

Physique quantique - 19 Mars 2013

Cours 2012-2013: Deuxième Leçon

Atomes de Rydberg et rayonnement micro-onde

Nous décrivons aujourd'hui les premières années de l'électrodynamique quantique en cavité avec des atomes de Rydberg, depuis les expériences de spectroscopie micro-onde des états de Rydberg des atomes alcalins dans les années 1970, jusqu'à la réalisation des premières études en couplage fort entre atomes et photons au début des années 1990. L'accent était alors principalement mis sur la modification des propriétés radiatives d'atomes dans un espace confiné par des parois réfléchissantes. C'est au cours de cette période qu'ont été mises au point les méthodes permettant la manipulation et l'étude des atomes interagissant avec des photons isolés dans des cavités, conduisant aux expériences d'information quantique et de tests de la théorie de la mesure et de la décohérence.

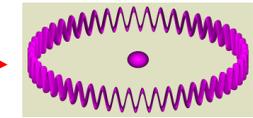
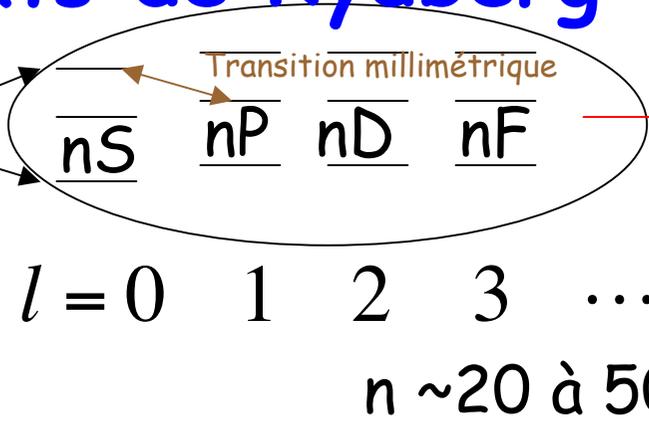
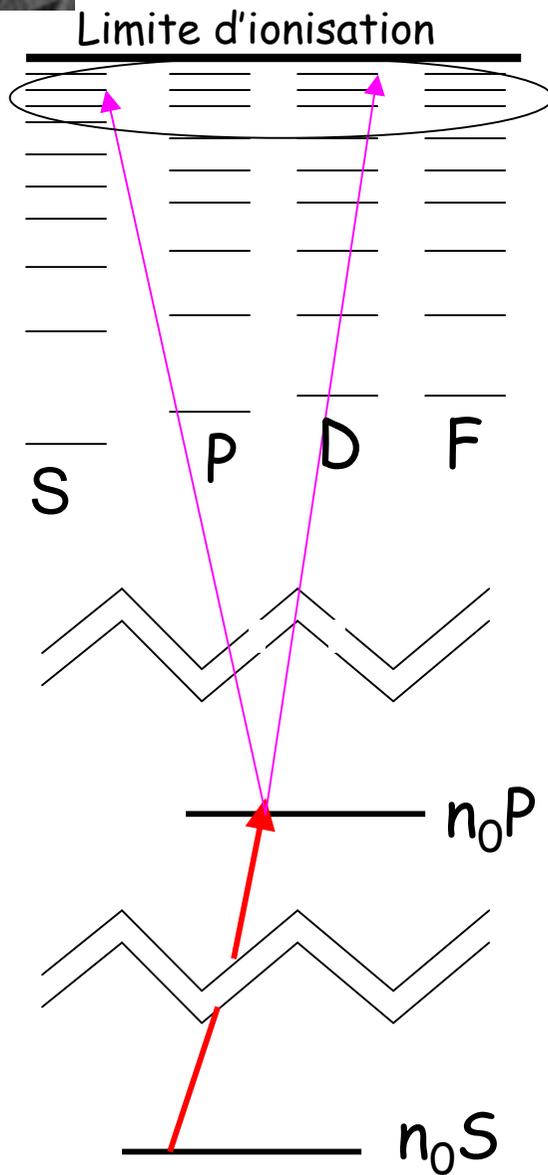
II-A

Les débuts de la physique des atomes de Rydberg

Spectroscopie micro-onde des atomes de Rydberg, les masers transitoires et la superradiance en cavité, inhibition et accélération de l'émission spontanée en cavité.



Préparation laser et spectroscopie des états de Rydberg



Atome circulaire

$$E_{n,l} = -R \frac{1}{(n - \delta_l)^2} ; R = \alpha_{fs}^2 \frac{mc^2}{2} = 13,6eV = 1,0973731 \times 10^5 cm^{-1}$$

Fréquences millimétriques évaluées pour des transitions $\Delta n=1$ autour de $n=50$:

$$\Delta E_{n \rightarrow n-1} \approx \frac{2R}{n^3} \sim \frac{220000}{50^3} cm^{-1} = 1.75 cm^{-1}$$

soit $\lambda_{n \rightarrow n-1} \sim \frac{1}{1.75} \sim 0,6 cm$ et $\nu_{n \rightarrow n-1} = \frac{c}{\lambda_{n \rightarrow n-1}} \sim 50 GHz$

Les années 1970: excitation laser d'états de Rydberg aux propriétés exotiques

A Paris, exploitation de leur grande sensibilité au champ millimétrique

Millimeter spectroscopy in sodium Rydberg states: Quantum-defect, fine-structure, and polarizability measurements

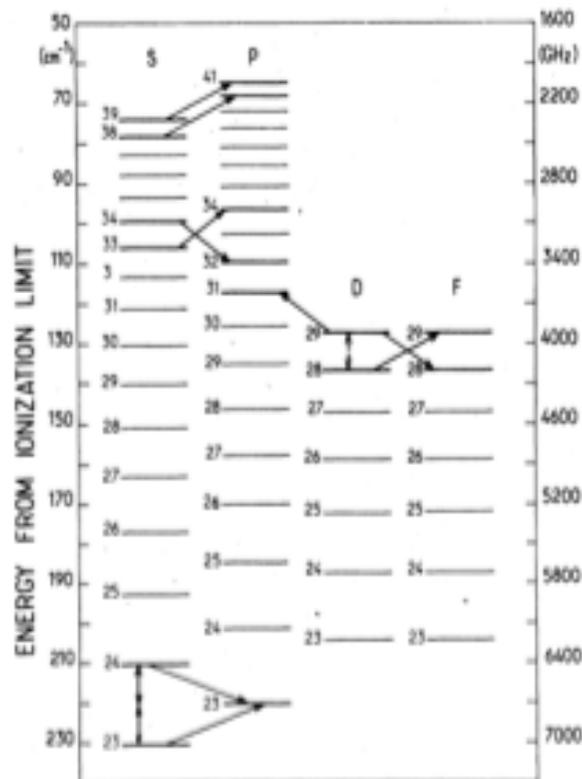
C. Fabre and S. Haroche

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

P. Goy

Gruppe de Physique des Solides de l'ENS, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

(Received 14 June 1977)



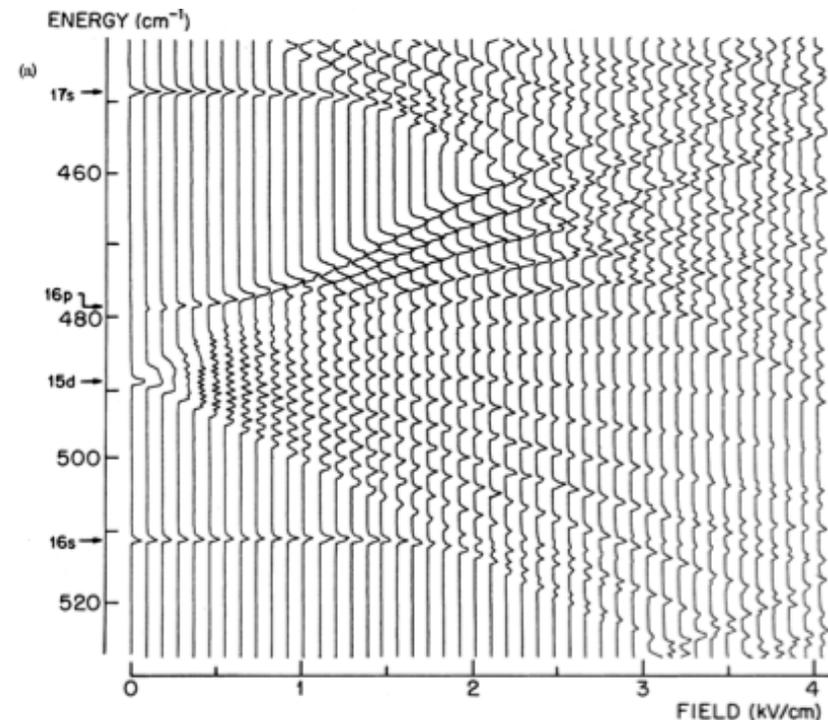
A MIT, D.Kleppner et son équipe étudiaient leur sensibilité aux champs électriques et magnétiques

Structure of Sodium Rydberg States in Weak to Strong Electric Fields*

Michael G. Littman, Myron L. Zimmerman, Theodore W. Ducas, Richard R. Freeman, and Daniel Kleppner

Research Laboratory of Electronics and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139

(Received 12 January 1976)



Stark Ionization of High-Lying States of Sodium*†

Theodore W. Ducas, Michael G. Littman, Richard R. Freeman, and Daniel Kleppner
*Research Laboratory of Electronics and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology,
Cambridge, Massachusetts 02139*
(Received 14 April 1975)

By using stepwise excitation in an atomic beam, we have excited slow-moving atoms to pure high-lying quantum states at densities low enough to avoid loss by collision. The atoms were detected with high efficiency by Stark ionization. Results are presented of a study of the threshold field for ionization for s states of sodium with principal quantum number n from 26 to 37.

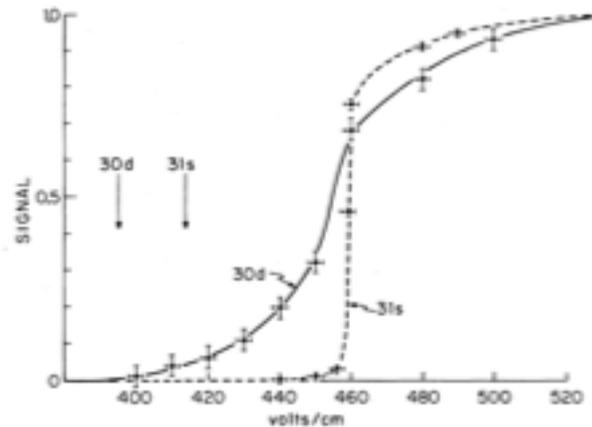


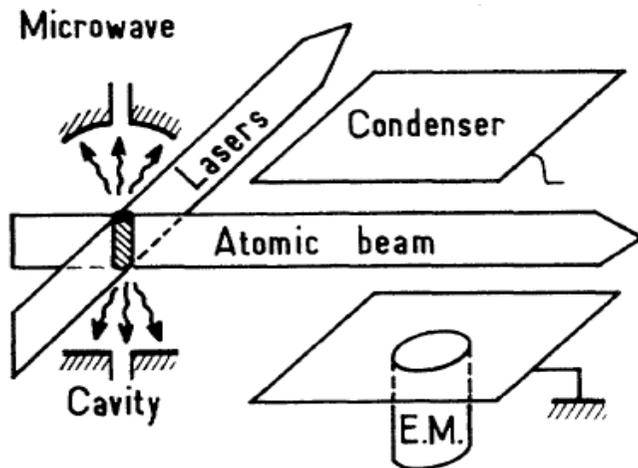
FIG. 2. Ionization signal as a function of the pulsed ionizing electric field. The onset of ionization is broader for the $30d$ level than for the $31s$. This is due to the Stark splitting in the ionizing field of the $30d$. The $31s$ remains a single-shifted level. The vertical arrows indicate the critical ionization field of the unshifted levels from Eq. (1).

L'ionisation par champ est une méthode très sensible et très sélective pour détecter les états de Rydberg...

...que nous utilisons depuis cette époque dans toutes nos expériences

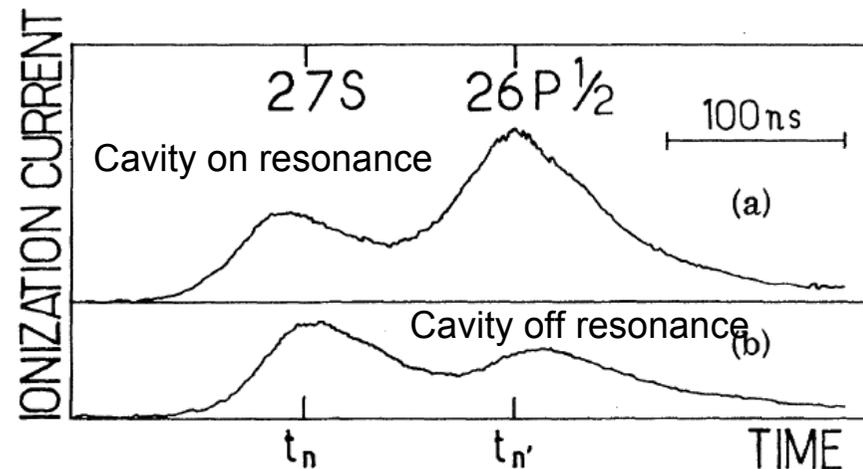
Première expérience d'Electrodynamique en cavité: maser à atomes de Rydberg (1979)

M. Gross, P.Goy, C. Fabre, S. Haroche, J.M. Raimond, PRL **43**, 343 (79)



Cavité en
cuivre
ouverte

Commentaire
prémonitoire...et
début de l' "EDQ
en Cavité"
(Cavity QED)



More fundamentally, we believe that these experiments open the way to the study of even smaller emitting systems (i.e., samples smaller than the atomic wavelength or **with very small absolute atom number**), a domain where there is still no comparison available between experiments and theory.

Evaluation du seuil des masers transitoires à atomes de Rydberg (1979)

Couplage d'un mode de volume V et de fréquence $\omega/2\pi$ sur une transition Rydberg millimétrique de dipole $d \sim a_0 n^2$ (a_0 : rayon de Bohr = $5 \cdot 10^{-11}$ m) :

$$\hbar\Omega = d \cdot \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \sim qa_0 n^2 \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}}$$

Taux d'émission $\Gamma_{N,Q}$ d'un ensemble de N atomes émettant dans une cavité de facteur de qualité Q par la règle d'Or de Fermi (densité d'états final $Q/\hbar\omega$):

$$\Gamma_{N,Q} = \frac{2\pi}{\hbar} (\hbar\Omega)^2 \times \frac{Q}{\hbar\omega} \times N = \frac{\pi q^2 a_0^2}{\varepsilon_0 \hbar V} n^4 Q N = 4\pi^2 \alpha_{fs} \frac{ca_0^2}{V} n^4 Q N \quad (\alpha_{fs} = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137})$$

Condition de seuil: $\Gamma_{N,Q}$ doit être plus grand que le taux d'émission spontanée des atomes de Rydberg vers les niveaux profonds $\gamma_{n \rightarrow n_0}$.

Ordres de grandeur typiques en 1979: $Q = 10^4$, $V = 10^{-7} \text{ m}^3$, $n \sim 20$, $\gamma_{n \rightarrow n_0} \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Ce qui donne:

$$N \geq N_{seuil} = \frac{V \gamma_{n \rightarrow n_0}}{4\pi^2 \alpha_{fs} c a_0^2 Q n^4} \approx 250$$

Faible seuil dû à la grande valeur de n^4 . Une augmentation de Q par deux ordres de grandeur devait conduire à $N_{seuil} = 1$!

Etude de la superradiance en cavité

N atomes couplés symétriquement au champ: équivalent à un spin $J=N/2$ couplé à un oscillateur harmonique (généralisation du modèle de Jaynes Cummings).

$$V = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_{i=1}^N (a\sigma_+^i + a^\dagger\sigma_-^i) = \frac{\hbar\Omega}{2} (aJ_+ + a^\dagger J_-) \quad ; \quad J_\pm = \sum_i \sigma_\pm^i$$

Evolution dans l'espace des $N+1$ états symétriques par échange d'atomes:

$$\left| J = \frac{N}{2}; M = \frac{N}{2} \right\rangle = |e, e, e \dots e\rangle \quad ; \quad \left| J = \frac{N}{2}; M = -\frac{N}{2} \right\rangle = |g, g, g \dots g\rangle$$
$$J_\pm |J; M\rangle = \sqrt{(J \pm M + 1)(J \mp M)} |J; M \pm 1\rangle$$

Etat après émission d'1 photon: désexcitation symétriquement répartie entre atomes:

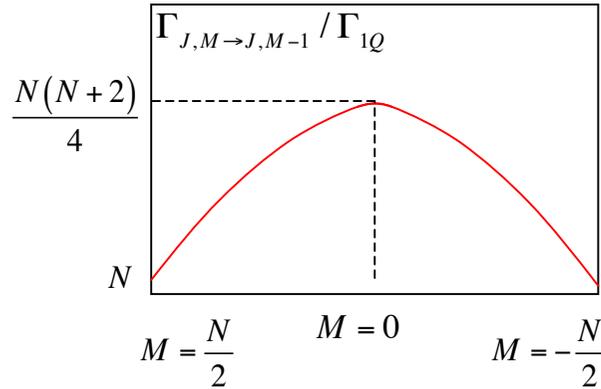
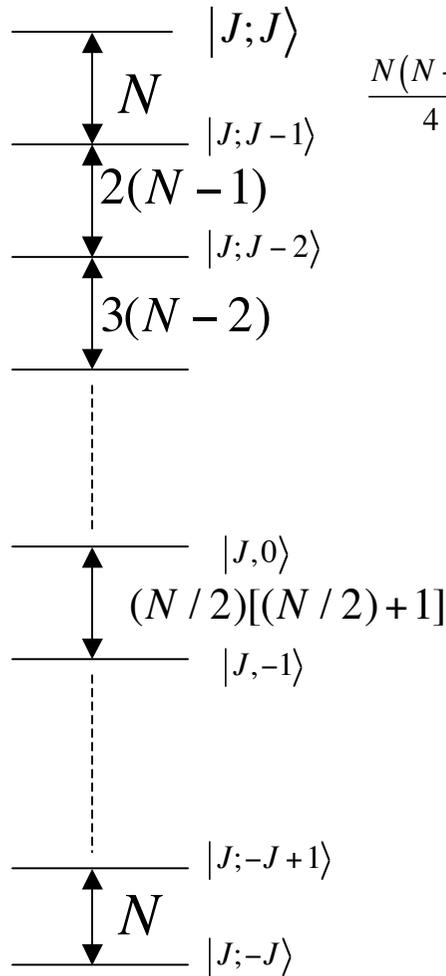
$$|J; M = J - 1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} [|e, e \dots e, g\rangle + |e, e \dots g, e\rangle + \dots + |e, g \dots e, e\rangle + |g, e, e \dots e, e\rangle]$$

Elément de matrice du dipôle atomique associé au premier photon émis:

$$\langle J; J | D | J; J - 1 \rangle = \sqrt{N} \langle e | D | g \rangle$$

L'émission spontanée de N atomes commence N fois plus vite que celle d'un atome unique (élément de matrice du dipôle multiplié par \sqrt{N}).

Etude de la superradiance en cavité (suite)



Les probabilités d'émission des étapes successives de la cascade varient suivant une fonction parabolique en M . Appelant Γ_{1Q} le taux d'émission d'un atome, la cascade dans l'échelle des états se produit avec les taux successifs $N\Gamma_{1Q}, 2(N-1)\Gamma_{1Q}, 3(N-2)\Gamma_{1Q}, \dots$, atteignant le maximum $N(N+2)\Gamma_{1Q}/4$ à la moitié de l'émission ($M=0$), puis en diminuant jusqu'à $N\Gamma_{1Q}$ à la dernière étape.

La croissance du taux d'émission qui passe d'une valeur $\sim N$ à une valeur en $\sim N^2$ est due à la corrélation des dipôles atomiques qui se mettent spontanément en phase et émettent de plus en plus vite. On peut évaluer le temps T_D au bout duquel se produit le maximum de l'émission en sommant les durées moyennes des étapes successives de la cascade:

$$T_D \sim \frac{1}{\Gamma_{1Q}} \left[\frac{1}{N} + \frac{1}{2(N-1)} + \frac{1}{3(N-2)} + \dots \right]$$

$$\approx \frac{1}{N\Gamma_{1Q}} \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots \right] \approx \frac{\log N}{N\Gamma_{1Q}}$$

Temps de superradiance raccourci par le facteur $N/\log N$ par rapport à l'émission d'un atome unique

Carré de l'élément de matrice du dipôle atomique collectif

D'une réalisation à l'autre de l'expérience, il y a de grandes fluctuations dans le délai de l'émission et une grande dispersion du nombre de photons émis à un instant donné.

Observation expérimentale de la superradiance irréversible en cavité

Condition du régime d'émission irréversible:

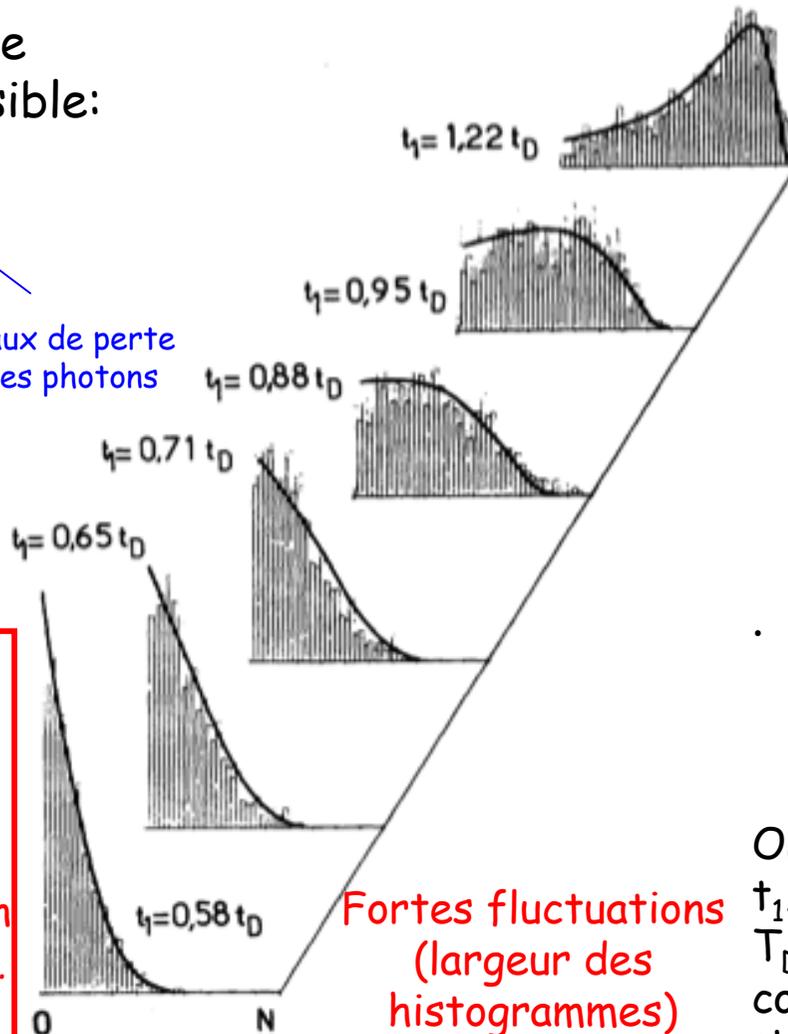
$$N\Gamma_{1Q} \sim \frac{Nd^2Q}{\epsilon_0\hbar V} \leq \frac{\omega}{Q}$$

Taux d'émission collective

Taux de perte des photons

$$N \leq \frac{V}{2a_0^2\lambda\alpha_{fs}Q^2n^4}$$

Quand N dépasse cette limite, émission collective oscillante...



Fortes fluctuations (largeur des histogrammes)

Réalisation d'un grand nombre d'expériences avec le même nombre $N=3200$ d'atomes initialement excités. On fige par désaccord Stark l'évolution à l'instant t_1 et on compte le nombre d'atomes désexcités (et donc de photons émis). On reconstruit ainsi les histogrammes montrant la probabilité que n photons ont été émis au temps t_1 par les N atomes initialement excités.

On recommence pour différents t_1 . Le temps (exprimé en unité de T_D) croît de bas en haut. Les courbes de superradiance théoriques sont superposées aux histogrammes expérimentaux.

Emission collective oscillante

*Y. Kaluzny et al, Phys.Rev.Lett.
51, 1175 (1983)*

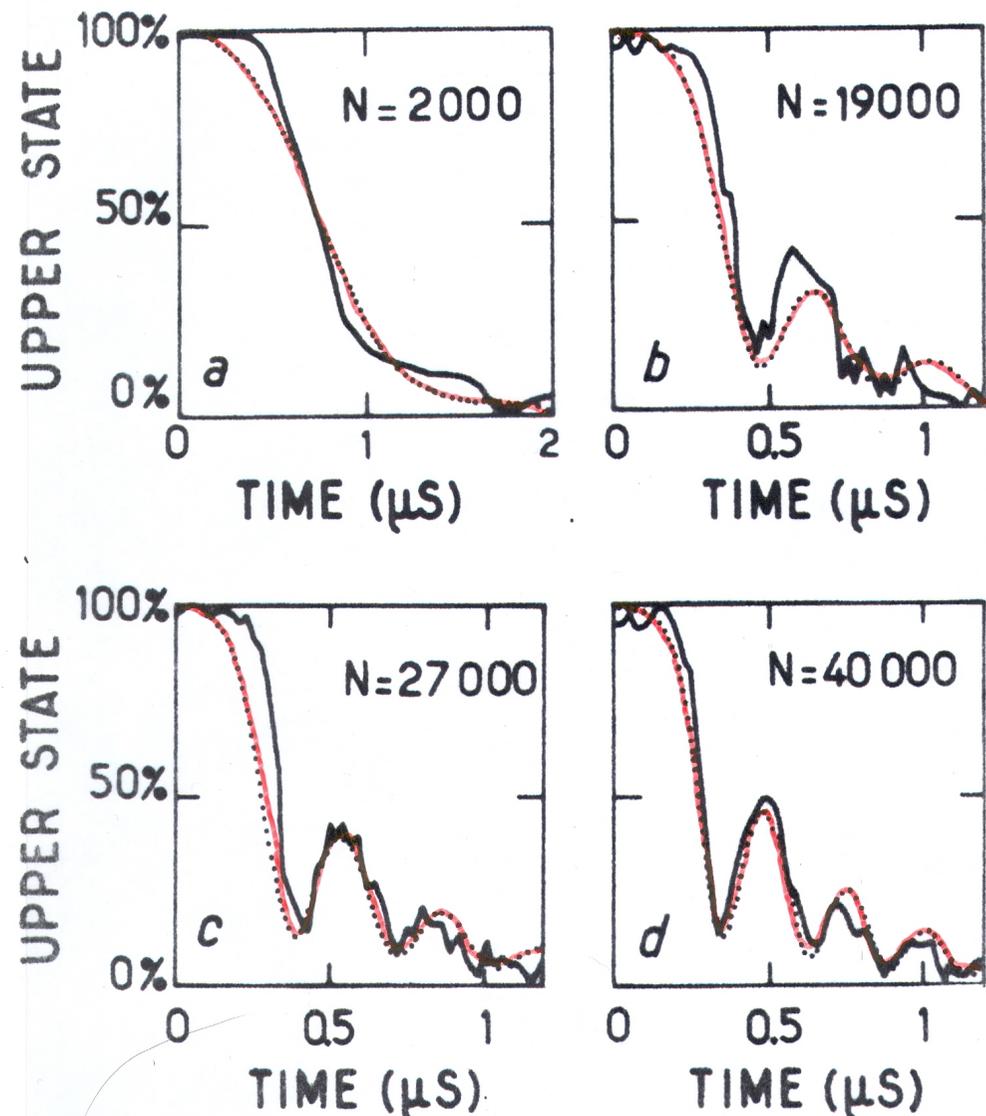
Lorsque le nombre d'atomes devient grand, l'émission se produit assez vite pour que les photons puissent être absorbés, puis réémis par l'ensemble atomique: la dynamique ressemble à celle de deux oscillateurs couplés et amortis qui échangent leur excitation. Ce régime se produit pour:

$$N \geq \frac{V}{2a_0^2 \lambda \alpha_{fs} Q^2 n^4}$$

Fréquence d'oscillation

collective: $\Omega\sqrt{N}$

La condition sur N exprime que la fréquence de Rabi collective doit être plus grande que le taux d'amortissement du champ dans la cavité.



Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission

P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche

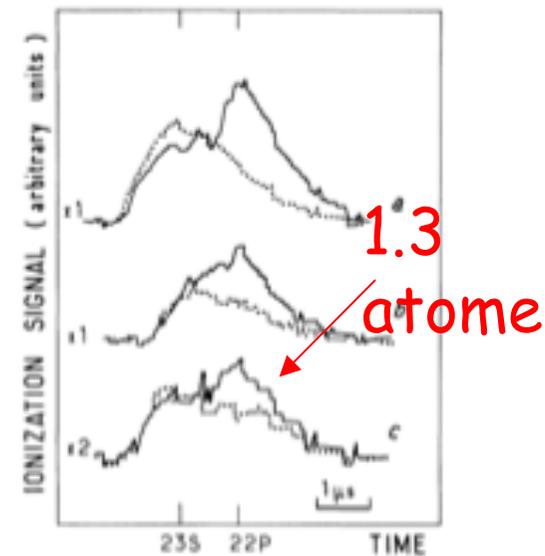
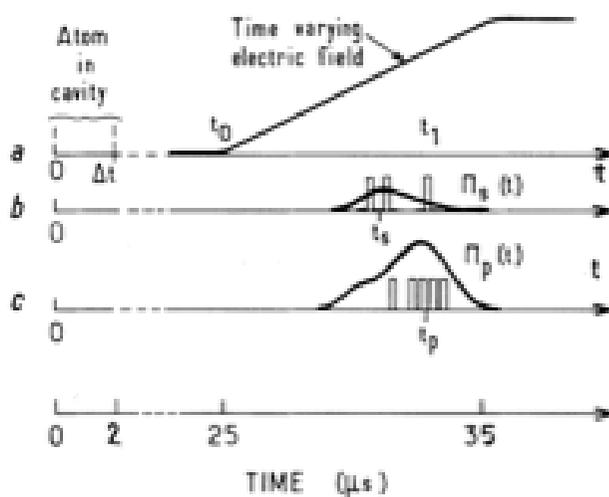
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, F-75231 Paris Cedex 05, France

(Received 1 April 1983)

It has been observed that the spontaneous-emission lifetime of Rydberg atoms is shortened by a large ratio when these atoms are crossing a high-Q superconducting cavity tuned to resonance with a millimeter-wave transition between adjacent Rydberg states.

PACS numbers: 32.80.-t, 32.90.+a, 42.50.+q

In this respect, the effect described in this Letter can be considered as the limiting case of a transient maser approaching threshold with only one or two atoms in the inverted medium.



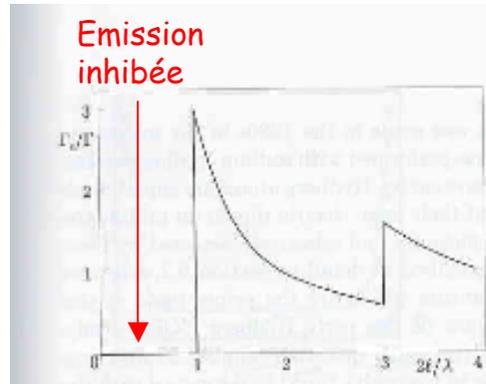


Exaltation de l'émission spontanée prédite par E.Purcell in 1946...

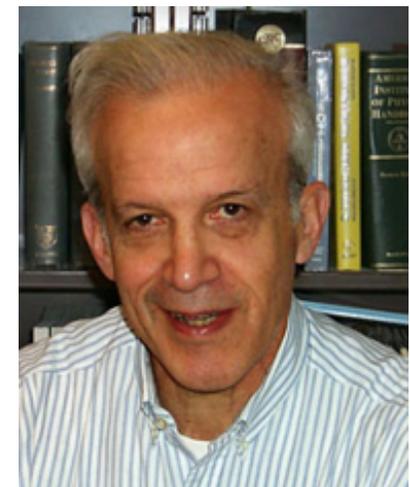
Facteur de Purcell

$$\Gamma_{1,Q} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q\lambda^3}{V} \Gamma_{1,\text{espace libre}}$$

Taux d'émission spontanée d'un atome entre deux plaques métalliques séparées de la distance l , en fonction du rapport $2l/\lambda$ (dipôle parallèle aux plaques rayonnant la longueur d'onde λ)



...et possibilité de l'inhiber suggérée par D.Kleppner en 1981



Inhibited Spontaneous Emission

Daniel Kleppner

*Research Laboratory of Electronics and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology,
Cambridge, Massachusetts 02139*

(Received 28 April 1981)

The radiative properties of an atom in a cavity differ fundamentally from the atom's radiative properties in free space. Spontaneous emission is inhibited if the cavity has characteristic dimensions which are small compared to the radiation wavelength, and enhanced if the cavity is resonant. The cavity causes slight shifts in the energies of the atom, analogous to radiative shifts. Experiments are proposed for observing these effects.

Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom

Randall G. Hulet,^(a) Eric S. Hilfer, and Daniel Kleppner

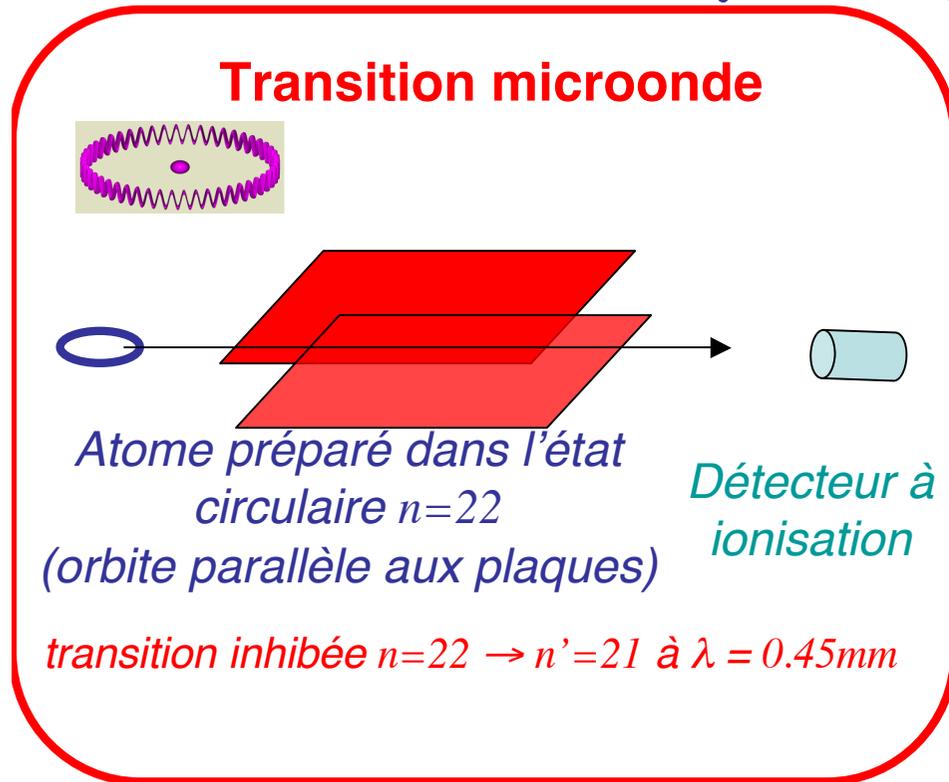
*Research Laboratory of Electronics and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology,
Cambridge, Massachusetts 02139*

(Received 29 July 1985)

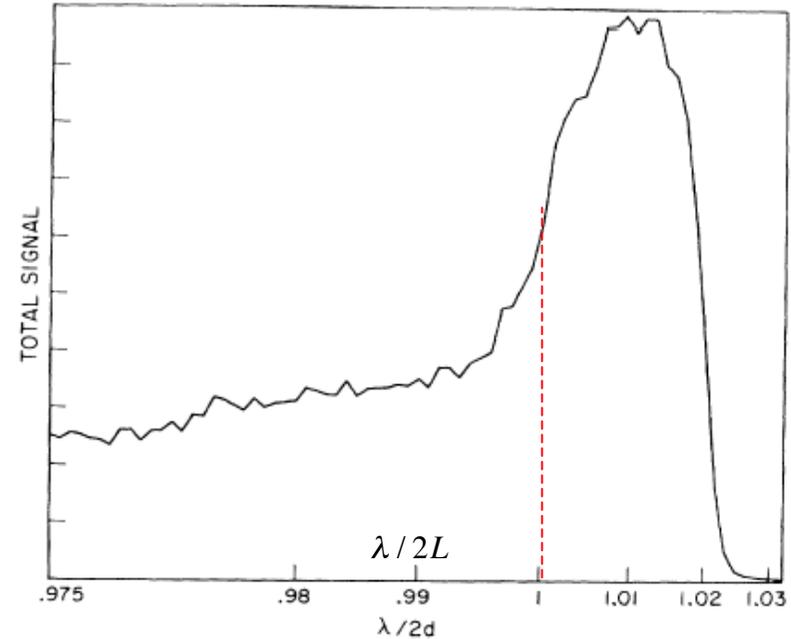
Spontaneous radiation by an atom in a Rydberg state has been inhibited by use of parallel conducting planes to eliminate the vacuum modes at the transition frequency. Spontaneous emission is observed to "turn off" abruptly at the cutoff frequency of the waveguidelike structure and the natural lifetime is measured to increase by a factor of at least 20.

PACS numbers: 32.80.-t, 31.60.+b

Inhiber l'émission spontanée d'un atome de Rydberg circulaire



R.G.Hulet, E.S.Hilfer et D.Kleppner, PRL 55, 2137 (1985).



Transmission atomique vs $\lambda/2L$: λ est varié par effet Stark, L restant constant. L'augmentation du signal à $\lambda/2L=1$ démontre l'inhibition de l'émission spontanée de l'état de Rydberg.

De nombreuses expériences d'exaltation et de suppression de l'émission spontanée dans les domaines micro-onde, infra-rouge et visible du spectre ont été effectuées depuis.

Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission

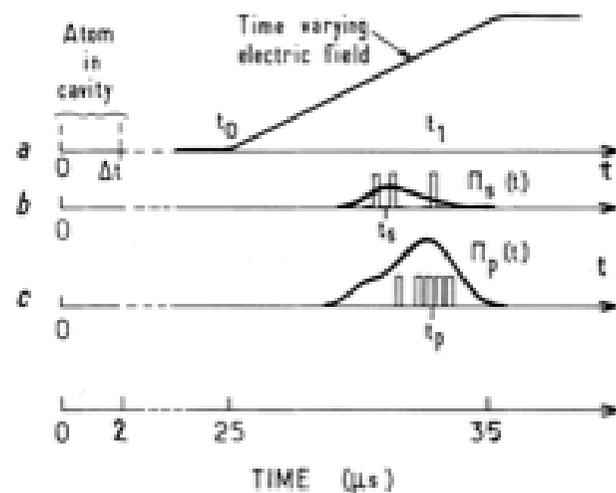
P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, F-75231 Paris Cedex 05, France

(Received 1 April 1983)

It has been observed that the spontaneous-emission lifetime of Rydberg atoms is shortened by a large ratio when these atoms are crossing a high- Q superconducting cavity tuned to resonance with a millimeter-wave transition between adjacent Rydberg states.

PACS numbers: 32.80.-t, 32.90.+a, 42.50.+q



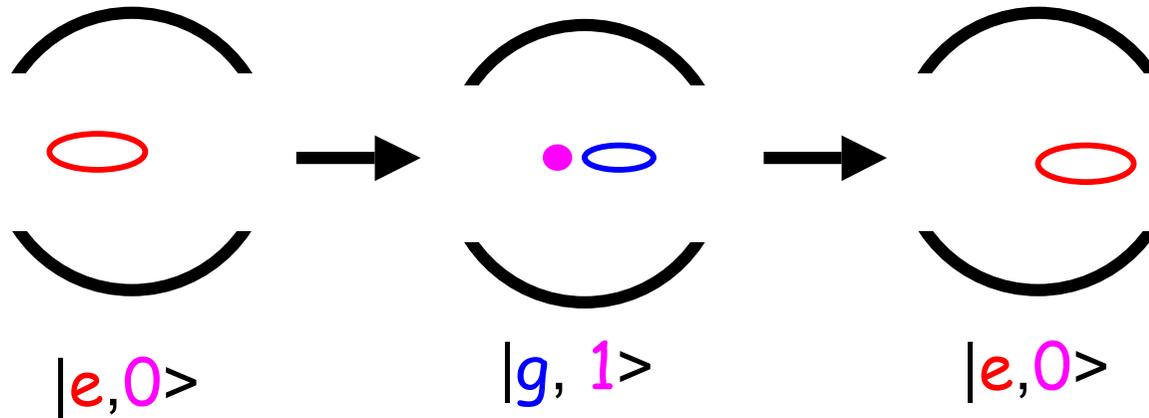
In this respect, the effect described in this Letter can be considered as the limiting case of a transient maser approaching threshold with only one or two atoms in the inverted medium.

With a tenfold increase in Q , Γ_{cav} and $2\pi\nu/Q$ would become of the same size and the emitted photon would be stored in the cavity long enough for the atom to be able to reabsorb it.

This would correspond to a regime of quantum mechanical oscillations between a two-level atom and a single electromagnetic field mode⁴ which should be observable with an improved version of our setup.

Notre "Graal" des années
1980: la recherche du
régime de couplage fort de
CQED

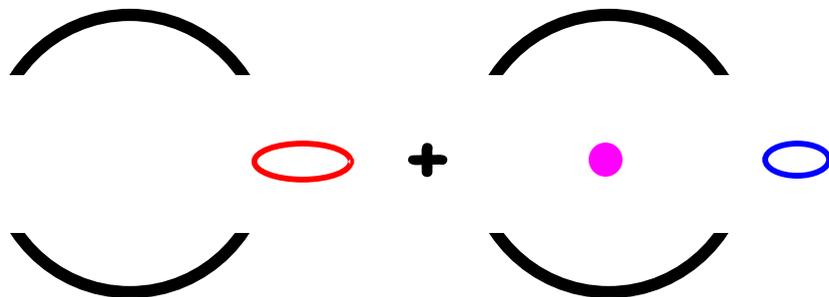
Le régime de couplage fort dans une cavité de très grand facteur Q: vers les superpositions atome-champ et l'intrication



Oscillation de Rabi du vide

Emission spontanée réversible et superpositions d'états combinés atome-champ

$$\cos(\Omega t/2)|e, 0\rangle + \sin(\Omega t/2)|g, 1\rangle$$



Si l'atome est découplé de la cavité pour $\Omega t = \pi/2$, il y a intrication non-locale entre l'atome et le champ

II.B

Vers le régime de couplage fort: les micromasers et l'amélioration des cavités ouvertes

Première expérience de couplage fort: le micromaser en cavité cylindrique fermée. Micromaser à deux photons. Le problème des cavité fermées. Les progrès des cavités ouvertes et le couplage fort observé avec ces cavités. Couplage fort en Cavity QED optique: le doublet de Rabi du vide.

Le Micromaser (1984)

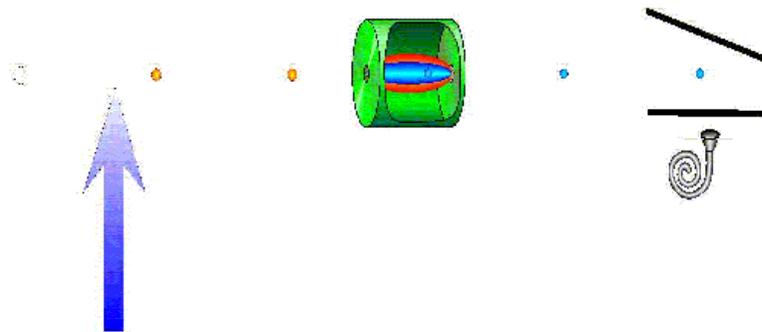
Le régime d'oscillation quantique d'un seul atome avec un photon (« couplage fort de Cavity QED ») a été atteint d'abord avec le micromaser continu



H. Walther
(1935-2006)



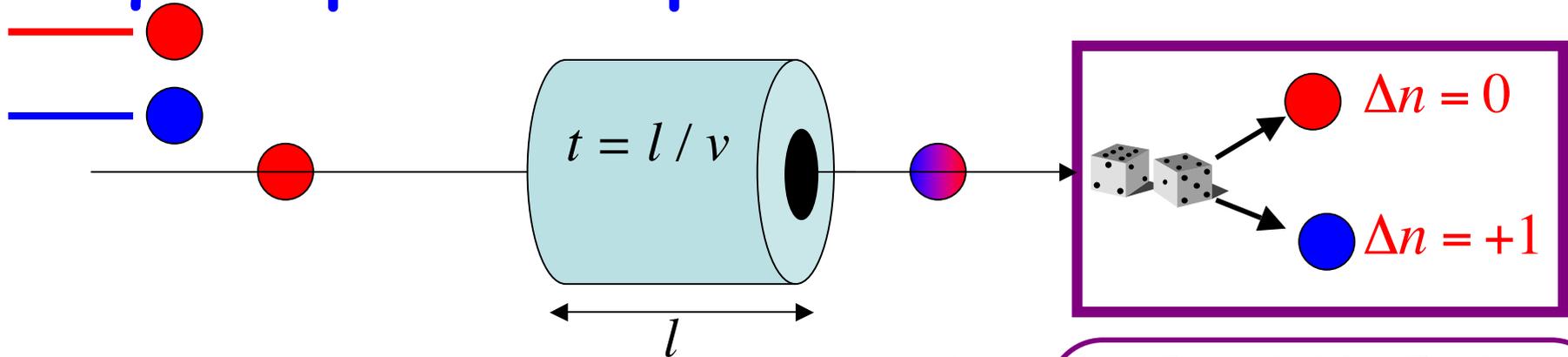
D. Meschede
(en 1987)



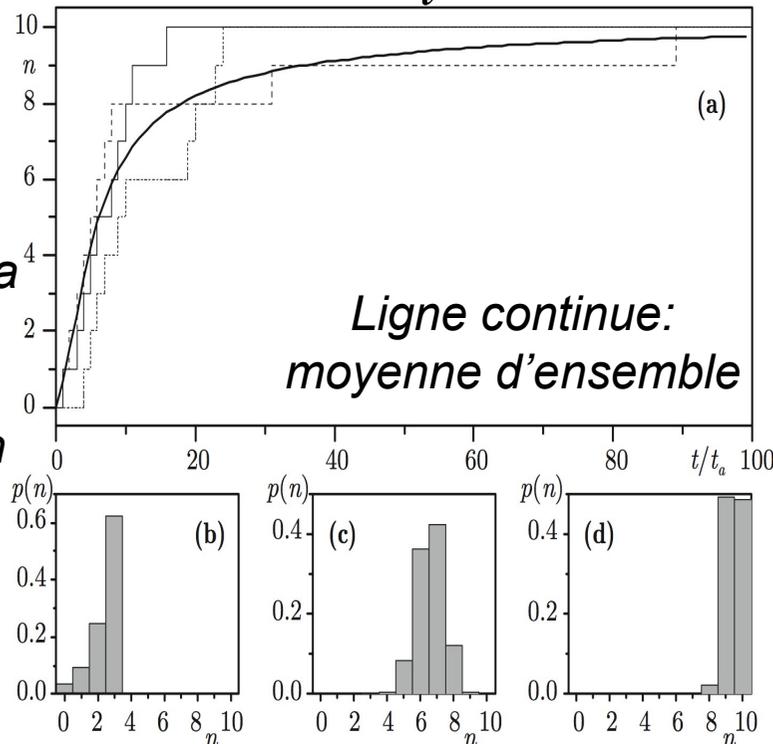
Une cavité cylindrique avec une très longue durée de vie du photon ...

D. Meschede, H. Walther et G. Muller, Phys. Rev. Lett. 54, 551 (1985)

Le micromaser idéal: une machine quantique qui dépose des photons dans une boîte



Simulations:
n subit une évolution en marches d'escalier, dont la forme varie de façon aléatoire d'une réalisation à l'autre



Ligne continue:
moyenne d'ensemble

Probabilités (Rabi):

$$P_j(n) = \cos^2 \left[\frac{\Omega \sqrt{n+1} t + j\pi}{2} \right]$$

$j = 0$ ● (red) $j = 1$ ● (blue)

“Trapping states”

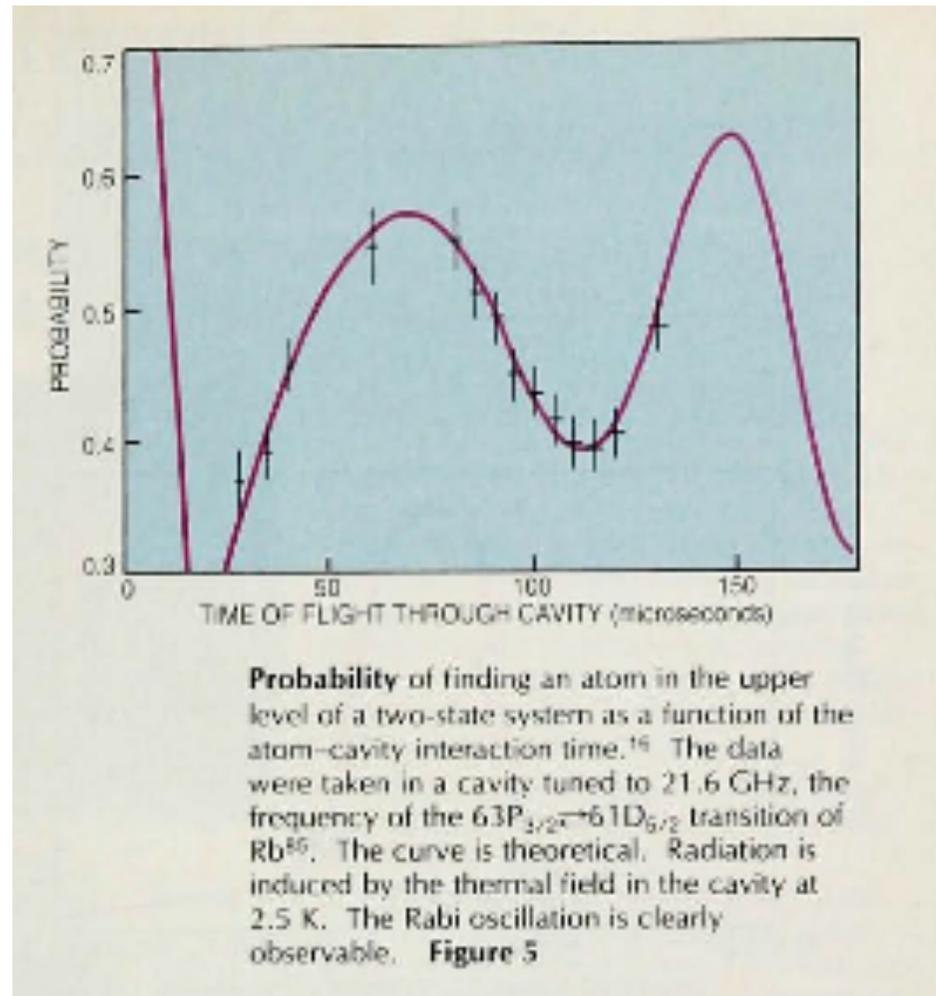
$$\Omega \sqrt{n_0 + 1} t = 2 p \pi$$

$$\Rightarrow P_{j=1}(n_0) = 0$$

Le nombre de photons converge vers n_0

Histogrammes du nombre de photons à des instants croissants ($n_0=10$)

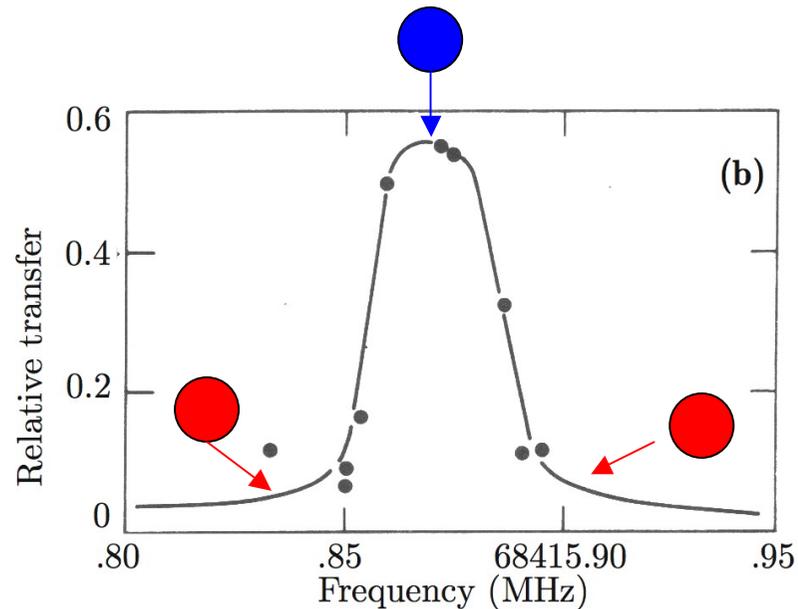
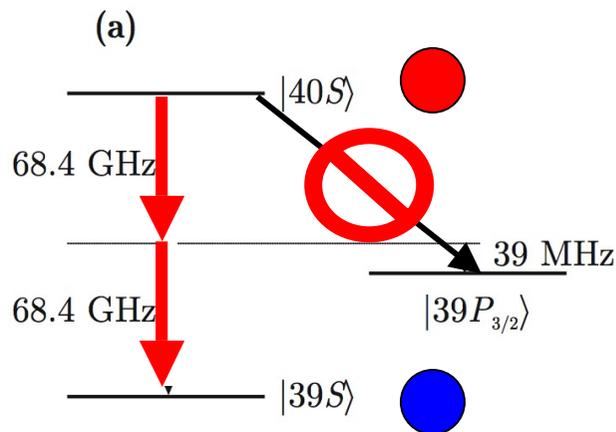
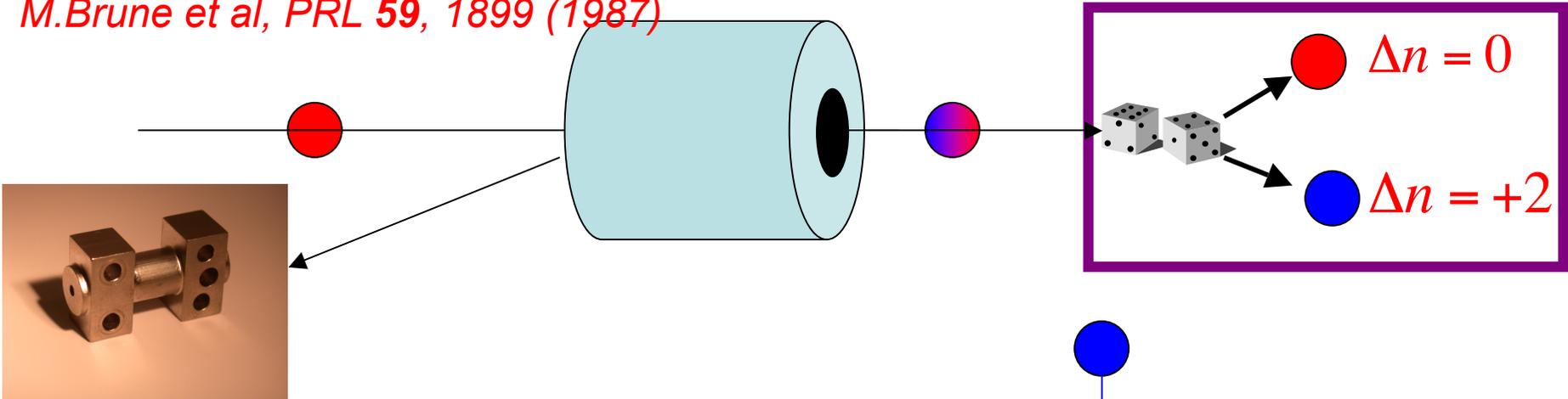
Probabilité de trouver l'atome dans l'état supérieur en fonction du temps d'interaction atome-cavité: l'oscillation de Rabi dans un petit champ thermique





Experience de l'ENS avec cavité cylindrique: micromaser à deux photons

M.Brune et al, PRL 59, 1899 (1987)

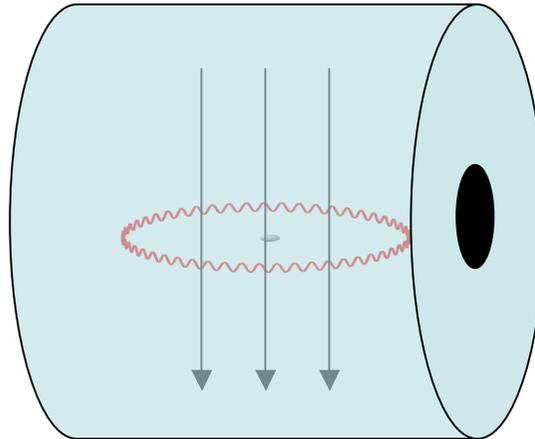


Emission des photons par paires

L'émission à un photon vers le niveau intermédiaire inhibée par effet CQED

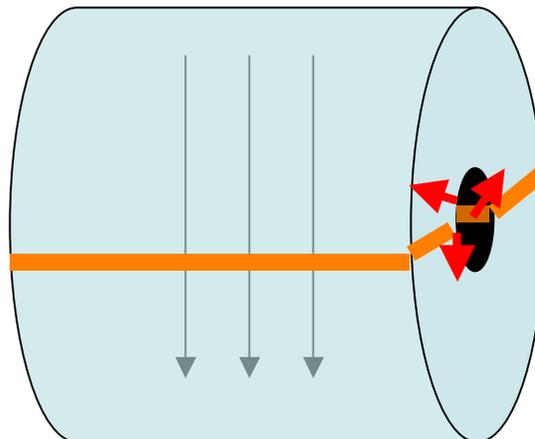
Le problème des cavités fermées

Les atomes de Rydberg ont besoin d'un champ électrique directeur pour pouvoir être accordés en fréquence par effet Stark...et pour rester stables s'ils sont "circulaires"



..ce champ ne peut être appliqué dans une cavité fermée (où $E=0$ d'après Gauss)

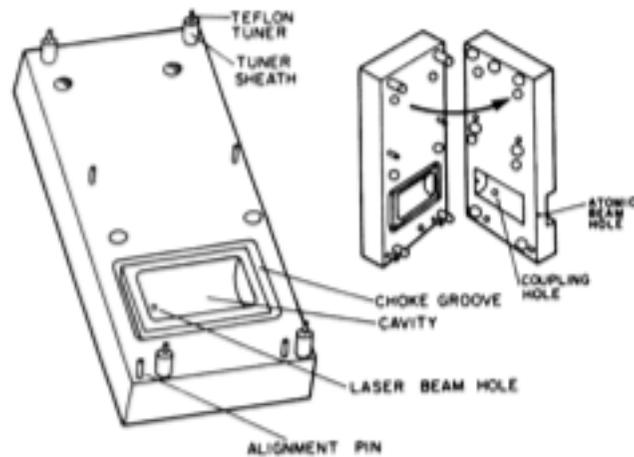
Une solution essayée dans les années 1980: couper la cavité en deux avec un gap diélectrique, en choisissant un mode pour lequel le champ est nul sur le gap



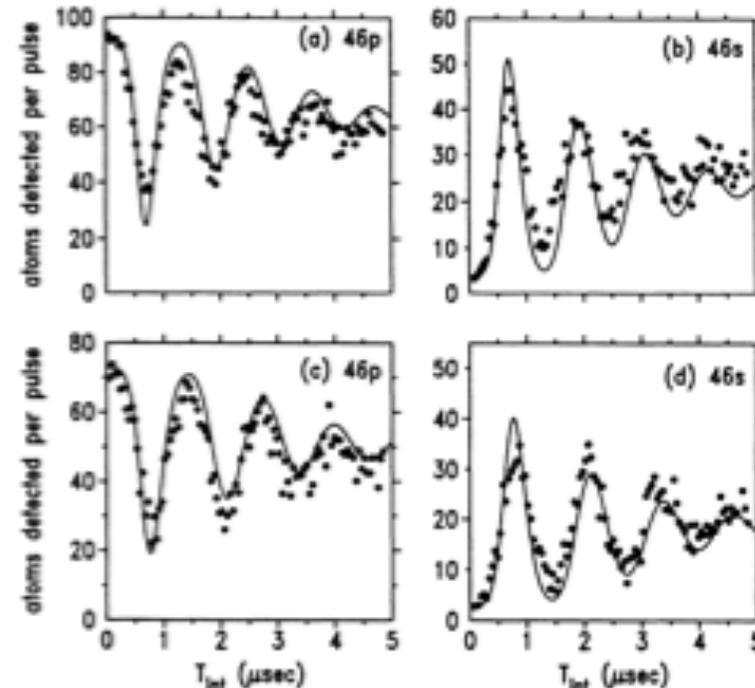
... mais la qualité de ces cavités coupées est restée limitée à $Q \sim 10^7$ et les atomes de Rydberg étaient perturbés par **les champs parasites incontrôlables** a proximité des trous d'entrée et de sortie des atomes

Expérience en cavité cylindrique «coupée» permettant le contrôle des atomes par champ électrique (D.Kleppner et al à MIT)

B.J.Huguey et al, Phys.RevA, 41, 6245 (1990)



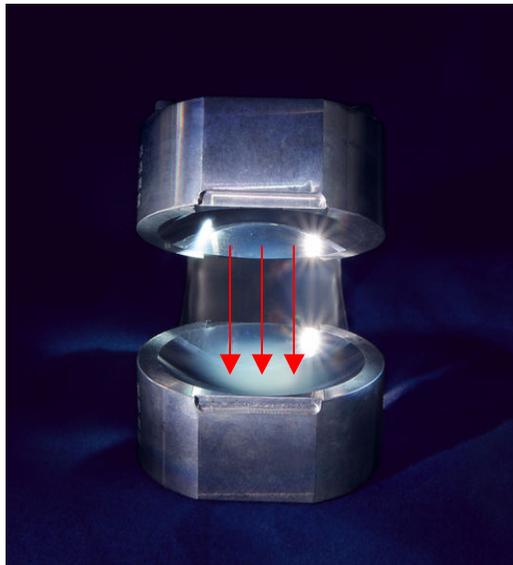
La cavité coupée de MIT
($Q \sim 10^7$; $T_{\text{photon}} \sim 100 \mu\text{s}$)



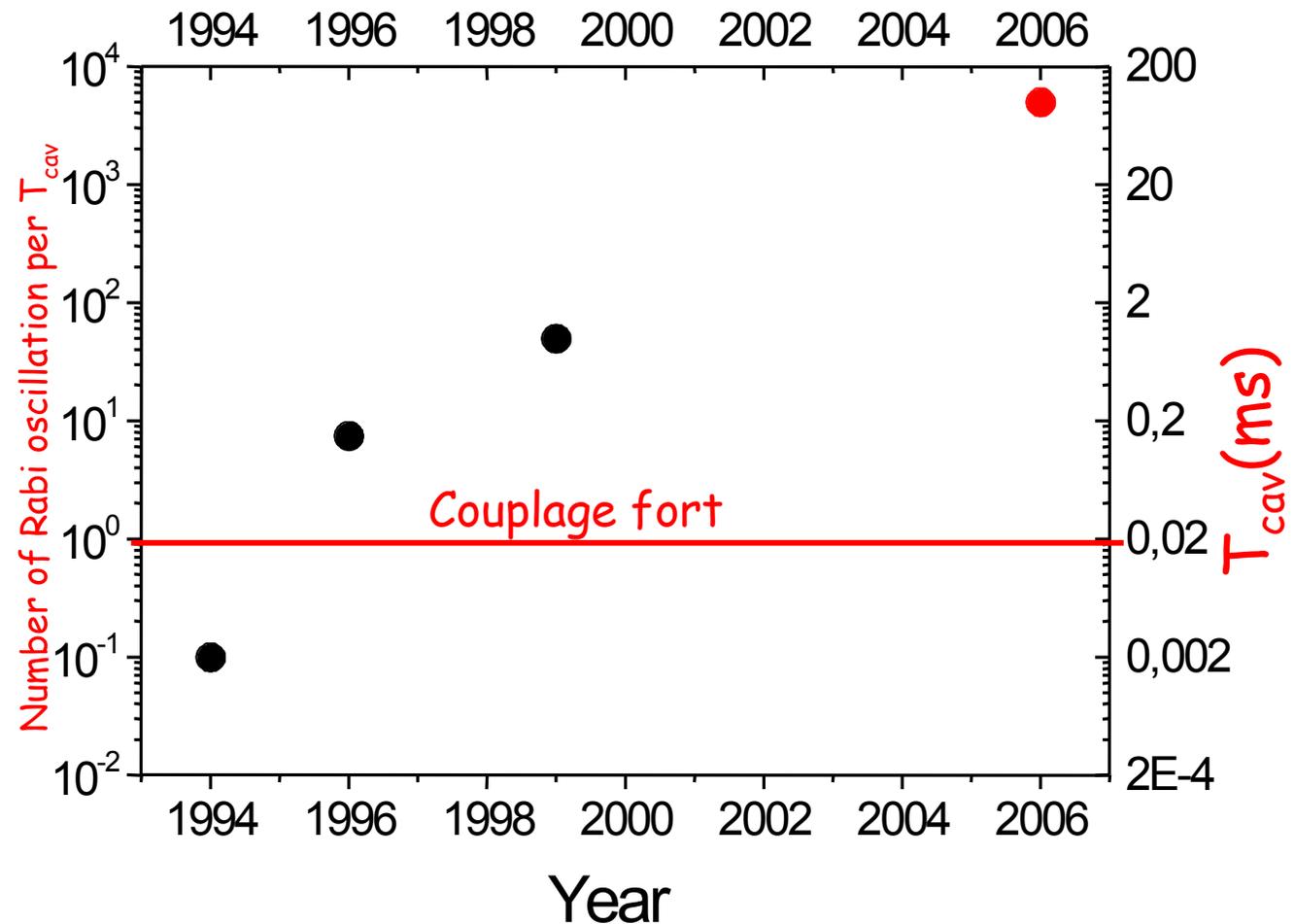
Oscillation de Rabi collective 46p \rightarrow 46s
d'atomes de Rydberg du Calcium à
35GHz: N=380 atomes (en haut) et 300
atomes (en bas)

Pour augmenter la durée de vie des photons, nous avons choisi à l'ENS
d'améliorer les cavités ouvertes, en optimisant la qualité des surfaces

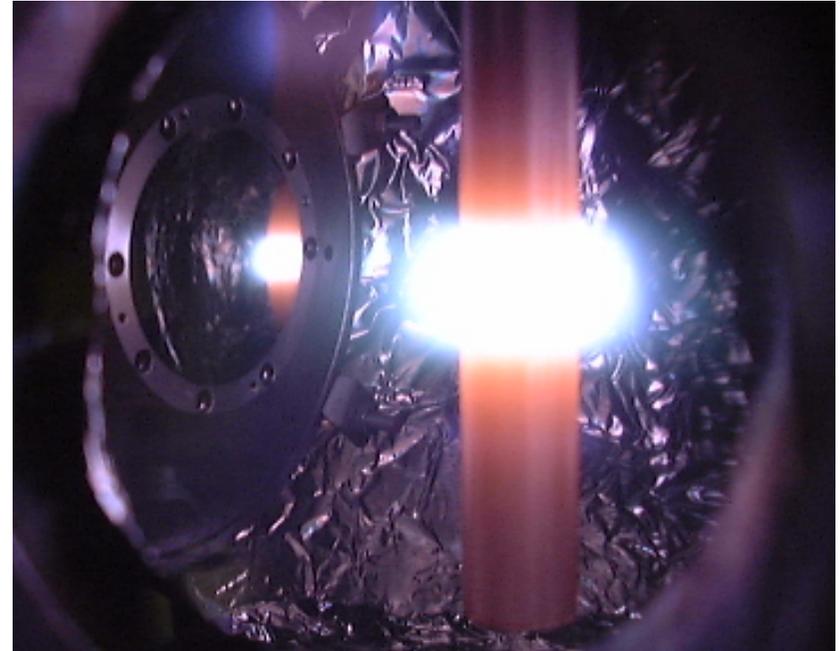
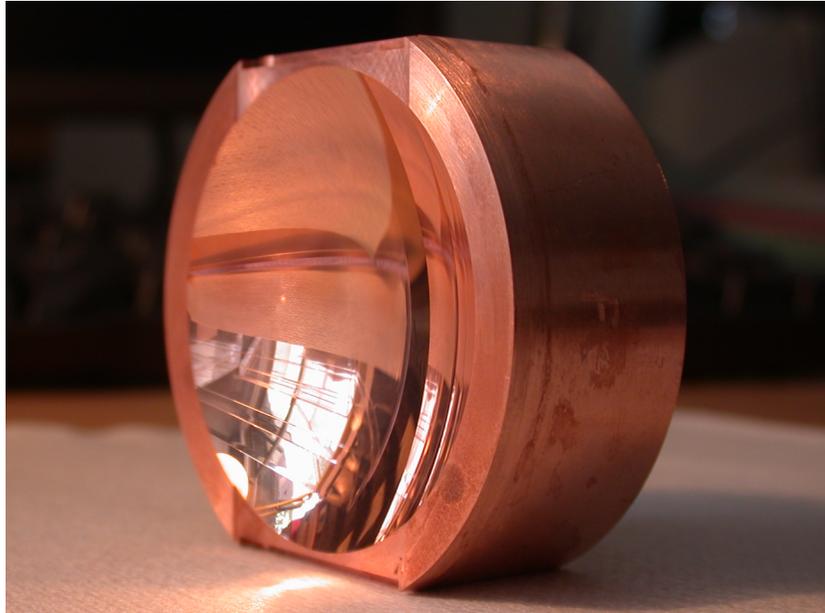
Notre version de la loi de Moore: une augmentation de la durée de vie d'un photon de 5 ordres de grandeur en 12 ans



Longue durée de vie du photon et contrôle des états circulaires par champ électrique!



Pour optimiser le Q de la cavité: miroirs torroïdaux réalisés en usinant du cuivre avec précision (imperfections de l'ordre du nanomètre)...



CEA, Saclay

[E. Jacques, B. Visentin, P. Bosland]

...avec dépôt de Niobium supraconducteur déposé par technique de « sputterisation »

$$Q=4.2 \cdot 10^{10} ; f = 4.6 \cdot 10^9$$

S. Kuhr, S. Gleyzes, C. Guerlin, J. Bernu, U. B. Hoff, S. Deléglise, S. Osnaghi, M. Brune, J.M. R., S. Haroche, E. Jacques, P. Bosland, B. Visentin, APL, **90**, 164101

Electrodynamique quantique en cavité:

une scène pour observer l'interaction entre la lumière et la matière au niveau le plus fondamental

Un **atome** interagit avec un (ou quelques) **photon(s)** in a box

Une **suite d'atomes** traverse la cavité, se couple à son champ et emporte de l'information sur la lumière piégée

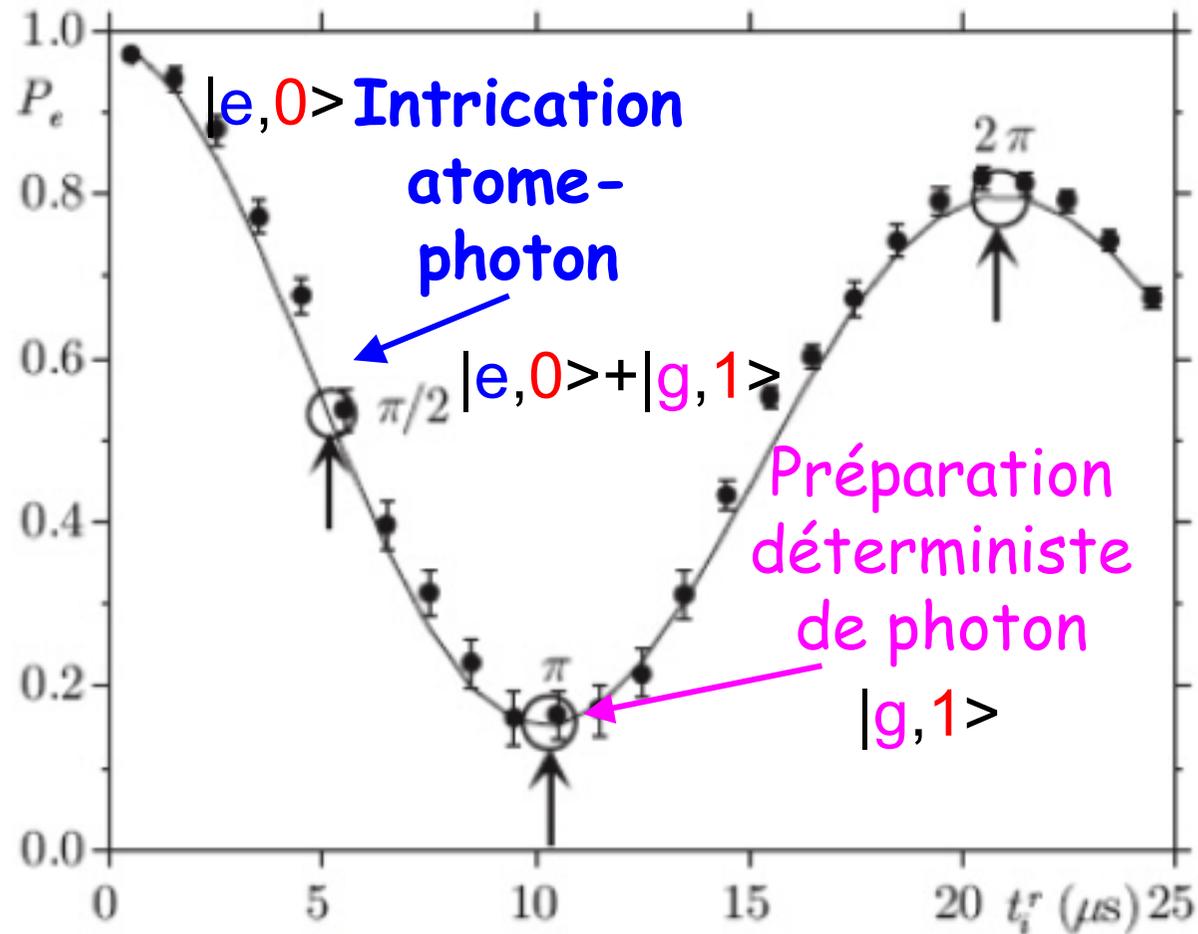


Les meilleurs miroirs du monde: plus d'un **milliard** de rebonds et une trajectoire repliée de **40.000km** (la circonférence de la Terre) pour la lumière!

Les photons sont piégés pendant plus d'un dixième de seconde!

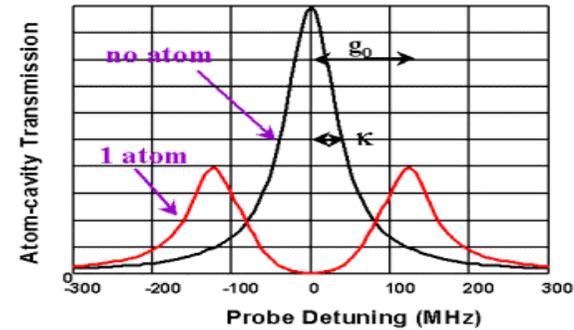
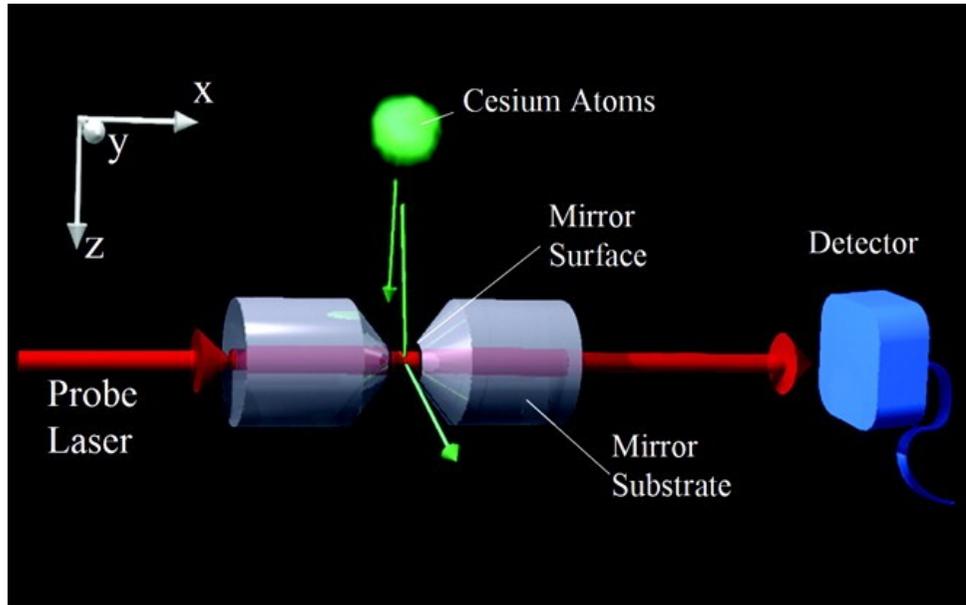
6 cm

L'oscillation de Rabi du vide dans une cavité ouverte, observée à l'ENS en 1996, nous a permis d'intriquer des atomes et de photons, de générer des photons à la demande et de réaliser des portes quantiques (voir leçon 3)...

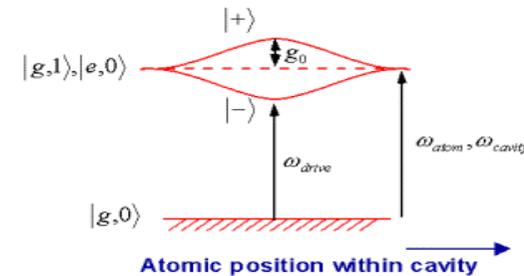


...Il restera à résoudre le problème de la détection non destructive des photons (dont nous parlerons à la leçon 4)

Cavity QED dans le domaine optique: régime de couplage fort atteint en 1992

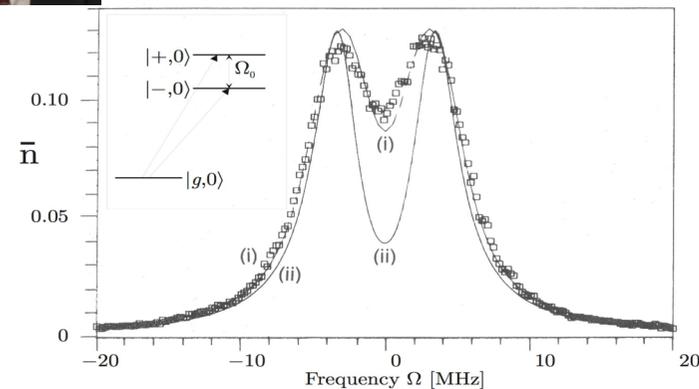


H. Kimble,



Le spectre de transmission de la cavité forme un doublet lorsque la cavité contient un seul atome (provenant d'un jet atomique ou relâché d'un piège MOT).

Spectre transformé de Fourier de l'oscillation de Rabi



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

Physics Today, 42, 24 (1989)

Une revue à
la fin des
années 1980

CAVITY QUANTUM ELECTRODYNAMICS

A new generation of experiments shows that spontaneous radiation from excited atoms can be greatly suppressed or enhanced by placing the atoms between mirrors or in cavities.

Serge Haroche and Daniel Kleppner

Les premières expériences d'EDQ en cavité se concentraient sur le problème du contrôle des propriétés d'émission spontanée des atomes, en explorant les voies vers le couplage fort...

Les méthodes mises au point pour ces expériences ont ouvert la voie au contrôle cohérent des interactions atome-photon, aux tests de la théorie de la mesure quantique et à la démonstration d'opérations d'information quantique (voir leçons suivantes).