non-résonnants, cette fréquence
est légèrement modifiée, ce qui retarde l'horloge**



Déplacements d'énergie induits par lumière non-résonnante (Light-shifts) (Cohen-Tannoudji, 1961)

Un *atome non-résonnant* subit un *light-shift* linéaire en nombre de photon n , avec signes opposés dans les niveaux e et g

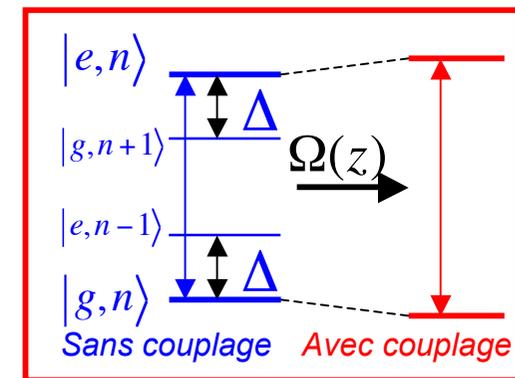


Couplage $\Omega(z)$ et light shifts sont des fonctions Gaussiennes de la position z de l'atome dans C

Les déplacements d'énergie des états e et g en présence de n photons non-résonnants sont donnés par la formule de perturbation dépendant du temps:

$$\bar{E}_{e,n} - E_{e,n} = \frac{|\langle e,n | V(z) | g,n+1 \rangle|^2}{E_{e,n} - E_{g,n+1}} = + \frac{\hbar \Omega^2(z)}{4\Delta} (n+1)$$

$$\bar{E}_{g,n} - E_{g,n} = \frac{|\langle g,n | V(z) | e,n-1 \rangle|^2}{E_{g,n} - E_{e,n-1}} = - \frac{\hbar \Omega^2(z)}{4\Delta} (n)$$



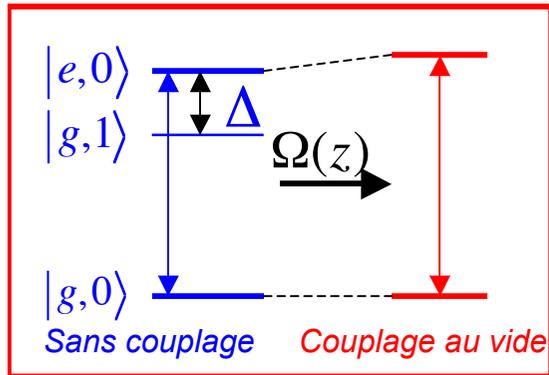
La fréquence atomique dépend de z et de n :

$$\bar{\omega}_{eg}(z,n) = \frac{\bar{E}_{e,n} - \bar{E}_{g,n}}{\hbar} = \omega_{eg} + \frac{\Omega^2(z)}{2\Delta} \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

Le Lamb-shift dans la cavité

$$\bar{\omega}_{eg}(z, n) = \frac{\bar{E}_{e,n} - \bar{E}_{g,n}}{\hbar} = \omega_{eg} + \frac{\Omega^2(z)}{2\Delta} \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

Light-shift Lamb-shift



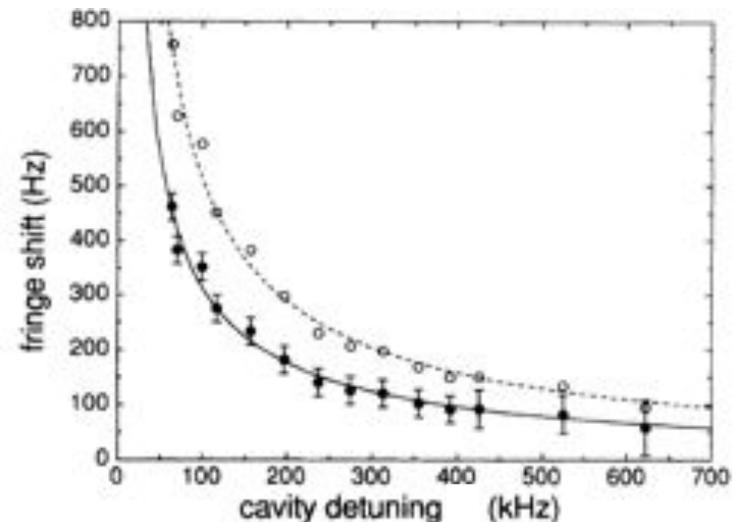
$$\bar{\omega}_{eg}(z, n=0) - \omega_{eg} = \frac{\Omega^2(z)}{4\Delta}$$

En absence de photons, la fréquence atomique est déplacée (Lamb-shift induit par le vide dans C): *le niveau e est « renormalisé » par emission et absorption virtuelle de photon. g est non perturbé.*

Lamb-shift mesuré par interférométrie Ramsey, en variant Δ

Déplacement des franges de Ramsey (en Hz) en fonction de Δ . L'interfrange, 3200 Hz, correspond à un déphasage du dipôle atomique de 2π radians. Cercles vides: déplacements mesurés en présence du champ thermique résiduel dans C ($n_{\bar{r}}=0.32$); cercles pleins: déplacements corrigés des effets thermiques (Lamb-shift du vide). Les courbes sont théoriques.

Brune et al, Phys.Rev.Lett.72, 3339 (1994)



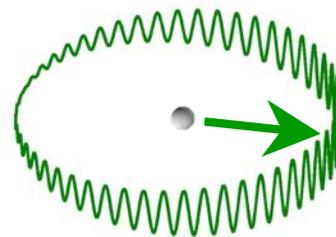
Le déphasage par photon du dipôle atomique

$$\bar{\omega}_{eg}(z, n) = \frac{\bar{E}_{e,n} - \bar{E}_{g,n}}{\hbar} = \omega_{eg} + \frac{\Omega^2(z)}{2\Delta} \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

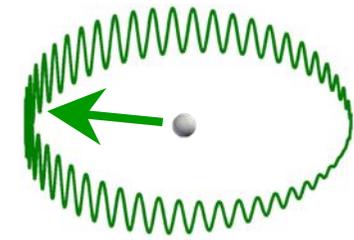
$$\Delta\varphi(n) - \Delta\varphi(0) = n \int \frac{\Omega^2(z)}{2\Delta} \frac{dz}{v} = n\varphi_0$$

Le dipôle de l'atome traversant la cavité subit un déphasage additionnel (à celui du Lambshift) proportionnel à n .
Le déphasage induit par le vide est égal à celui d'un demi-photon.

φ_0 : le déphasage par photon peut atteindre la valeur π



0 photon



1 photon

États comparés du dipôle après traversée de C , suivant qu'il y a 0 ou 1 photon (pour $\varphi_0 = \pi$)

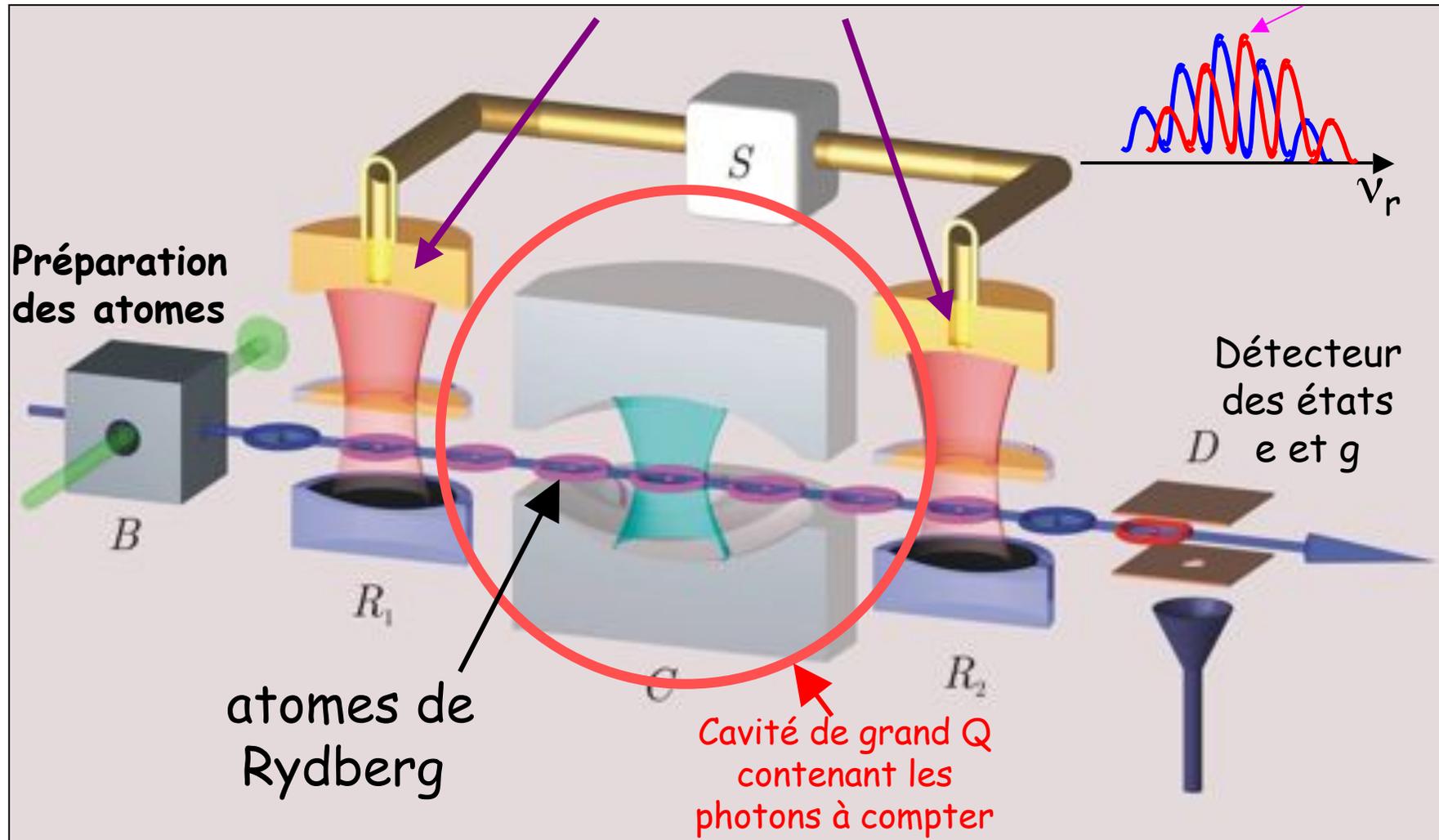
Mesurer $\Delta\varphi$ réalise un comptage non-destructif des photons

Compter les photons avec une horloge atomique

La lumière, piégée dans une cavité à l'intérieur de l'horloge, modifie, sans être absorbée, la fréquence de rotation de « l'électron-aiguille »

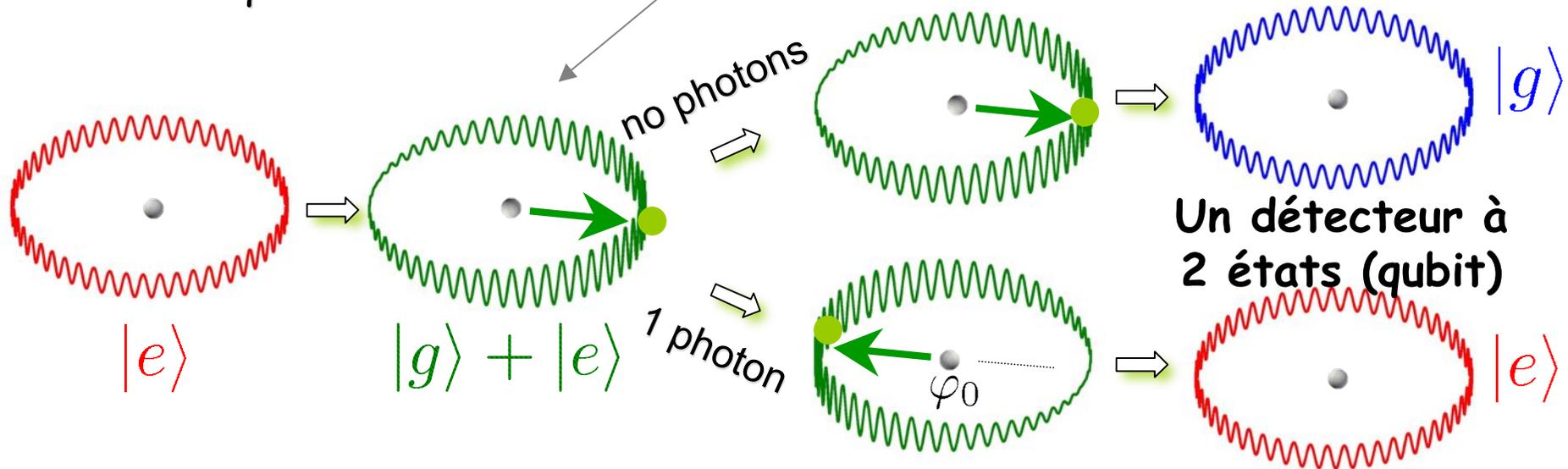
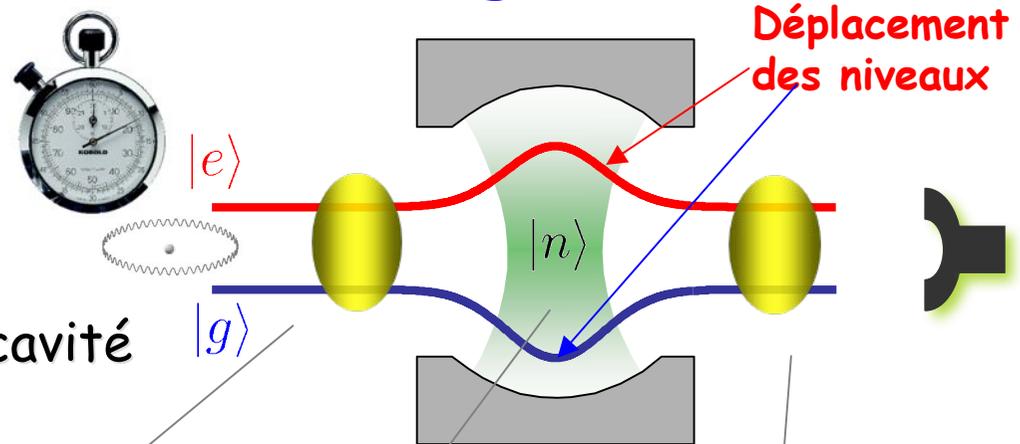
Impulsions micro-onde localisant l'électron sur son orbite puis détectant sa position

Accorder ici



Mesure de la phase de l'horloge ($n=0$ ou 1)

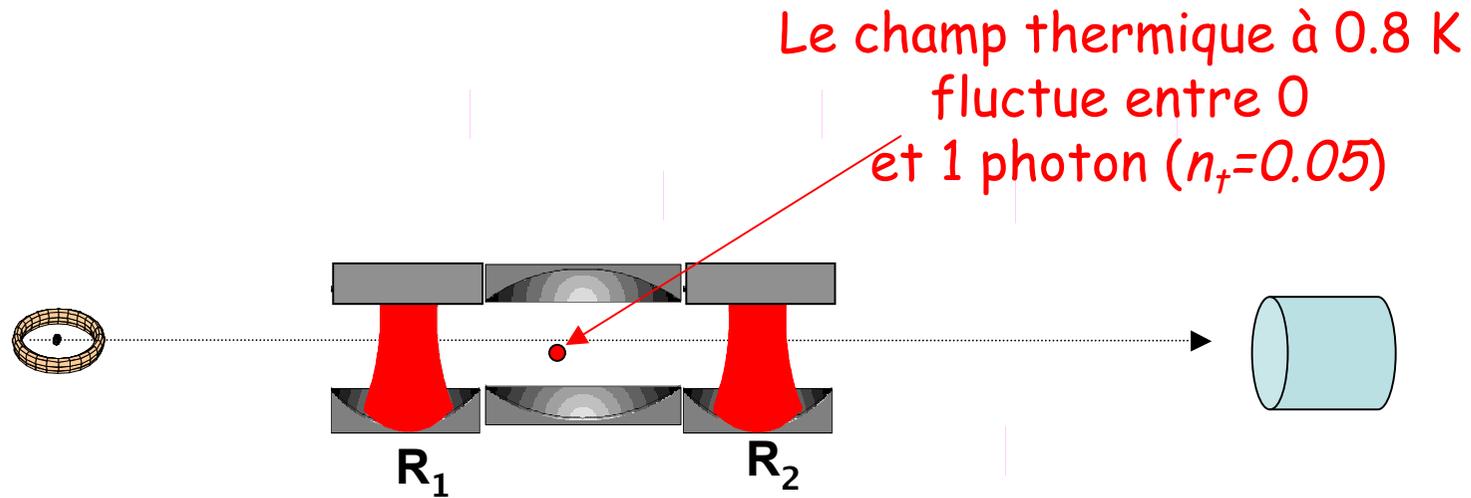
1. Déclenchement de l'horloge:
Impulsion micro-onde
2. Déphasage de l'horloge:
interaction avec le champ de la cavité
3. Mesure de l'horloge:
Seconde impulsion et détection de l'état atomique



Déphasage par photon $\varphi_0 = \pi$

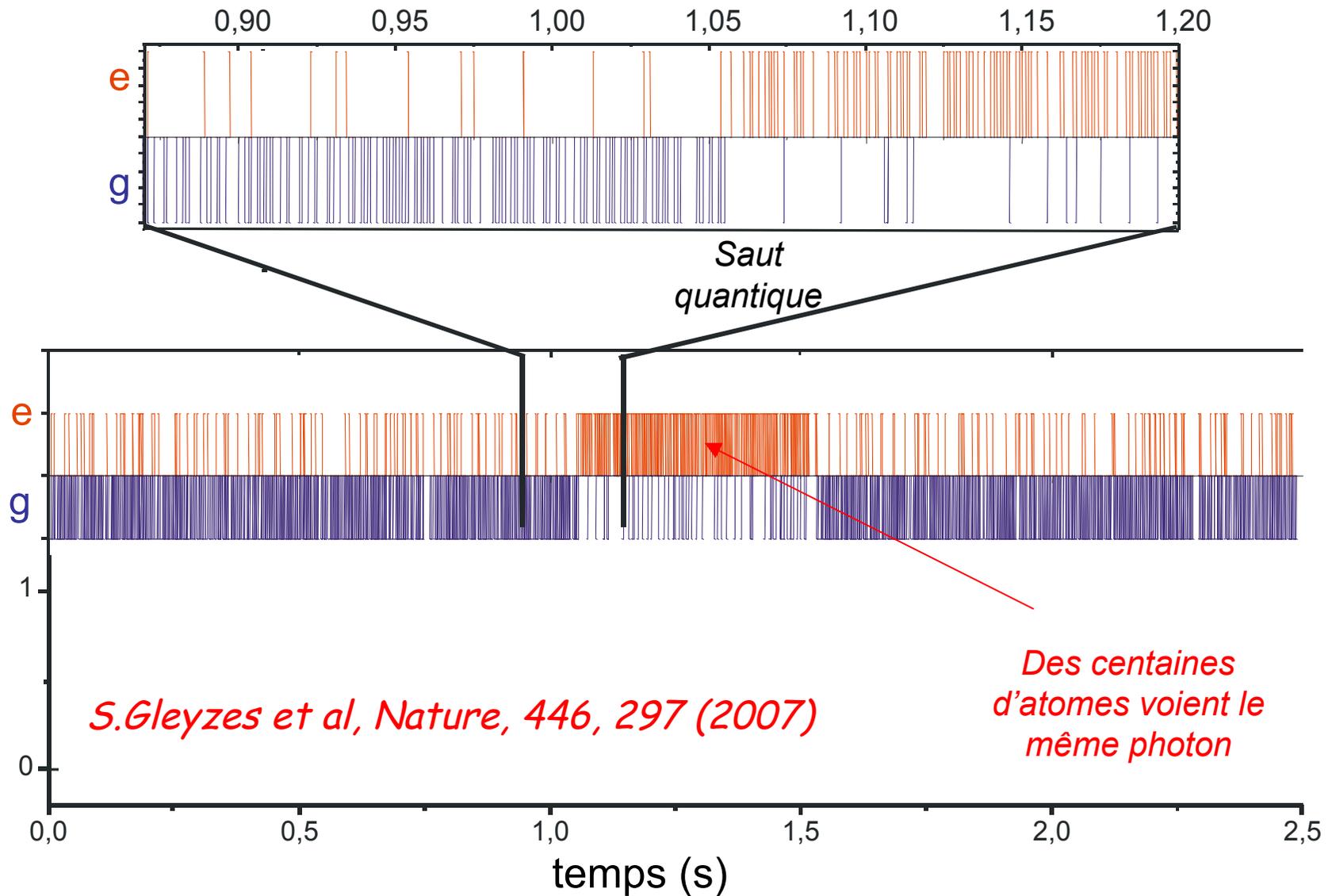
Etat atomique (e/g) corrélé au nombre de photons ($1/0$)

Mesure répétée d'un petit champ thermique (cavité à $T=0.8\text{K}$)

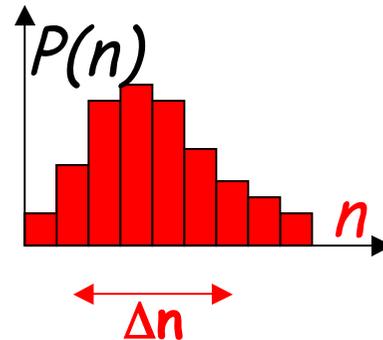
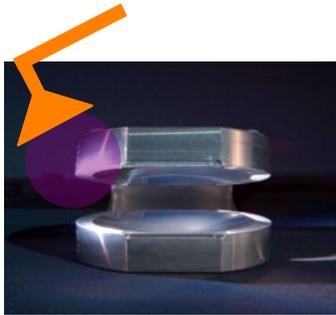


e ou *g*?

Naissance, vie et mort d'un photon



Mesure QND d'un nombre de photons arbitraire: projection progressive du champ



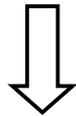
Un état cohérent
(état de Glauber)
a un nombre de
photons incertain:
 $\Delta n \Delta \phi \geq 1/2$
(Heisenberg)

Un petit champ cohérent avec une distribution de Poisson ($0 \leq n \leq 7$) est initialement injecté dans la cavité et le nombre de photons est « lu » de façon QND par une succession d'atomes « horloges »...

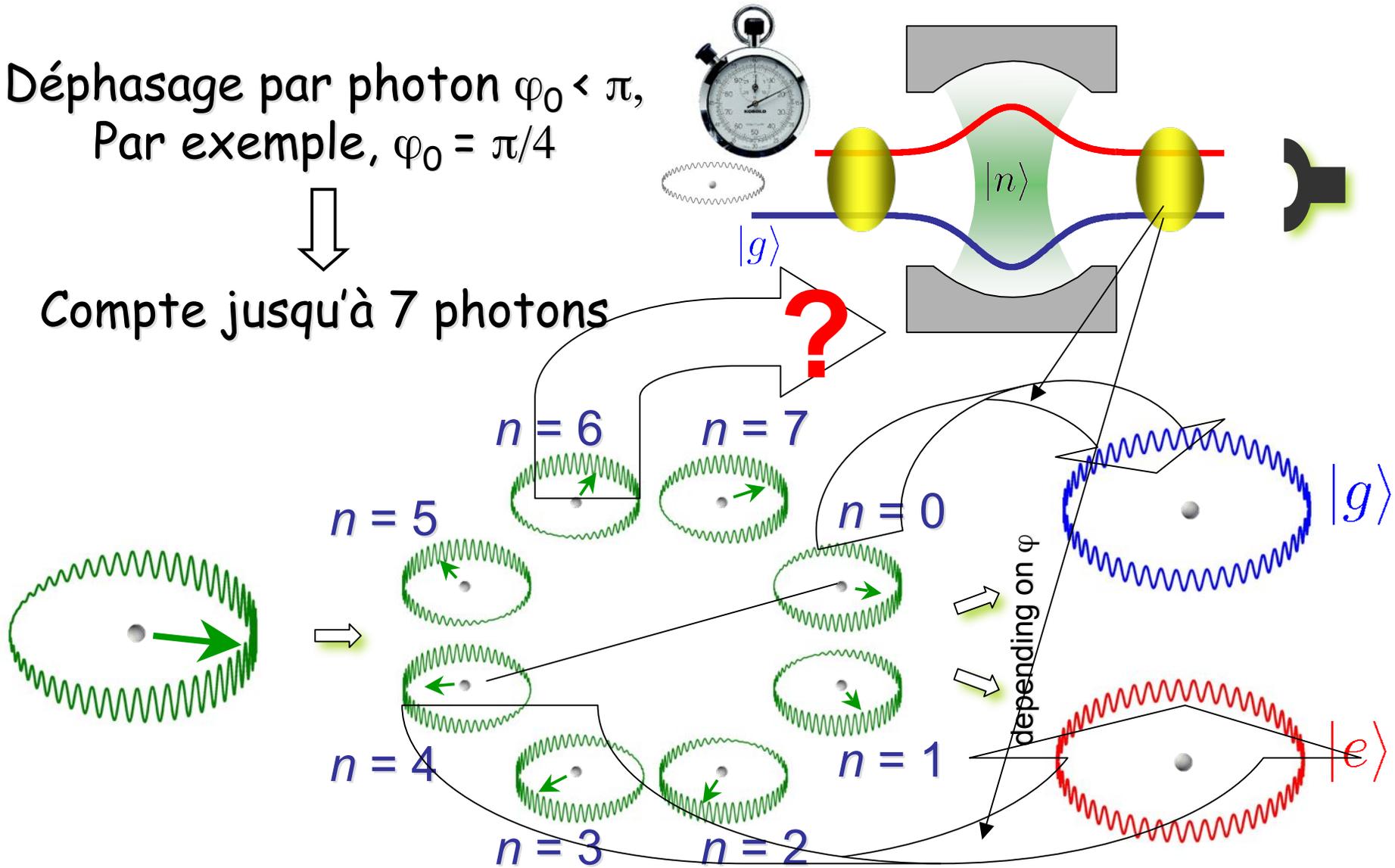
L'expérience illustre sur la lumière les trois postulats de la mesure: projection de l'état du champ, statistique des résultats, répétabilité de la mesure...

Compter n photons

Déphasage par photon $\varphi_0 < \pi$,
Par exemple, $\varphi_0 = \pi/4$

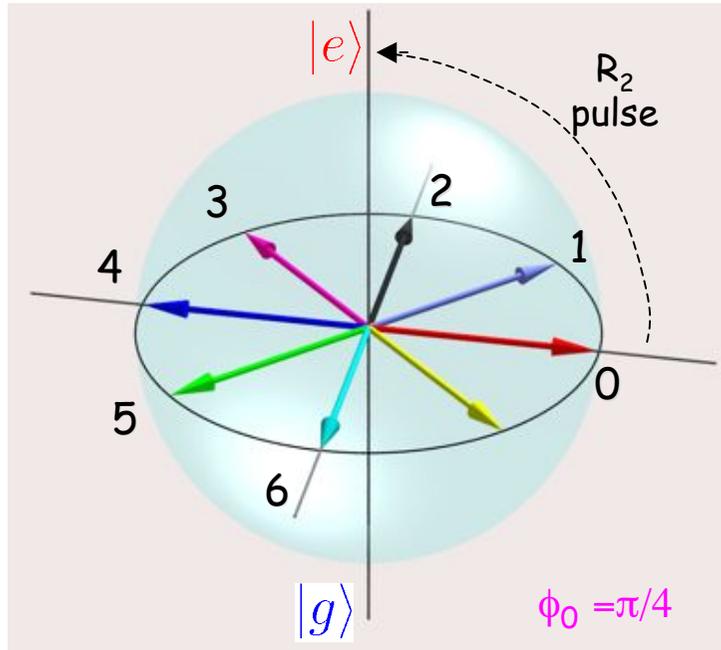


Compte jusqu'à 7 photons



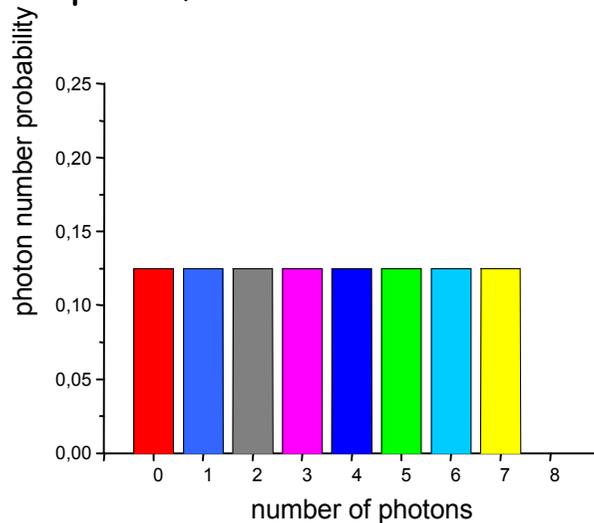
La mesure donne une information binaire et ne permet pas de distinguer avec un seul atome plus de 2 nombres de photons...

Information obtenue en détectant un atome

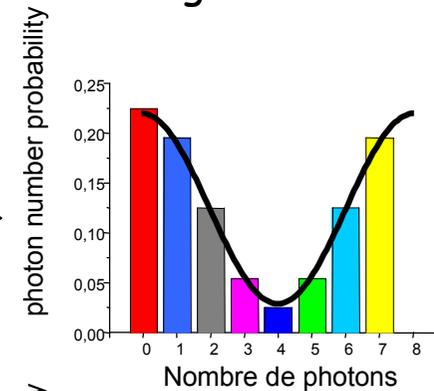


Détecter un atome avec une différence de phase donnée entre les deux pulses de l'interféromètre revient à choisir la direction de détection de la superposition d'états atomiques (analogue à un spin). Après détection, le nombre de photons pour lequel la probabilité de trouver le résultat obtenu est nulle se trouve supprimé dans la distribution (argument **Baysien**). De façon générale, les probabilités associées aux différents nombres de photons sont multipliées par une fonction sinusoidale (fonction "frange" de l'interféromètre).

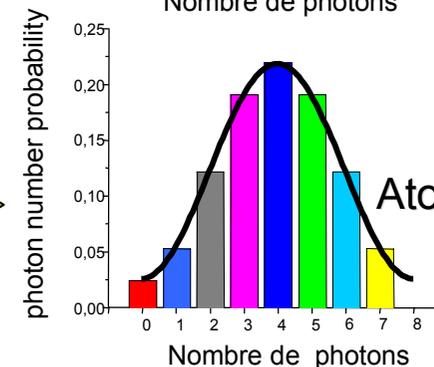
A priori, aucune information sur n



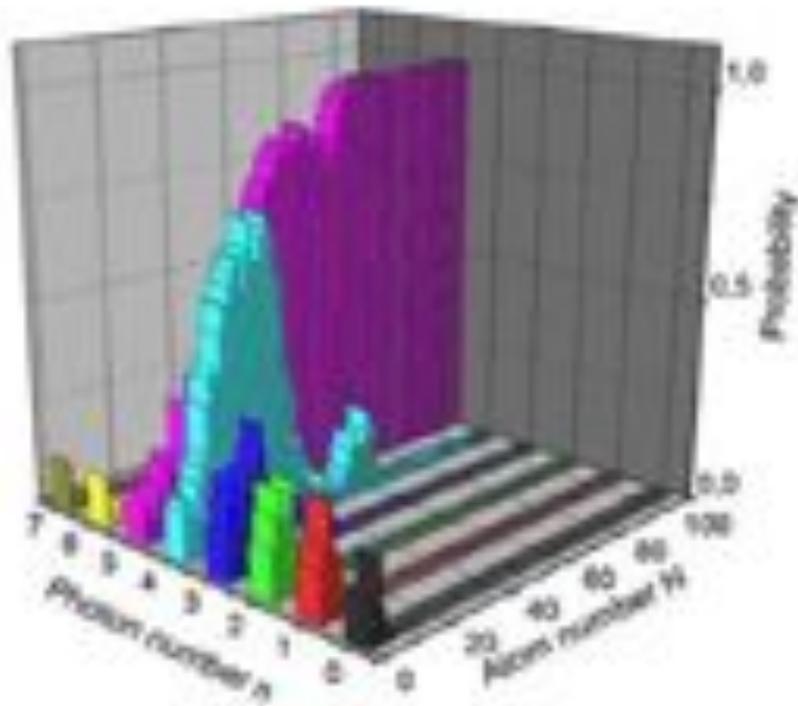
Pour obtenir plus d'information, il faut envoyer une séquence d'atomes en un temps court devant T_c



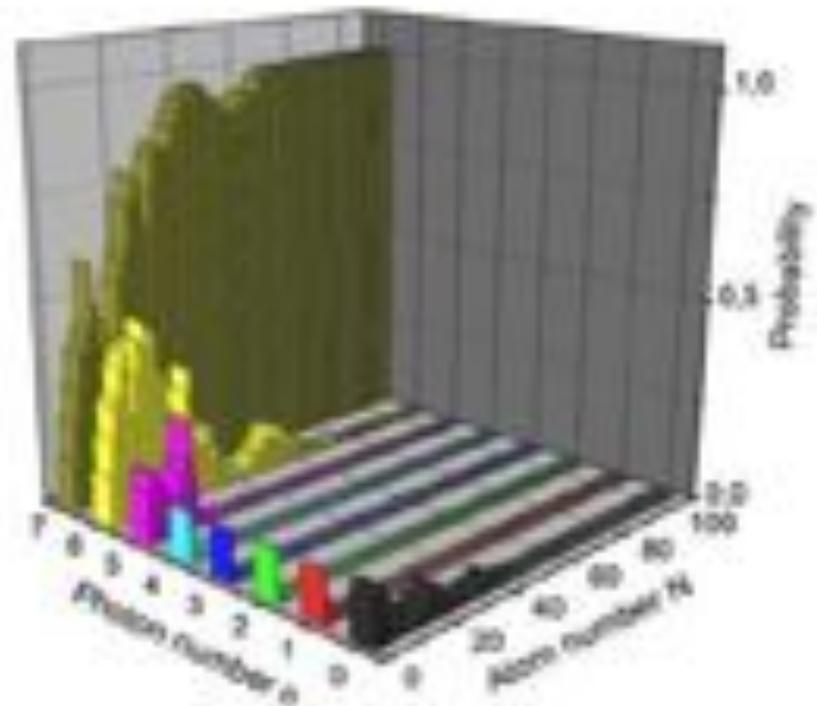
Atome dans $|e\rangle$



Atome dans $|g\rangle$



Convergence vers $n=5$



Convergence vers $n=7$

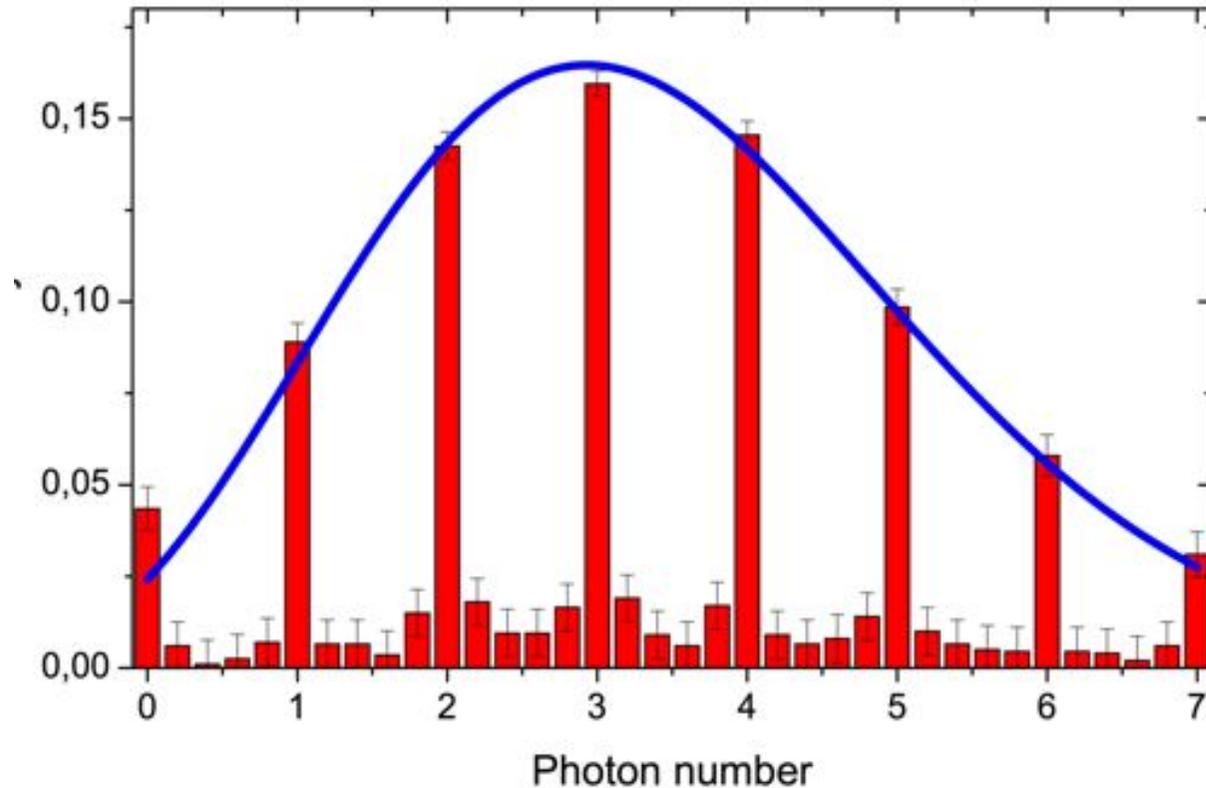
Projection progressive du champ sur un état de Fock induite par la méthode de comptage QND : évolution de la distribution de probabilité inférée du nombre de photons en fonction du nombre d'atomes détectés dans deux réalisations de la mesure sur le même champ cohérent initial.

C.Guerlin et al, Nature, 448, 889 (2007)

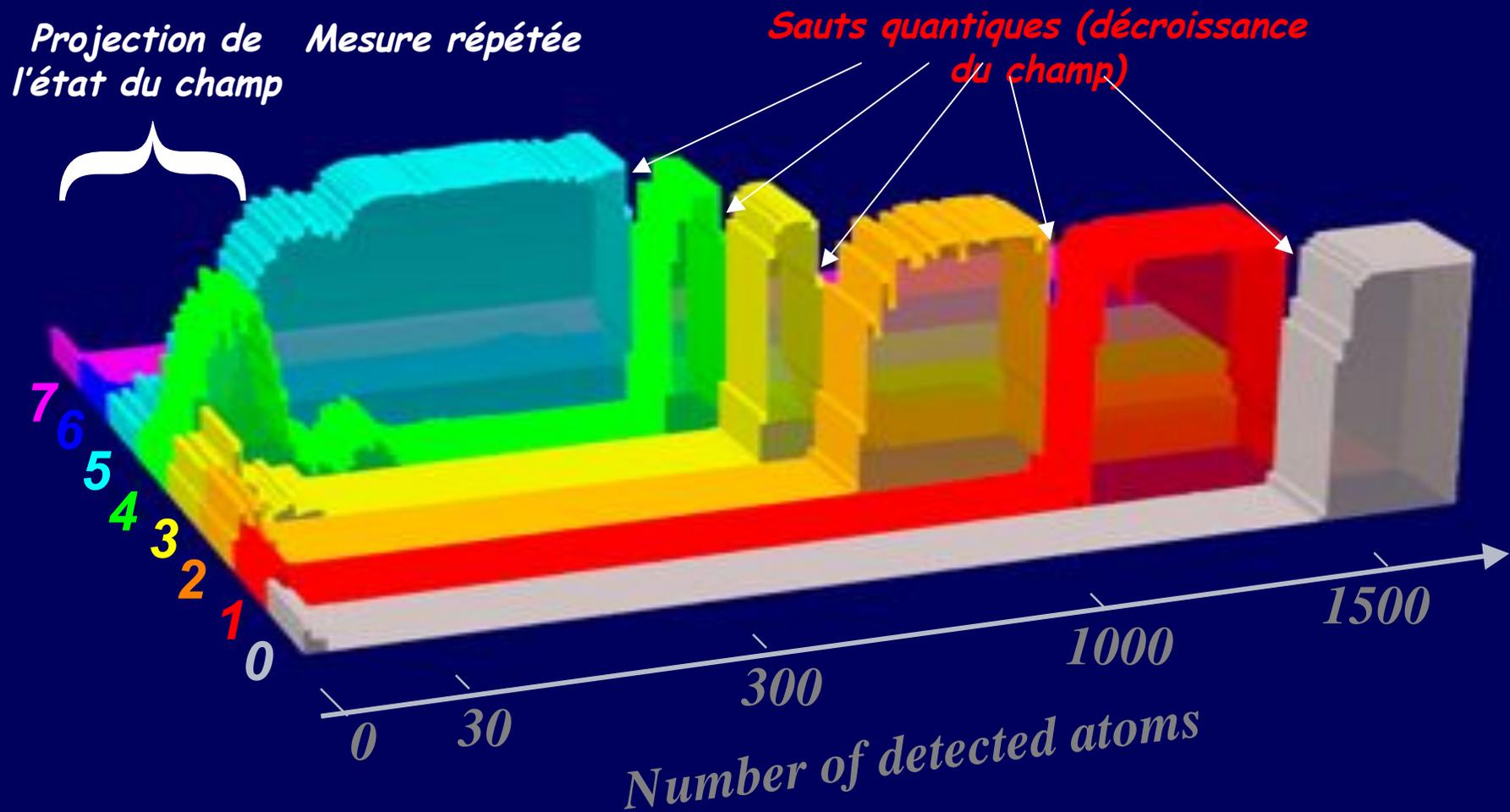
Analyse statistique de 2000 séquences: histogramme des nombres de photons obtenus

Un champ
cohérent a une
**distribution de
Poisson** du
nombre de
photons.

La mesure de n
ne dit rien des
cohérences
quantiques entre
états n et n' , qui
décrivent la
phase du champ
(voir Leçon 5)

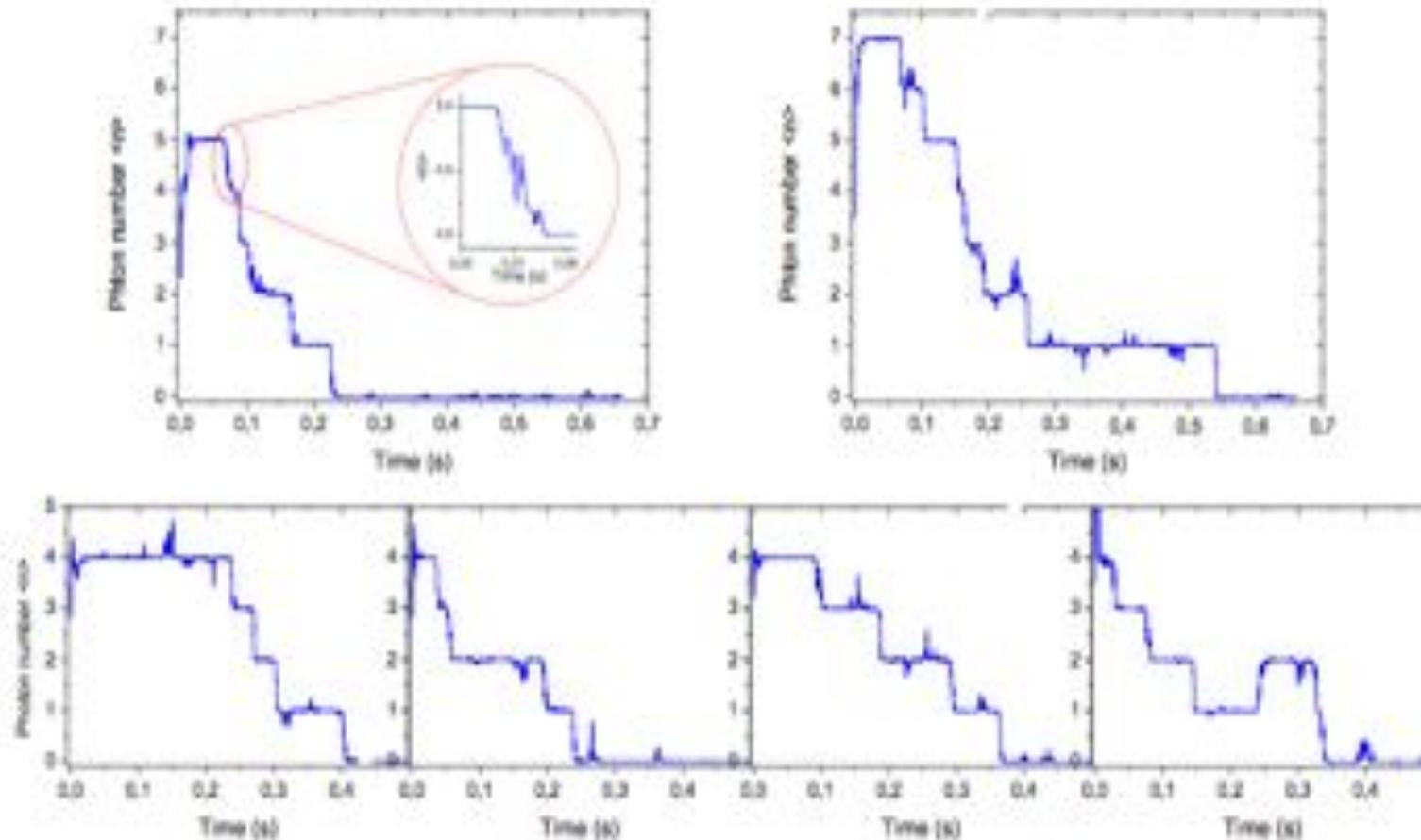


Evolution de la distribution de probabilité du nombre de photons au cours d'une longue séquence de mesure



Réalisation d'une "trajectoire" du champ

Trajectoires de nombres de photons

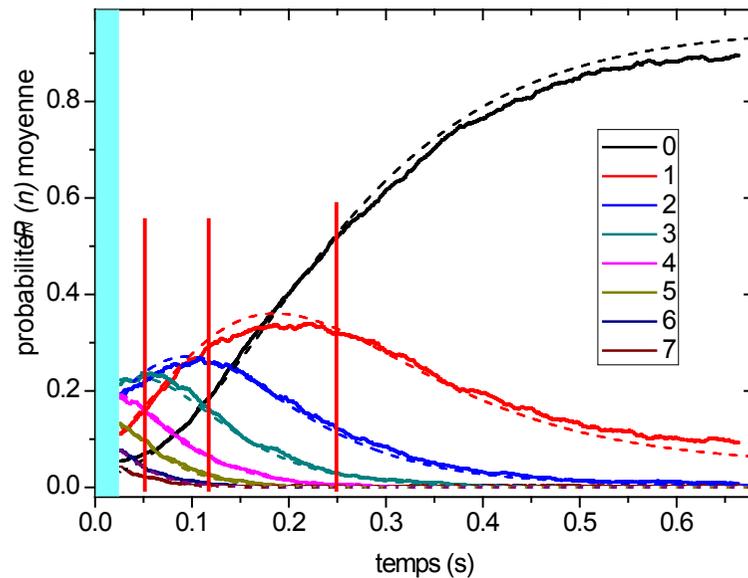


Quatre trajectoires après projection dans $n=4$

Un processus aléatoire (la durée des marches fluctue et seule leur statistique est prédictible). L'incertitude sur la durée de vie des photons est liée à celle sur la fréquence du champ (Heisenberg). Voir Brune, Bernu, Deléglise, Sayrin, Guerlin, Dotsenko, Raimond & Haroche, Phys.Rev.Lett. 101, 240402 (2008))

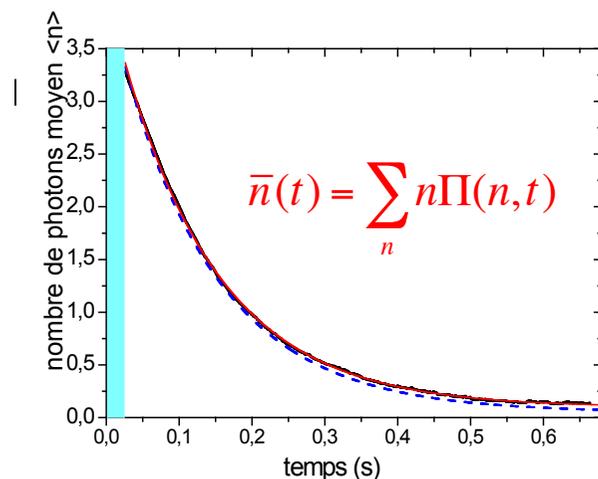
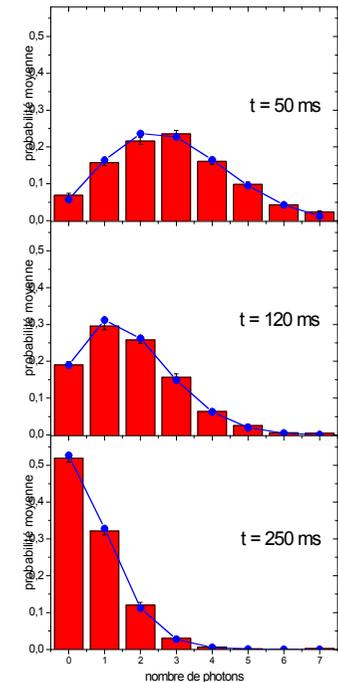
Une analyse statistique des trajectoires: évolution du champ

Analyse d'un *ensemble de trajectoires* partant du même état cohérent et reconstruction de la probabilité $\Pi(n,t)$, de trouver n photons à l'instant t (à n pas confondre avec la probabilité inférée $P_i^{(N)}(n)$ du nombre de photons après détection de N atomes sur une seule réalisation).



A gauche: Les $\Pi(n)$ ($n=0$ à 7) en fonction de t pour un état cohérent initial avec $\langle n \rangle = 3.5$. Traits pleins: expérience, pointillés: théorie. La barre bleue à $t=0$ indique le temps de la mesure QND initiale.

A droite: Histogrammes $\Pi(n)$ aux temps indiqués par les 3 lignes verticales de la figure de gauche. Traits bleus: théorie. La distribution du nombre de photons reste Poissonnienne au cours de l'amortissement du champ. L'expérience montre que l'état de Fock $|n\rangle$ a une durée de vie T_c/n .



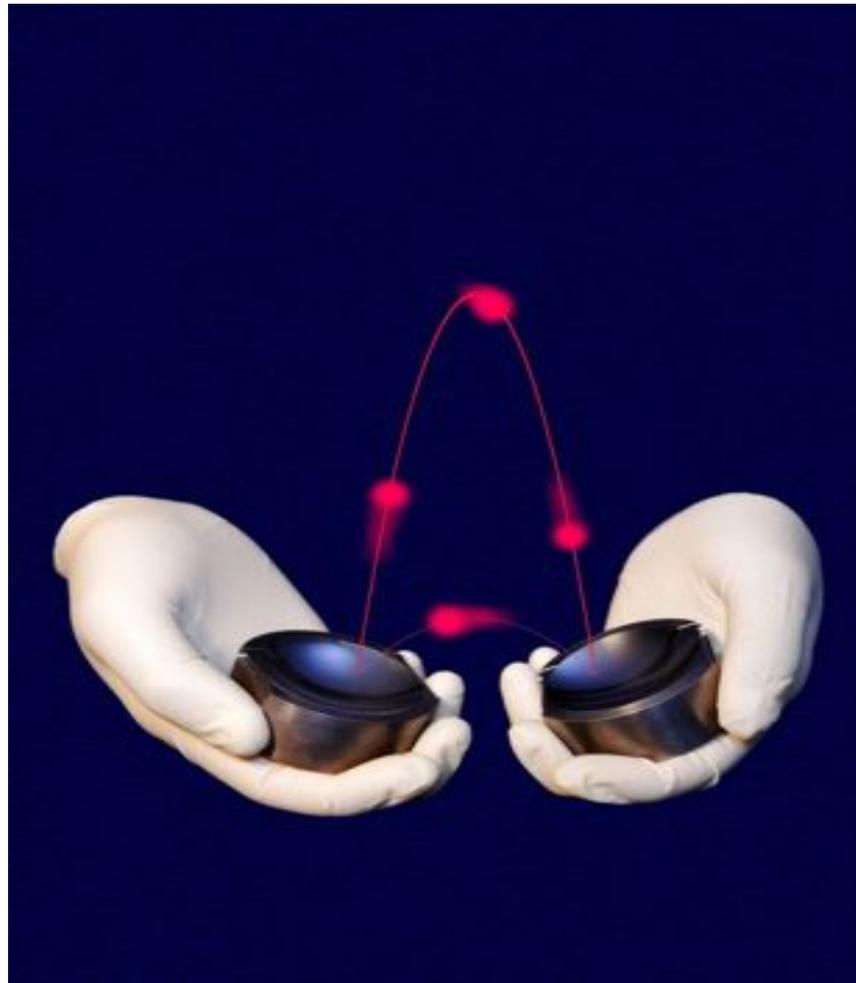
A gauche: Evolution du nombre de photons moyen sur l'ensemble des trajectoires. On retrouve la loi exponentielle classique de l'amortissement de l'énergie du champ.

(Brune et al, PRL 101, 240402 (2008))

IV-B

Rétroaction quantique (Quantum feedback)

Comment combiner des mesures QND et des actions sur un système quantique pour le piloter vers un état cible et le maintenir dans cet état?



Analogie avec le jeu d'un jongleur, avec la difficulté supplémentaire que la simple observation du système rétroagit de façon incontrôlée sur celui-ci...

Intérêt du feedback quantique pour stabiliser des états de Fock?

Les états de Fock sont des exemples d'états non classiques du champ.

Ils sont fragiles et perdent leur caractère quantique en un temps en $1/n$.

Leur préparation par projection quantique est aléatoire.

Peut-on les préparer de façon déterministe par feedback quantique?

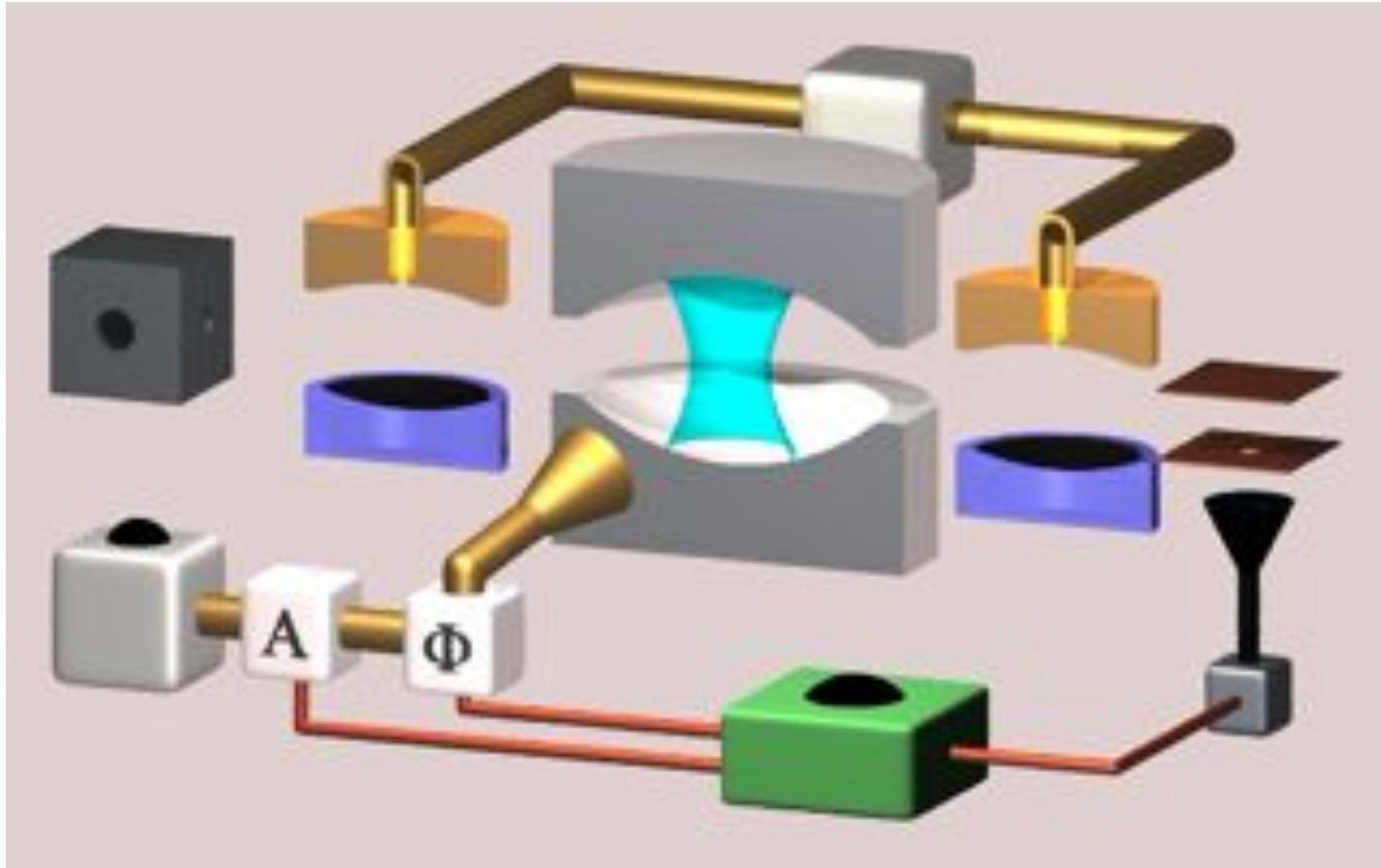
Peut-on utiliser cette procédure pour corriger les effets des sauts quantiques aléatoires (pertes ou gains de photons)?

Une sonde idéale pour ces expériences: des atomes de Rydberg non-résonnants mesurant de façon QND le champ par interférométrie de Ramsey. La rétroaction quantique (back-action) due à la mesure disparaît quand l'état cible est atteint.

Choix de l'actuateur? Classique ou quantique?

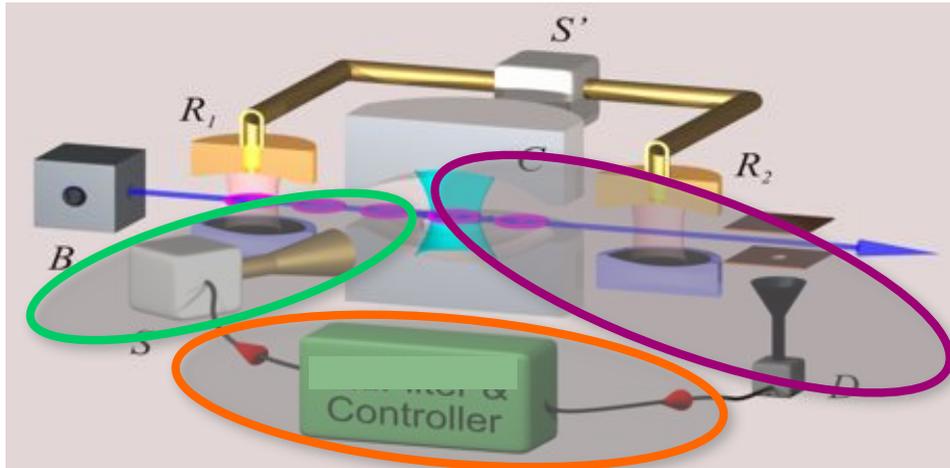
Quantum feedback avec actuateur classique

C.Sayrin, I.Dotsenko et al, Nature 448, 889 (2011)



Experience réalisée avec la collaboration pour la théorie du groupe de Pierre Rouchon (Ecole des Mines).

Principe du feedback quantique avec actuateur classique



Composantes de la boucle de rétroaction

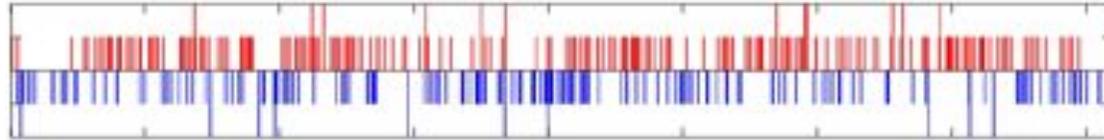
- **Sonde** ("œil" quantique):
atomes et mesures QND
- **Contrôleur** ("cerveau"):
ordinateur
- **Actuateur** ("main" classique):
injection de micro-onde

Protocole de rétroaction:

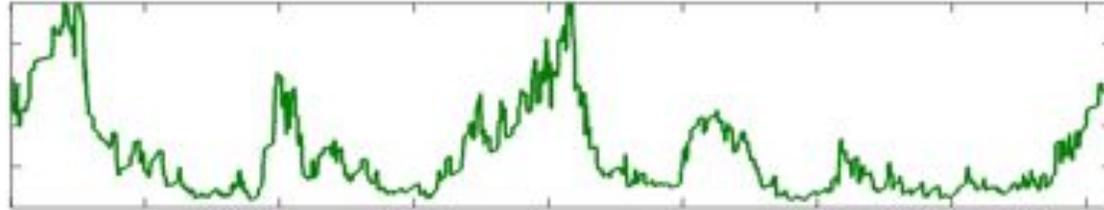
- Injecter un champ cohérent initial dans C .
- Envoyer des atomes un à un dans l'interféromètre de Ramsey.
- Détecter chaque atome ce qui projette l'état du champ sur un nouvel état estimé par l'ordinateur (argument Bayésien).
- Calculer la translation α du champ dans son espace des phases qui minimise la distance D entre l'état estimé et l'état cible (après avoir défini une « mesure » de cette distance).
- Fermer la boucle en injectant l'état cohérent ayant l'amplitude α , l'ordinateur tenant compte de cette injection pour « actualiser » l'état du champ.
- Répéter la boucle jusqu'à ce que $D \sim 0$.
- Poursuivre la procédure en régime permanent pour corriger les sauts quantiques du champ.

Etat cible $n_+ = 3$

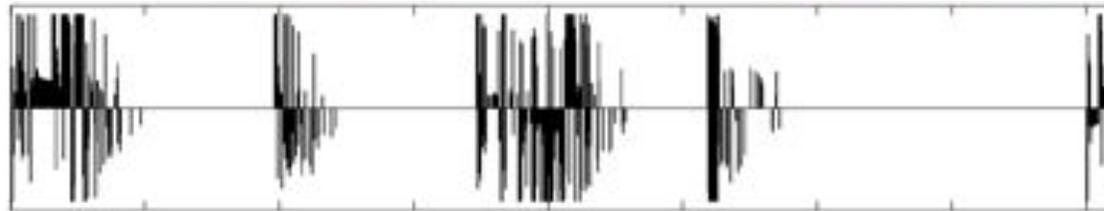
Détections atomiques



Distance à la cible

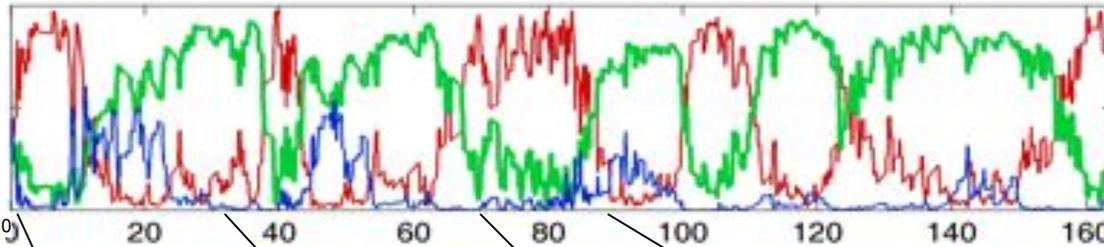


Amplitudes d'injection

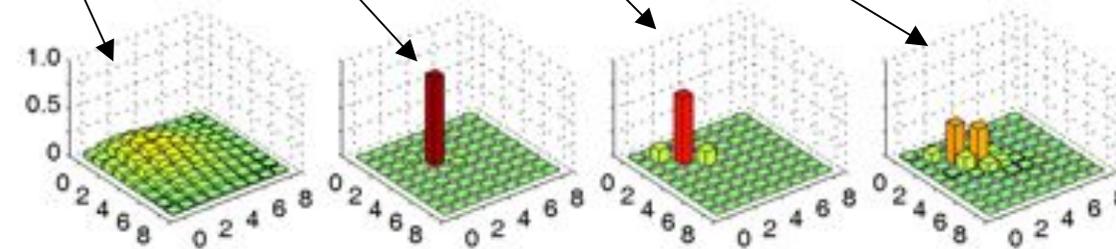


Probabilités estimées du nombre de photons:

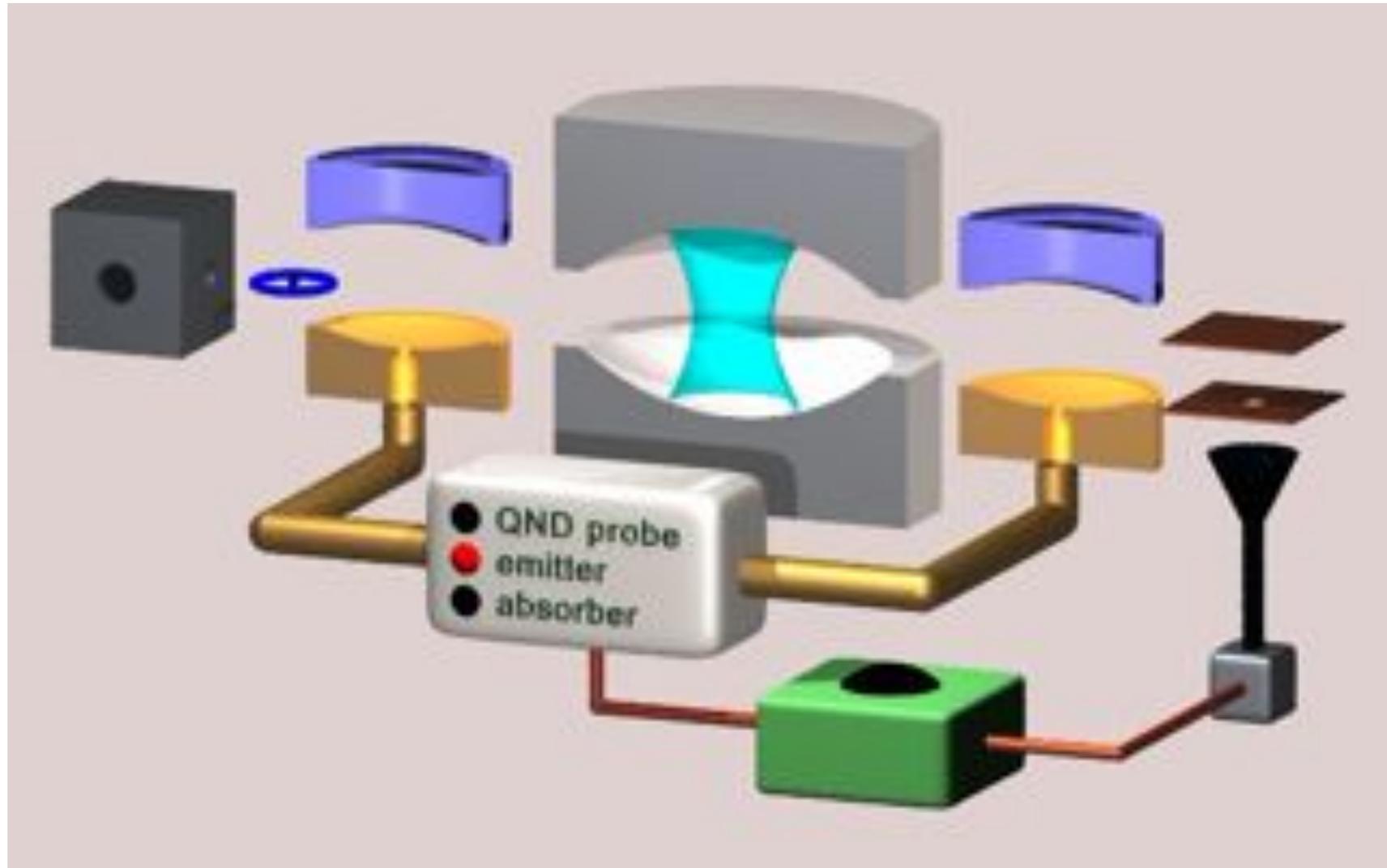
$P(n=n_+)$,
 $P(n < n_+)$, $P(n > n_+)$



Opérateur densité du champ estimé

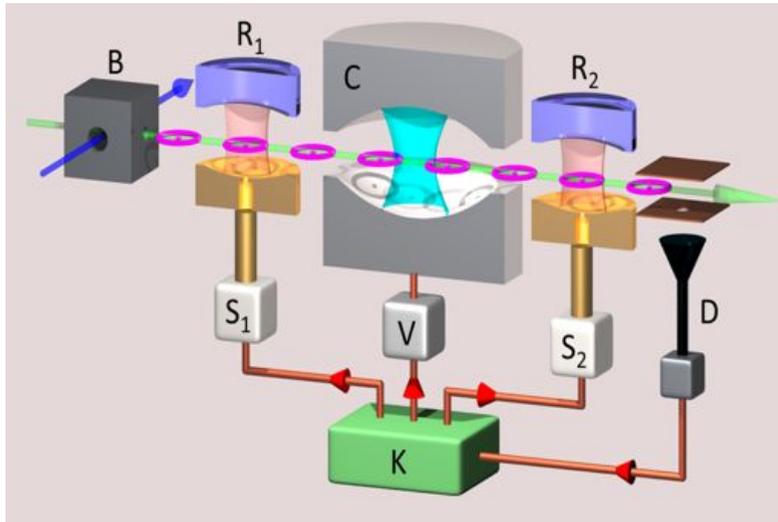


Feedback avec actuateur quantique: certains atomes sondent le champ (de façon dispersive), et d'autres émettent ou absorbent des photons (de façon résonnante)



X.Zhou et al, Phys.Rev.Lett. 108, 243602 (2012)

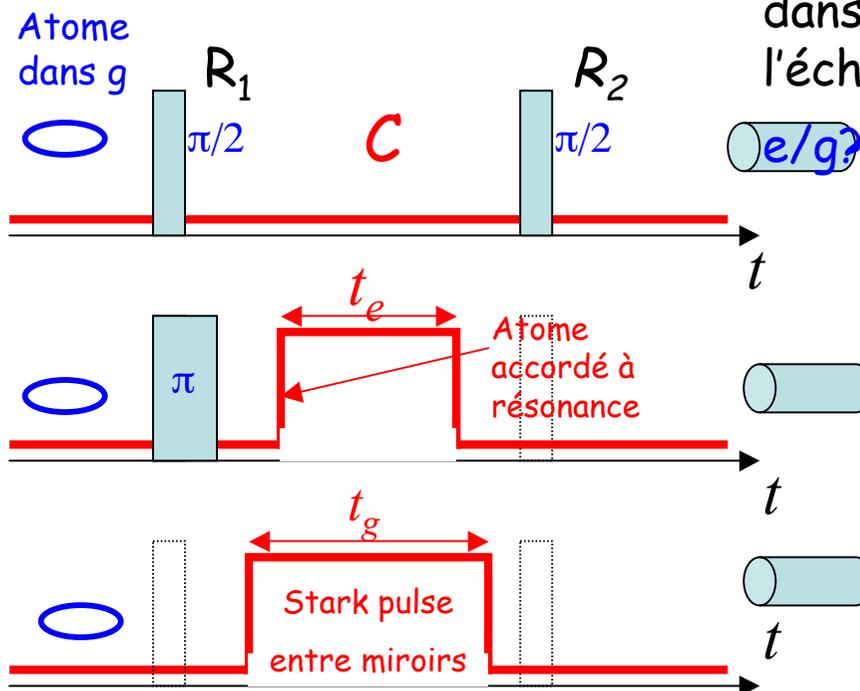
Les trois modes d'action atomique



Des sondes atomiques non-résonnantes, préparées dans une superposition d'états dans R_1 , réalisent des mesures QND par interférométrie.

Des atomes résonnants émetteurs, préparés dans l'état e dans R_1 , induisent des sauts « vers le haut » dans l'échelle des états de Fock.

Des atomes résonnants absorbeurs, préparés dans g , font sauter le champ vers le bas dans l'échelle des états de Fock.



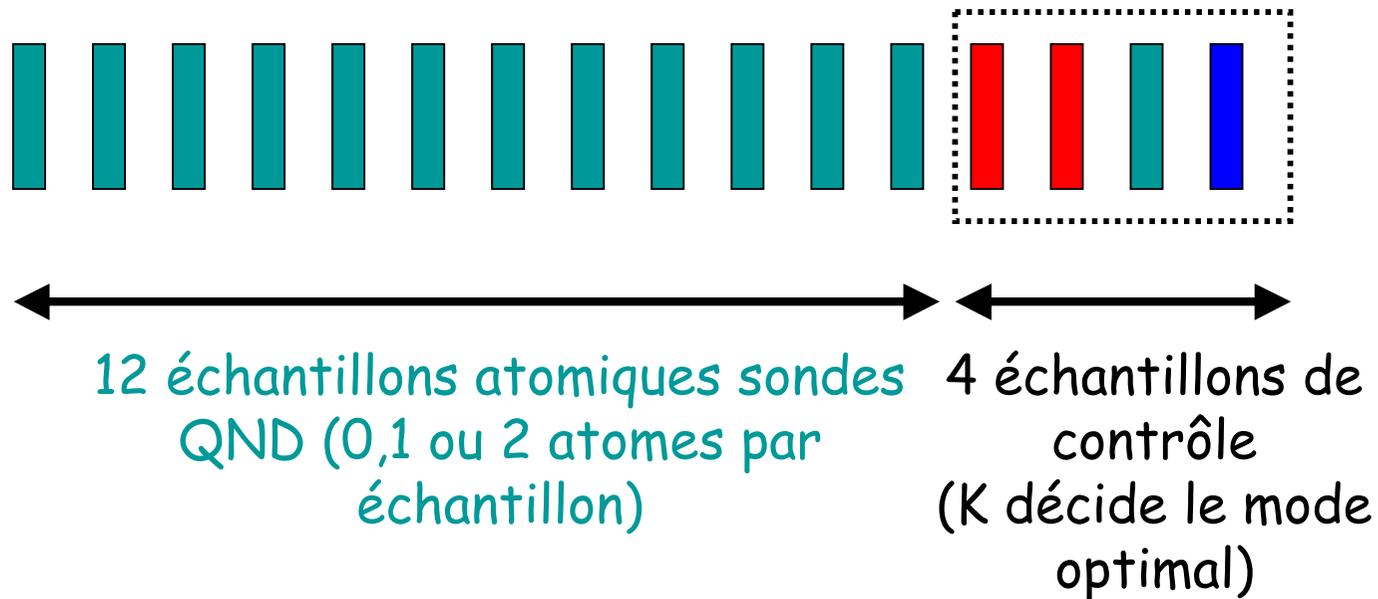
sonde

Actuateur émetteur

Actuateur absorbeur

Le passage d'un mode à l'autre est contrôlé par l'ordinateur K qui commande des pulses **micro-onde** appliqués dans R_1, R_2 par S_1 et S_2 et **un potentiel V** entre les miroirs de C (accord par effet Stark de la transition atomique)

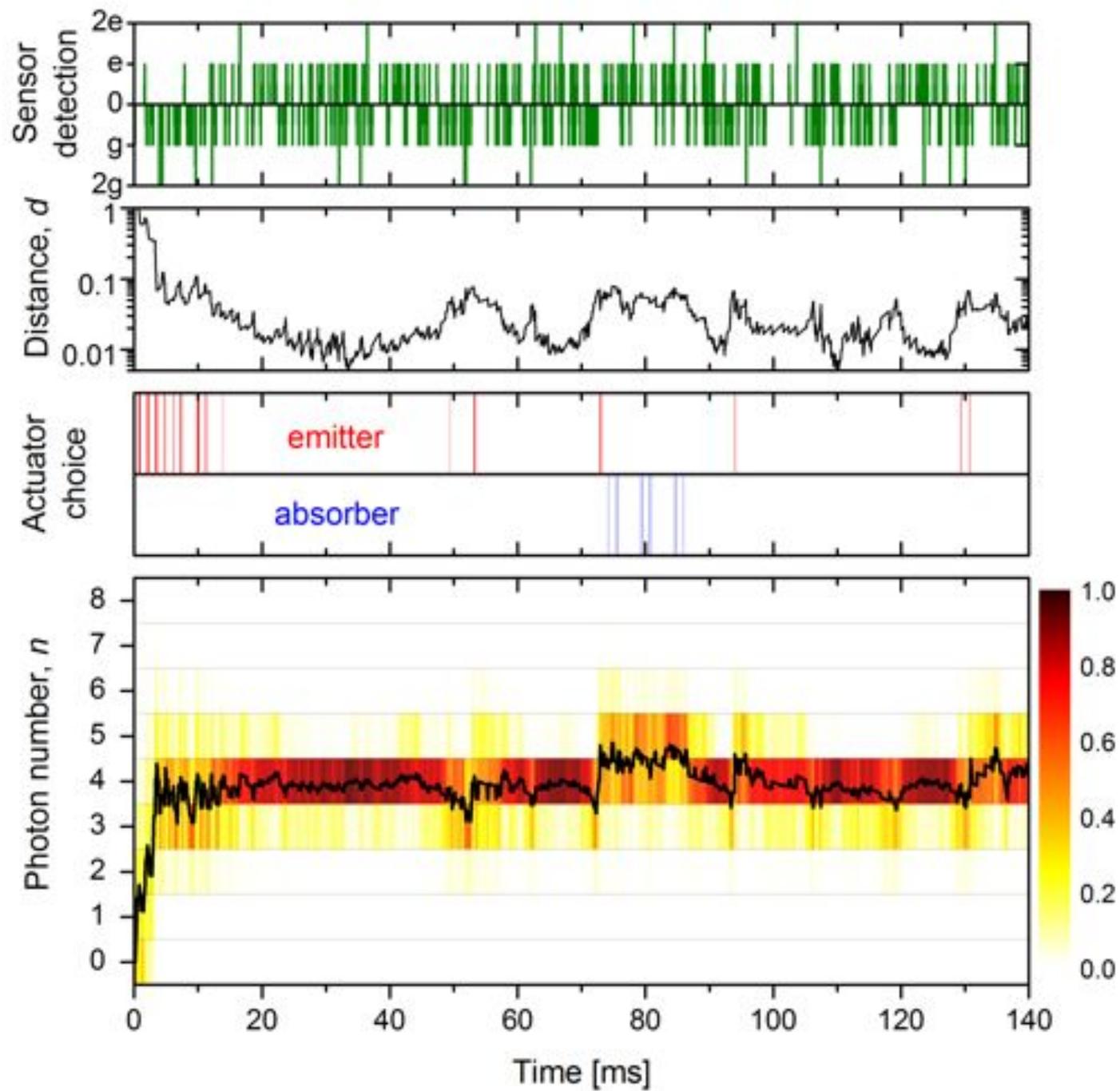
La boucle de rétroaction quantique avec des atomes sondes et actuateurs



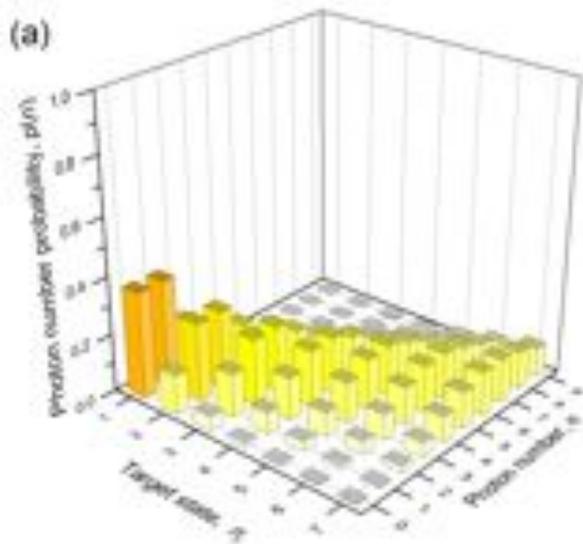
Il faut plusieurs atomes pour acquérir une information sur le nombre de photons, mais en principe un seul atome permet d'appliquer une correction de ± 1 photon: il faut donc beaucoup plus de sondes que d'actuateurs.

K estime l'état du champ par un algorithme Bayésien, calcule la distance à la cible et décide ce qu'il faut faire avec les quatre échantillons de contrôle: émettre, absorber ou sonder?

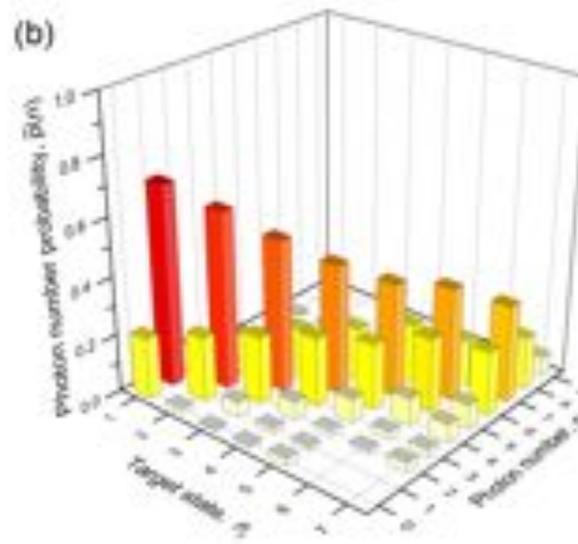
Etat
cible
 $n=4$



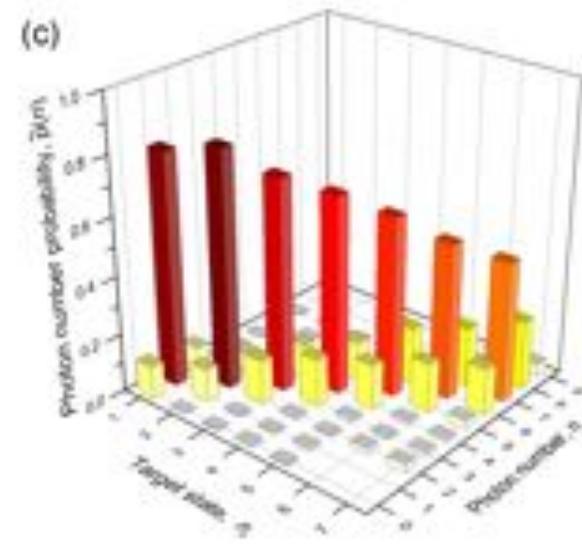
Analyse statistique de 4000 trajectoires pour chaque état cible



Pour comparaison, distributions de Poisson avec nombre de photons moyen variant de 1 à 7

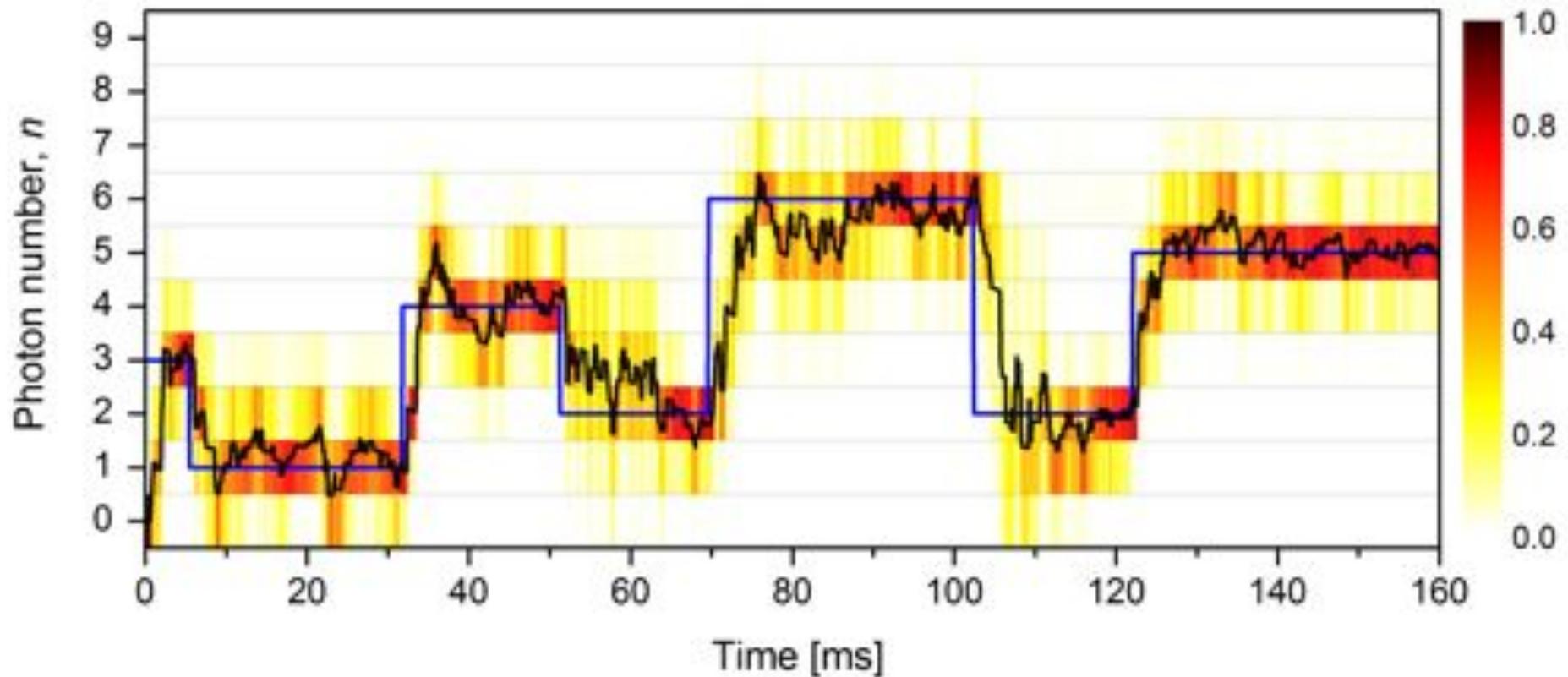


Distributions du nombre de photons pour les états cibles $n_f=1,2,3,4,5,6,7$, quand le feedback est stoppé à un instant fixe (état final mesuré par procédure QND indépendante)



Distributions du nombre de photons pour les mêmes états cibles, le feedback étant interrompu lorsque K annonce que la cible est atteinte avec une fidélité > 0.8 .

Programmation d'une marche entre états de Fock en changeant l'état cible (séquence $n = 3, 1, 4, 2, 6, 2, 5$)



Conclusion de la quatrième leçon

Les expériences de comptage et de contrôle du nombre de photons dans une cavité mettent l'accent sur l'aspect corpusculaire du champ quantique mais ne disent rien sur son aspect ondulatoire, en particulier sur les propriétés de cohérence du champ.

Nous décrirons dans la leçon suivante des études qui portent sur ces propriétés de cohérence. Il s'agit des expériences générant et étudiant l'évolution d'états de type « chat de Schrödinger », superpositions d'états cohérents de phases différentes. La reconstruction de ces états à la frontière des mondes quantique et classique nous amènera à l'étude du phénomène de décohérence.