

1. l'Electrodynamique quantique en cavité avec des atomes de Rydberg: principes généraux

2. Interaction dispersive atome-champ et détection non destructive de photons (QND)

3. Description du champ dans l'espace des phases: la fonction de Wigner

4. Génération et reconstruction d'états non-classiques: états de Fock, chats de Schrödinger et décohérence

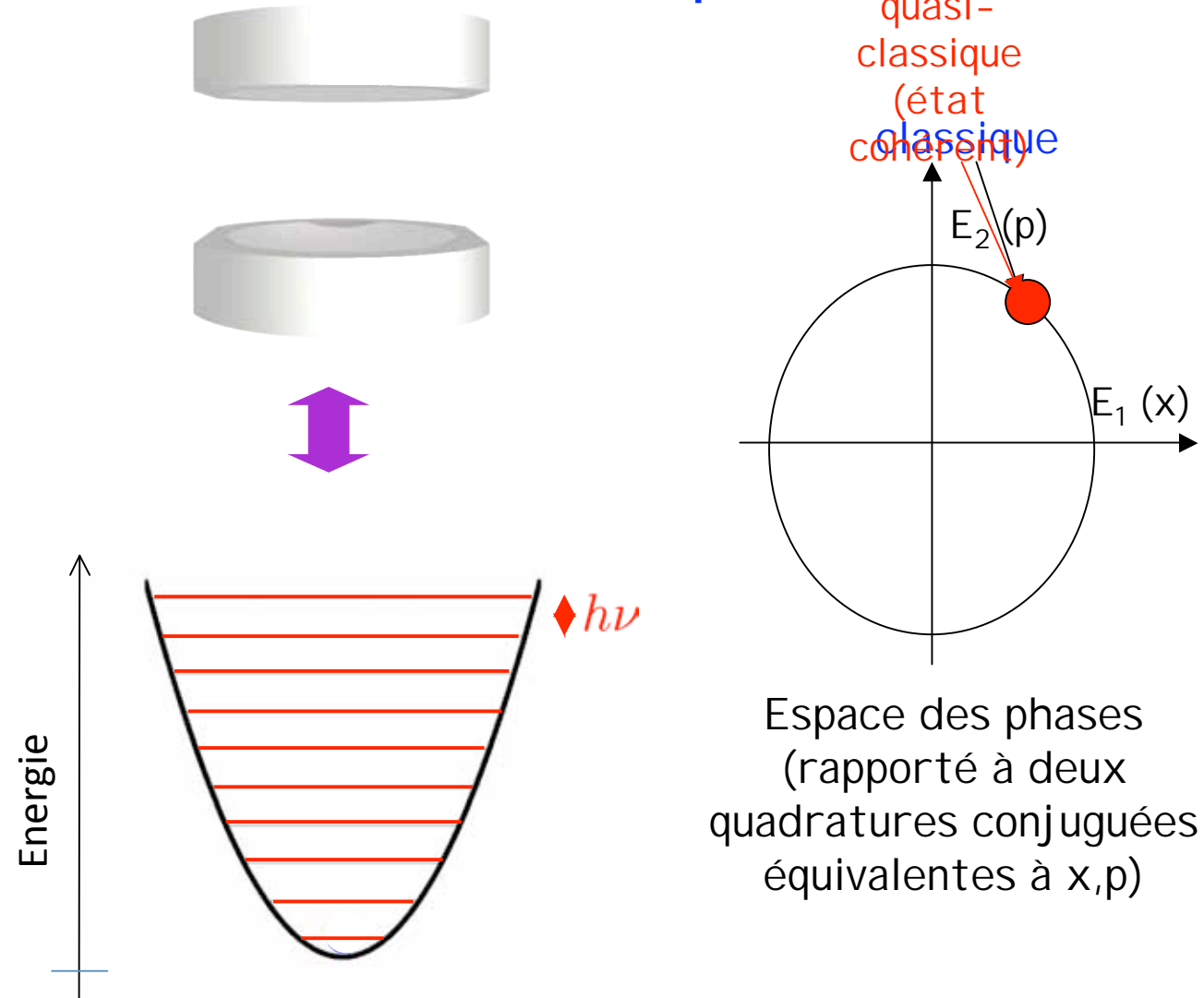


L'état du champ contient beaucoup plus d'information que la simple distribution du nombre de photons...

Préparer et reconstruire des états non-classiques du champ et étudier leur évolution dans le temps: une étude de la décohérence et de la frontière classique-quantique



# Un mode du champ électromagnétique est un oscillateur harmonique



*La description de l'état le plus général du champ est donnée par sa fonction de Wigner dans l'espace des phases*

# Description générale de l'état du champ par opérateur densité et par fonction de Wigner

Cas pur:

$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n |n\rangle$$

Mélange statistique et opérateur densité:

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \quad \left(\sum_i p_i = 1\right)$$

*Le cas pur est un cas particulier  $\rightarrow \rho$  est un projecteur: tous les  $p_i$  nuls sauf 1*

Fonction de Wigner dans l'espace des phases:

$$W(\alpha) = W(x + ip) = \frac{1}{\pi} \int du e^{-2ipu} \langle x + u/2 | \rho | x - u/2 \rangle$$

$$\longrightarrow \langle x + u/2 | \rho | x - u/2 \rangle = \int dp e^{2ipu} W(x + ip)$$

L'opérateur densité  $\rho$  et la fonction de Wigner réelle  $W(\alpha=x+ip)$  se déduisent l'un de l'autre par transformation de Fourier et contiennent la même information, définissant complètement l'état du champ.

# Propriété de parité de la fonction W

$$W(\alpha) = W(x + ip) = \frac{1}{\pi} \int du e^{-2ipu} \langle x + u/2 | \rho | x - u/2 \rangle$$

Opérateur déplacement  $D(\alpha)$  et génération d'états cohérents:

$$D(\alpha) = e^{\alpha a^\dagger - \alpha^* a} = e^{-|\alpha|^2/2} e^{\alpha a^\dagger} e^{-\alpha^* a} \quad ; \quad D(\alpha)|0\rangle = |\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} e^{\alpha a^\dagger} e^{-\alpha^* a}|0\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

*Décrit l'effet d'une source classique injectant un champ cohérent dans C*

Opérateur parité  $\mathcal{P}$ :

$$\mathcal{P}|x\rangle = |-x\rangle \quad \text{ou} \quad \mathcal{P}|n\rangle = (-1)^n |n\rangle$$

$$\mathcal{P} = (-1)^{a^\dagger a} = \cos(\pi a^\dagger a)$$

La Fonction W est la valeur moyenne de l'opérateur parité  $\mathcal{P}$  déplacé:

$$W(0) = \frac{1}{\pi} \int du \langle u/2 | \rho | -u/2 \rangle = \frac{1}{\pi} \int du \langle u/2 | \rho \mathcal{P} | u/2 \rangle = \frac{2}{\pi} \text{Tr} \{ \rho \mathcal{P} \} = \frac{2}{\pi} \langle \mathcal{P} \rangle$$

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi} \text{Tr} [\rho D(\alpha) \mathcal{P} D(-\alpha)] = \frac{2}{\pi} \langle D(\alpha) \mathcal{P} D(-\alpha) \rangle$$

# Distributions marginales des quadratures

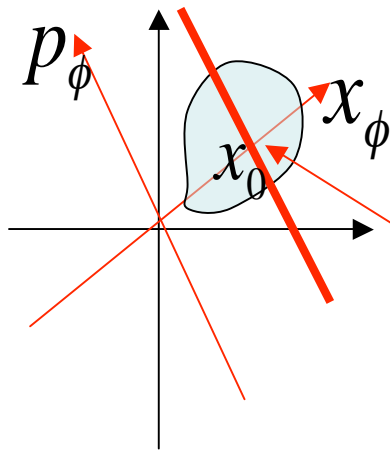
L'intégration de  $W$  sur  $p$  s'obtient facilement:

$$\langle x + u / 2 | \rho | x - u / 2 \rangle = \int dp e^{2ipu} W(x + ip) \rightarrow \Pi(x) = \langle x | \rho | x \rangle = \int dp W(x + ip)$$

et de même en échangeant les bases  $x$  et  $p$ :

$$\Pi(p) = \langle p | \rho | p \rangle = \int dx W(x + ip)$$

Ainsi,  $W$  s'apparente à une distribution classique dans l'espace des phases: l'intégration sur une coordonnée donne la distribution de l'autre. Le résultat se généralise à des quadratures quelconques du champ, combinaisons de  $X$  et  $P$ :



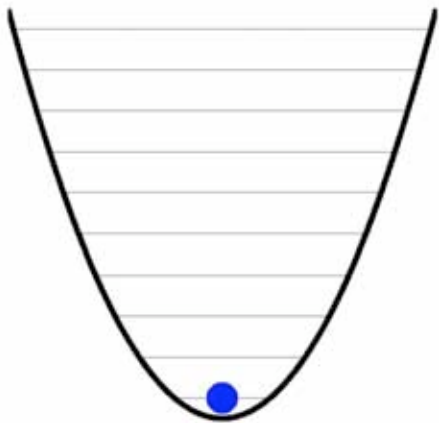
$$X_\phi = X \cos \phi + P \sin \phi ; P_\phi = -X \sin \phi + P \cos \phi \quad ; \quad [X_\phi, P_\phi] = i / 2$$

$$\Pi_{X_\phi}(x_0) = \int dp_\phi W(x_0, p_\phi) \quad ; \quad \Pi_{P_\phi}(p_0) = \int dx_\phi W(x_\phi, p_0)$$

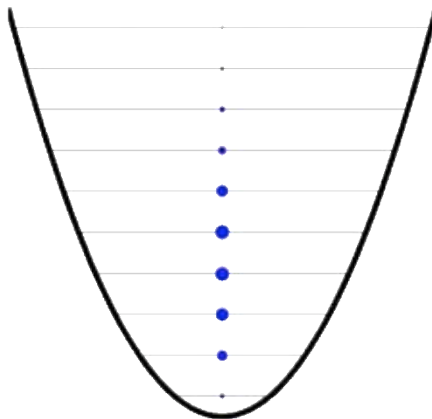
Contrairement à une distribution classique,  $W$  peut être négative!

# Fonctions W de quelques états purs

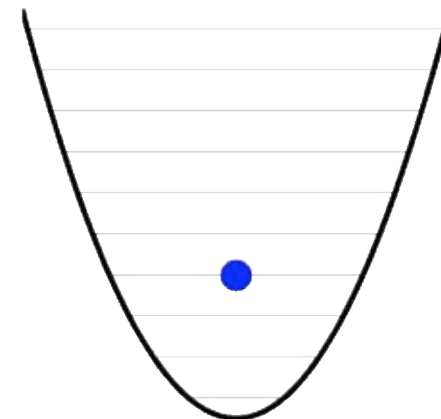
Etat vide



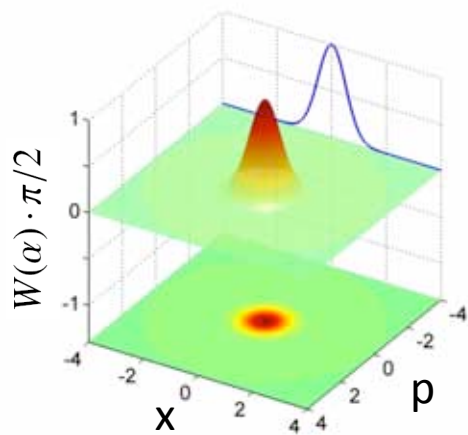
Etat cohérent



Etat de Fock (état nombre)



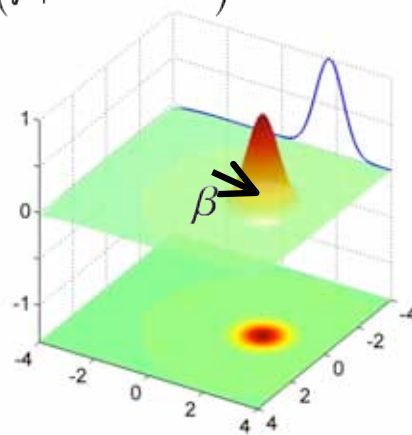
$|0\rangle$



$$\alpha = x + ip$$

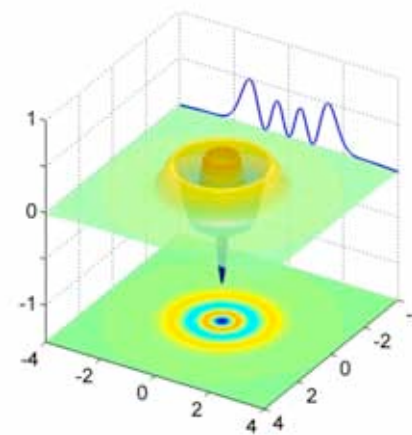
$$|\beta\rangle = e^{-|\beta|^2/2} \sum_n \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

$(|\beta|^2 = \bar{n} = 3)$



Vide translaté

$|n\rangle$  ( $n=3$ )



# Etat chat de Schrödinger

Chat de Schrödinger

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle + |-\beta\rangle]$$

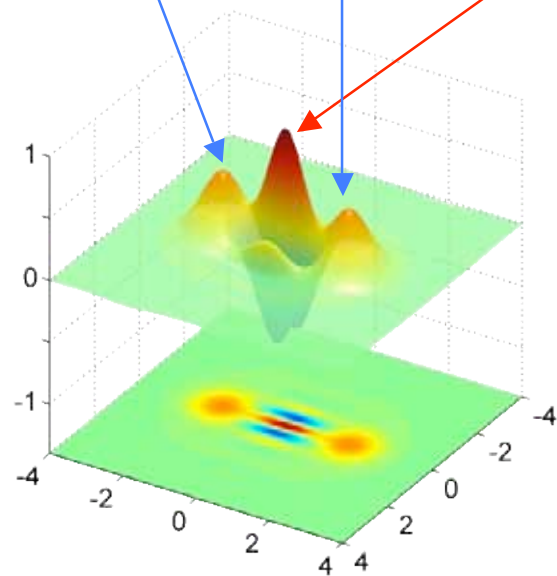
$$\rho_{\text{chat}} = \frac{(|\beta\rangle + |-\beta\rangle)(\langle\beta| + \langle-\beta|)}{2}$$

$$= \frac{|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta| + |\beta\rangle\langle-\beta| + |-\beta\rangle\langle\beta|}{2}$$

$\neq$

Mélange statistique

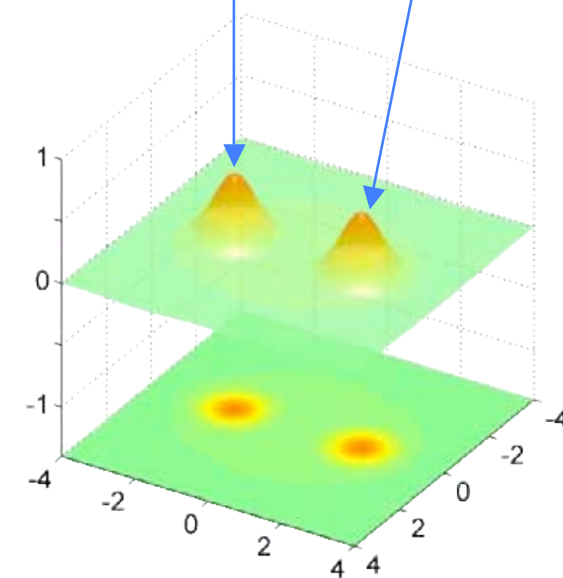
$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta|}{2}$$



Etat quantique



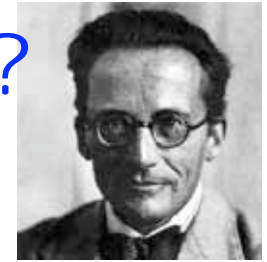
décohérence



Etat classique

Les états non-classiques se manifestent par des fonctions de Wigner oscillantes, prenant des valeurs négatives (interférence quantique).

# Superpositions d'états macroscopiques? Le paradoxe du Chat de Schrödinger:



$$a_{\text{vivant}} | \text{🌺} \text{🐱} \rangle + b_{\text{mort}} | \text{🌺} \text{👼} \rangle$$



un grand système couplé à un seul atome finit dans un état de superposition étrange...

*L 'environnement (molécules , photons thermiques..)*

*s 'intrique avec le système et emporte de l'information sur son état, détruisant les superpositions quantiques*

*(analogue à l 'observation du chemin de la particule dans un interféromètre)*

*Décohérence d 'autant plus rapide que le système est plus gros*

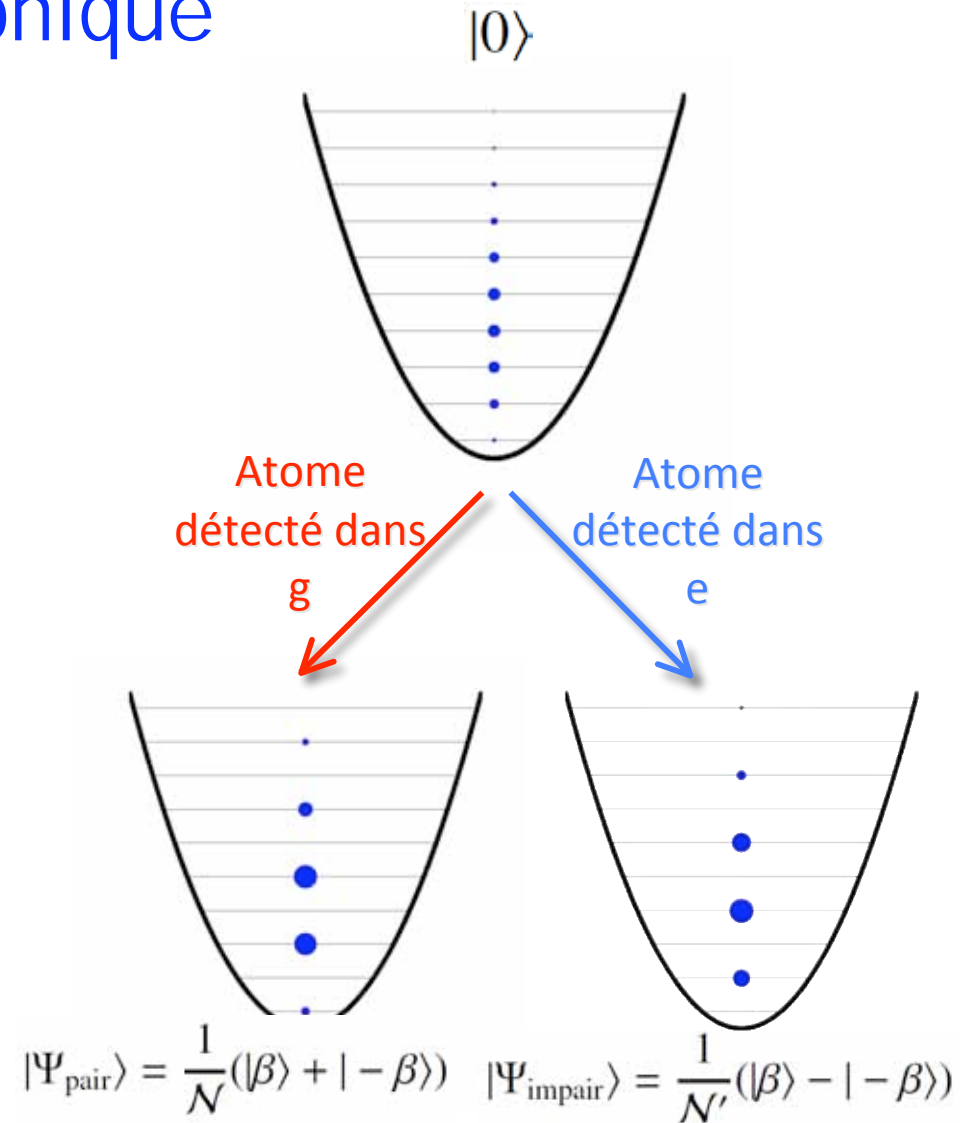
# Préparation d'un chat de Schrödinger photonique

$$|\beta\rangle = \underbrace{\frac{1}{2}[|\beta\rangle + |-\beta\rangle]}_{\sum_{n \text{ pair}} C_n |n\rangle} + \underbrace{\frac{1}{2}[|\beta\rangle - |-\beta\rangle]}_{\sum_{n \text{ impair}} C_n |n\rangle}$$

Partie paire                  Partie impaire

1. Injection d'un champ cohérent : couplage à une source classique
2. Mesure de parité : interaction avec un atome avec  $\varphi_0 = \pi$

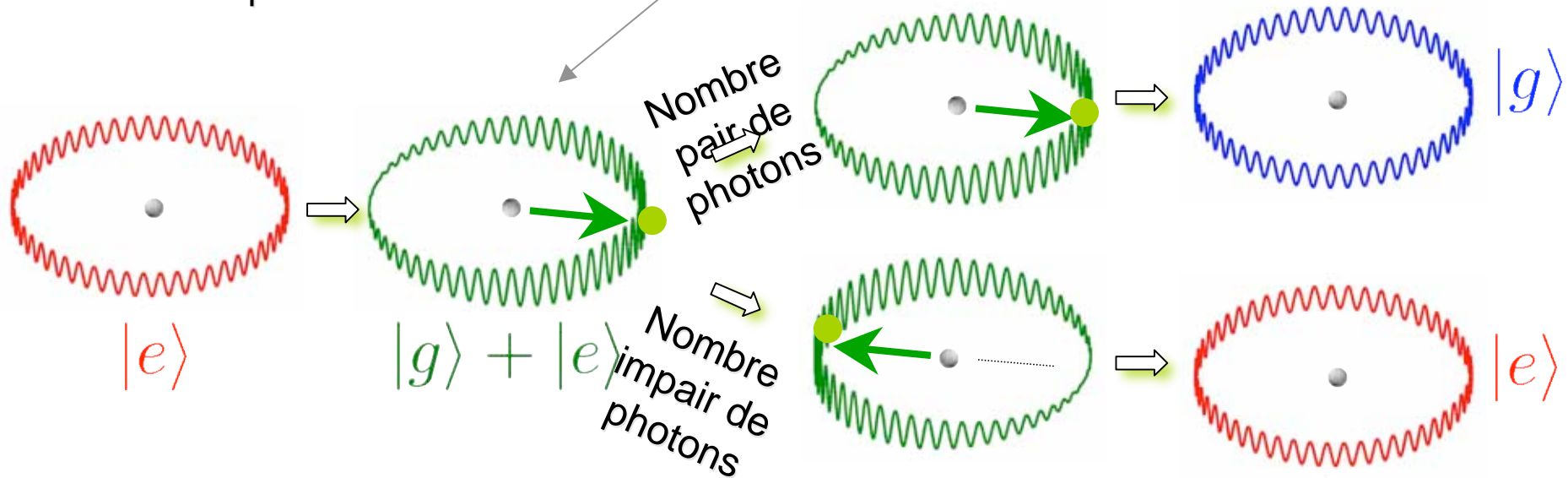
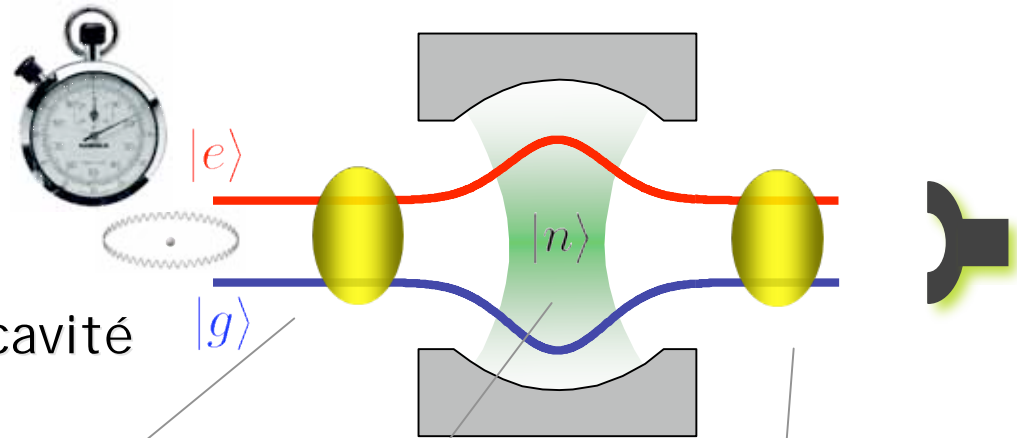
⇒ L'état chat de Schrödinger est produit par l'action en retour d'une mesure de parité sur la phase du champ



**Etat préparé en intriquant un système multiparticule (le champ) avec un seul atome: l'expérience contient tous les ingrédients de la métaphore de Schrödinger**

# Mesure de la parité d'un champ ( $n$ modulo 2)

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 à la parité du nombre de photons

4.

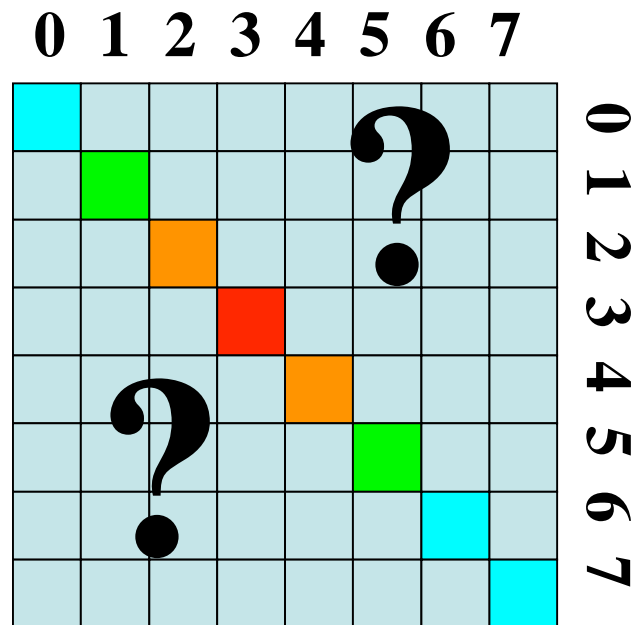
Génération et reconstruction  
d'états non-classiques:  
états de Fock, chats de  
Schrödinger et décohérence

Une fois l'état préparé, on peut faire la radiographie de sa fonction d'onde grâce aux atomes qui emportent son "empreinte" hors de la cavité...



*S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond & S. Haroche, Nature, 455, 510 (2008)*

# Comptage QND de photons et reconstruction d'état du champ

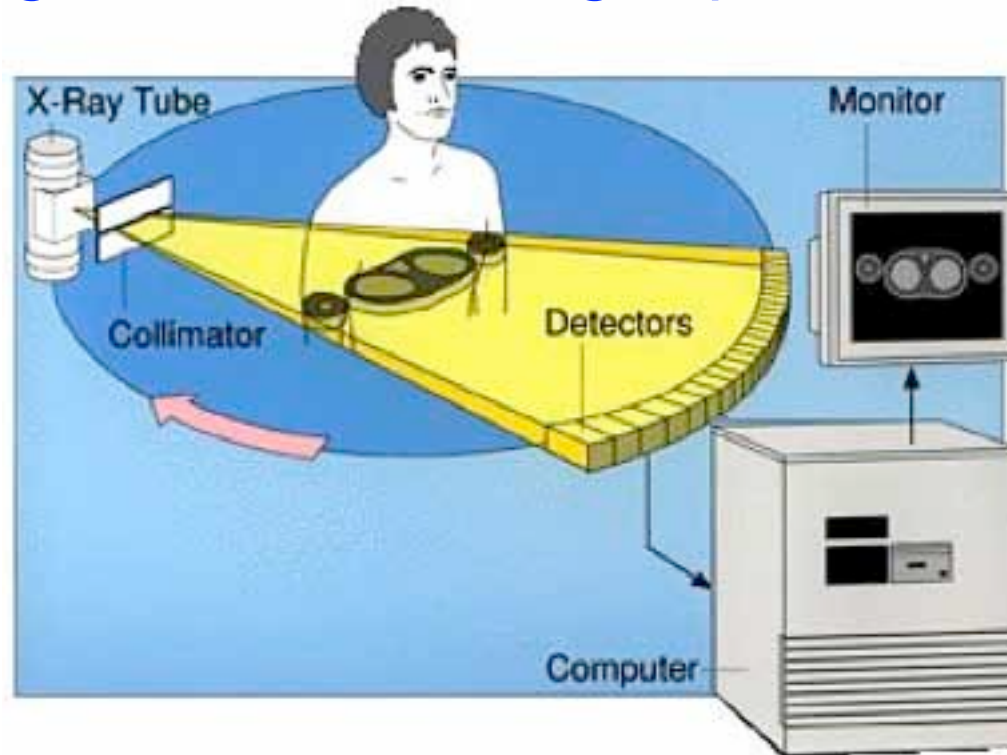


Des comptages QND répétés de photons sur des copies identiques d'un champ déterminent les éléments diagonaux  $\rho_{nn}$  de l'opérateur densité du champ dans la base des états de Fock (c-à-d la distribution du nombre de photon), mais ne disent rien des cohérences  $\rho_{nn'}$

Pour déterminer ces cohérences et reconstruire  $\rho$ :  
translater le champ dans l'espace des phases en le mélangeant avec des champs cohérents d'amplitudes complexes différentes (par action de l'opérateur  $D(a)$ ) et effectuer (sur un grand nombre de ces copies translattées) une mesure QND du nombre de photons (ou d'une fonction de ce nombre, par exemple  $\mathcal{P}$ ):

Tomographie de la lumière piégée

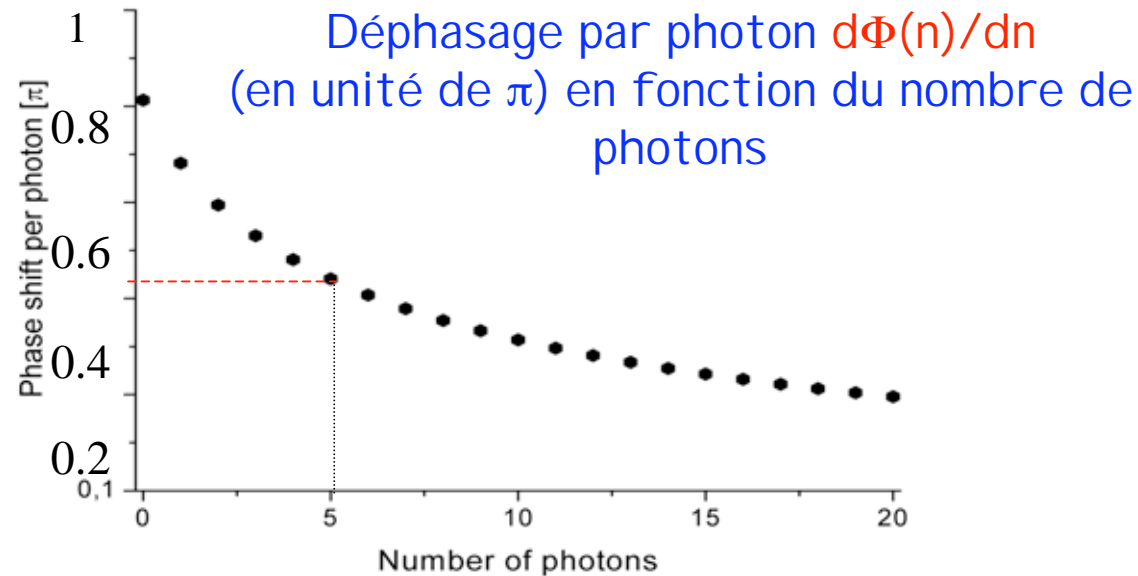
# La reconstruction d'états quantiques est analogue à la tomographie médicale



Les atomes traversant la cavité sont comme les rayons X traversant le corps humain... Leur interaction avec le champ étant non-destructive, on rend leur effet perturbateur sur le « chat » le moins traumatisant possible. Par une transformation mathématique, un ordinateur reconstruit la carte de l'état quantique...



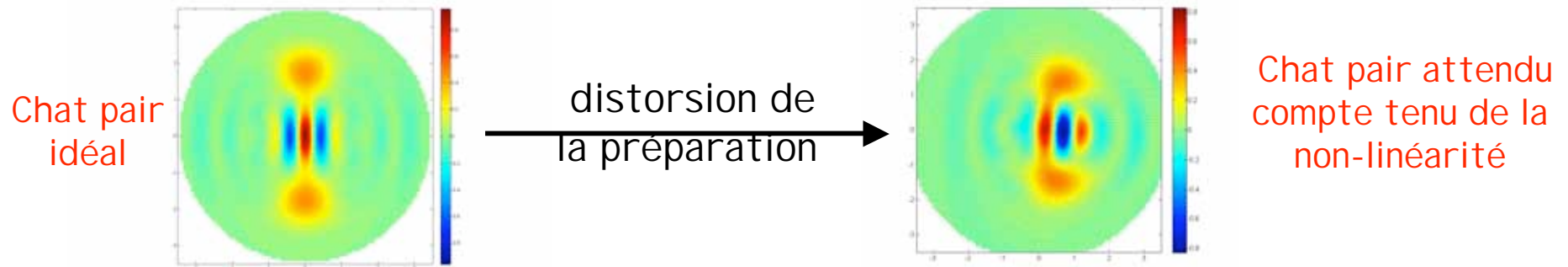
# Prise en compte de la non linéarité des déplacements lumineux



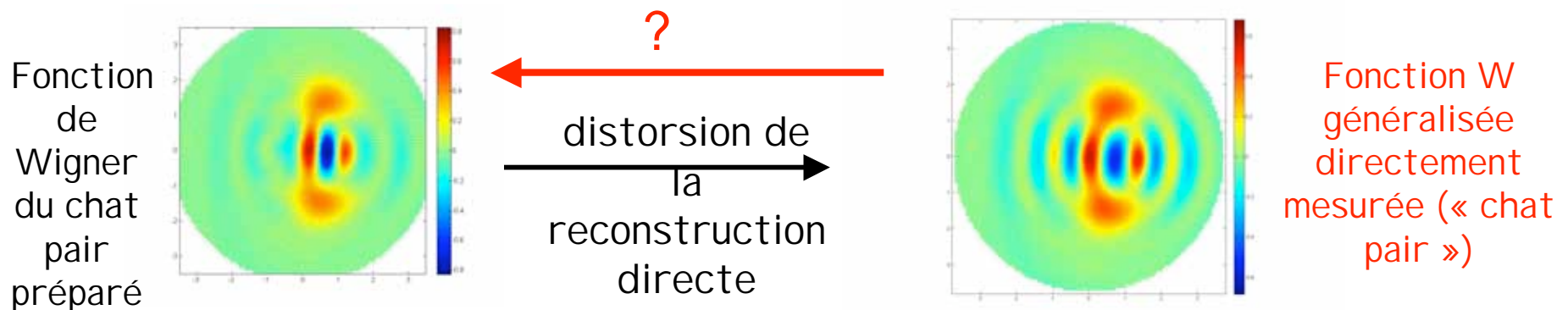
Il faut choisir une petite valeur de  $\delta$  pour avoir un grand déphasage par photon. Le rapport  $\Omega_c/\delta$  étant de l'ordre de 1, les termes non linéaires en  $n$  des énergies du système atome-champ rendent le déphasage par photon *dépendant de  $n$*  : environ  $\pi$  pour  $n = 0$ , il ne vaut plus que  $\sim 0.5 \pi$  pour  $n=5$ . Cette non-linéarité (entièrement calculable) a deux effets: elle déforme l'état « chat » préparé par le premier atome et modifie la reconstruction directe qui ne détermine plus la fonction de Wigner  $W$  mais une fonction «  $W$  généralisée ».

# Effets du déphasage non-linéaire

1. Le chat préparé par le 1<sup>er</sup> atome est déformé par rapport au chat idéal:



2. La fonction reconstruite en mesurant les différences de probabilités  $\pi_e - \pi_g$  n'est pas la fonction de Wigner  $W(\alpha)$ , mais une «fonction W généralisée», à partir de laquelle l'opérateur densité, et donc la vraie fonction W peuvent être obtenues:



# L'interféromètre de Ramsey mesure directement une fonction de Wigner généralisée

*Idéalement :*

$$\pi_e - \pi_g = \langle D(\alpha) \mathcal{P} D(-\alpha) \rangle = \langle D(\alpha) \cos(\pi a^\dagger a) D(-\alpha) \rangle = \frac{\pi}{2} W(\alpha)$$

*Effet de la non-linéarité :*

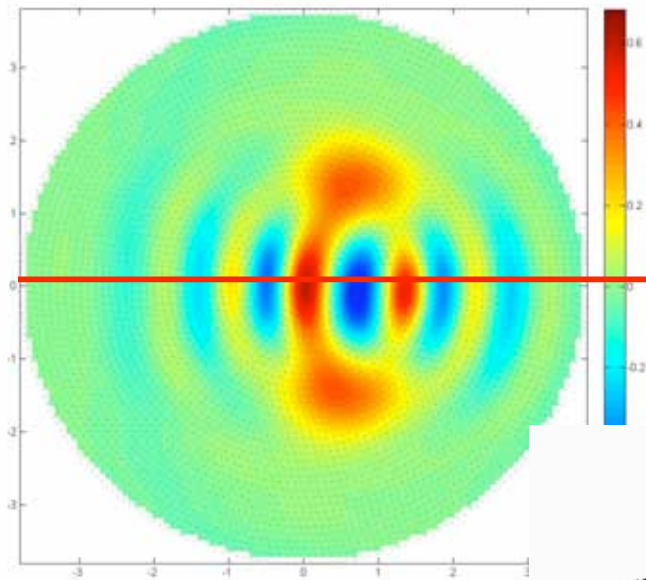
$$\pi_e - \pi_g = \langle D(\alpha) \cos \Phi(a^\dagger a) D(-\alpha) \rangle = \langle D(\alpha) \mathcal{P}_{gen} D(-\alpha) \rangle = \frac{\pi}{2} W_{gen}(\alpha)$$

*Erreurs de mesure (défauts calibrés de l'interféromètre de Ramsey) :*

$$\pi_e - \pi_g = A + C \langle D(\alpha) \cos \Phi(a^\dagger a) D(-\alpha) \rangle = \frac{\pi}{2} W_{gen}^{erreurs}(\alpha)$$

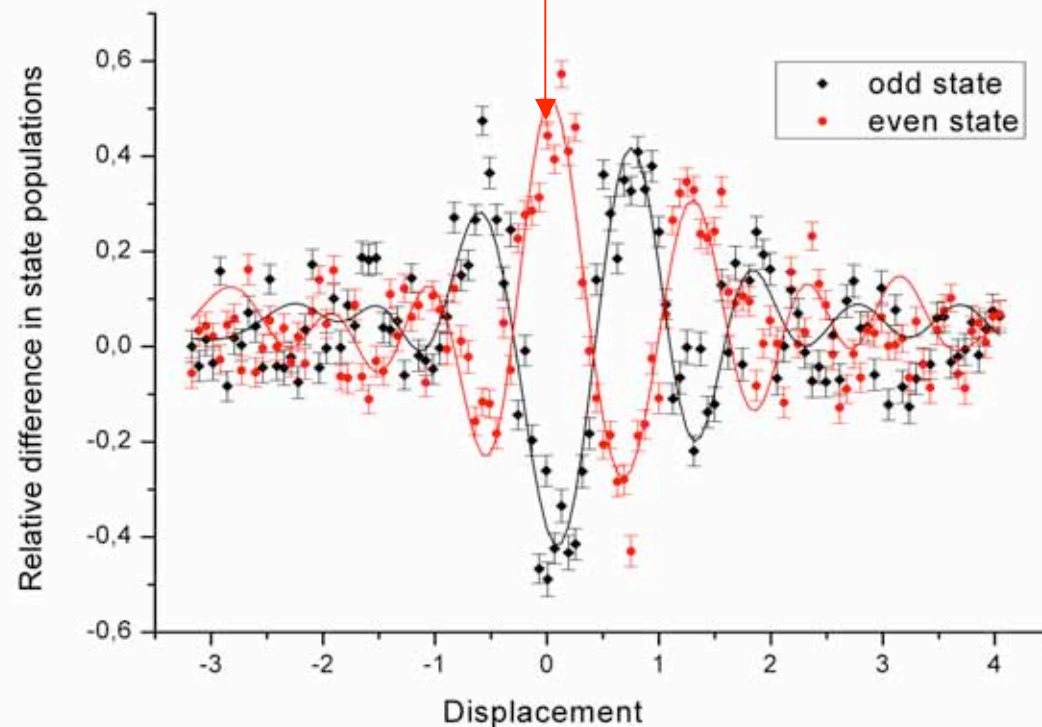
*(A = 0, C = 1 pour appareil parfait)*

# Mesure directe de la fonction $W$ généralisée

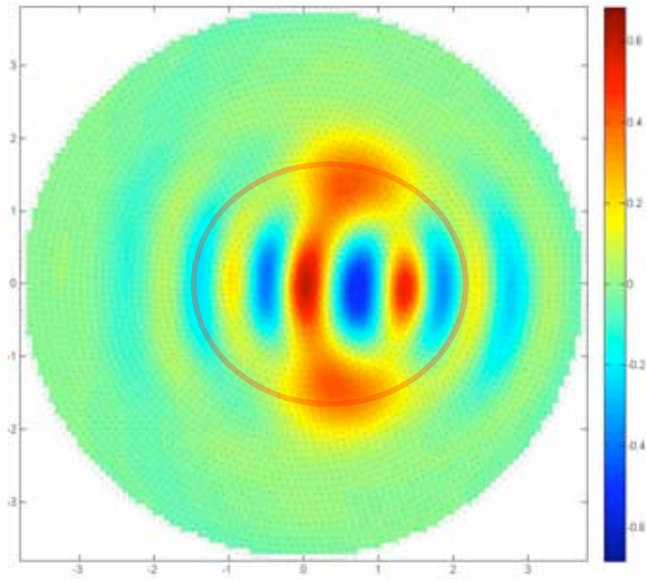


L'observation de franges avec des phases opposées pour les chats pair et impair est la signature de la cohérence quantique

Mesures de  $\pi_g - \pi_e$  pour des champs translattés le long de l'axe réel de l'espace des phases pour les chats pair et impair

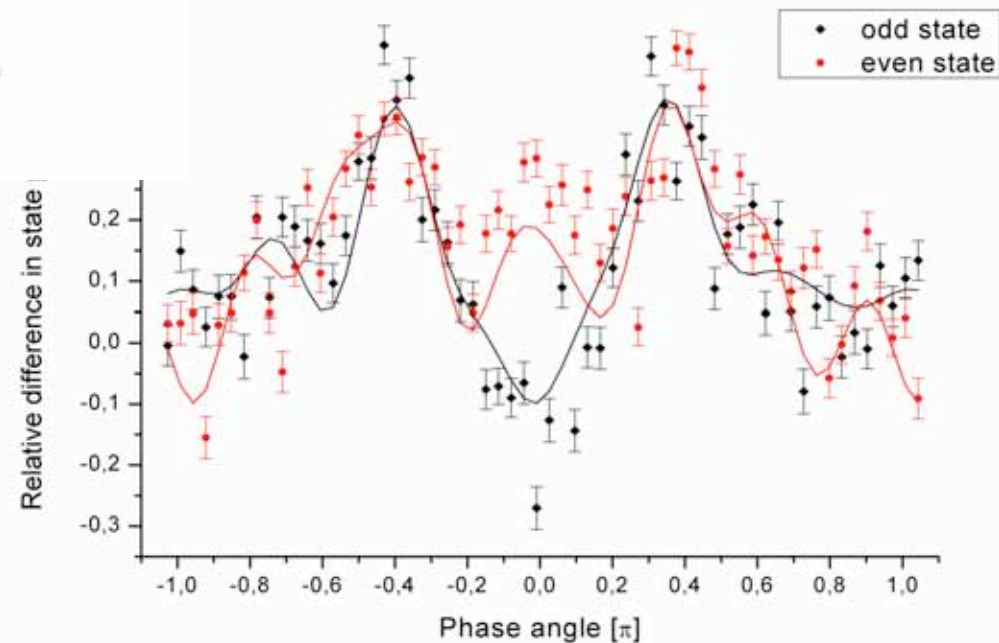


# Mesure directe de $W$ généralisée (suite)



Les points sont les valeurs expérimentales de  $\langle \pi_g - \pi_e \rangle$  et les courbes des fits théoriques (voir plus loin).

Mesures suivant un cercle centré sur l'origine de l'espace des phases pour les chats « pair » et « impair »



# Reconstruction de la fonction W par principe d'entropie maximum

La mesure de  $\pi_e - \pi_g$  pour N déplacements  $\alpha_i$  donne les résultats  $g_i = (\pi/2)W_{\text{gen}}^{\text{er}}(\alpha_i)$  qui sont valeurs moyennes de l'ensemble d'opérateurs  $G_i = A + C[D(\alpha_i)\mathcal{P}_{\text{gen}}D(-\alpha_i)]$ .

$$g_i = \text{Tr}\{\rho G_i\}$$

Le *principe d'entropie maximum* conduit à chercher, parmi tous les  $\rho$  satisfaisant ces N conditions, celui qui a l'entropie  $S = -\text{Tr}\rho \text{Log}\rho$  maximum. Ce choix revient à n'utiliser que l'information fournie par les mesures, sans aucune autre hypothèse sur le système (raisonnement bien connu en physique statistique).

La recherche de  $\rho$  se ramène ainsi à un problème de variation sous N+1 contraintes (les N décrites par les eqs ci-dessus auxquelles on ajoute  $\text{Tr}\rho = 1$ ). La méthode classique pour résoudre ce problème est celle des *multiplicateurs de Lagrange*. On introduit N+1 coefficients réels  $\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_N$  et on cherche l'extremum de la combinaison linéaire de S et des contraintes affectées de ces coefficients et considérées comme des fonctionnelles de  $\rho$ :

$$\delta S - \lambda_0 \delta[\text{Tr}\rho] - \sum_i \lambda_i \delta[\text{Tr}\rho G_i] = 0 \rightarrow$$

$$\delta \left[ \text{Tr}\rho \left\{ \text{Log}\rho + \lambda_0 I + \sum_i \lambda_i G_i \right\} \right] = \text{Tr} \left[ \delta\rho \left\{ \text{Log}\rho + (\lambda_0 + 1)I + \sum_i \lambda_i G_i \right\} \right] = 0$$

# Le principe d'entropie maximum

$$\text{Tr} \left[ \delta \rho \left\{ \text{Log} \rho + (\lambda_0 + 1)I + \sum_i \lambda_i G_i \right\} \right] = 0 \rightarrow$$

$$\rho_{ME} = e^{-(\lambda_0 + 1)I - \sum_i \lambda_i G_i} = \frac{1}{Z} e^{-\sum_i \lambda_i G_i} ; \quad Z = \text{Tr} \left\{ e^{-\sum_i \lambda_i G_i} \right\}$$

L'opérateur  $\rho$  a une forme « Boltzmannienne » d'exponentielle d'opérateur, combinaison linéaire des  $G_i$  pondérés par les multiplicateurs de Lagrange  $\lambda_i$ .

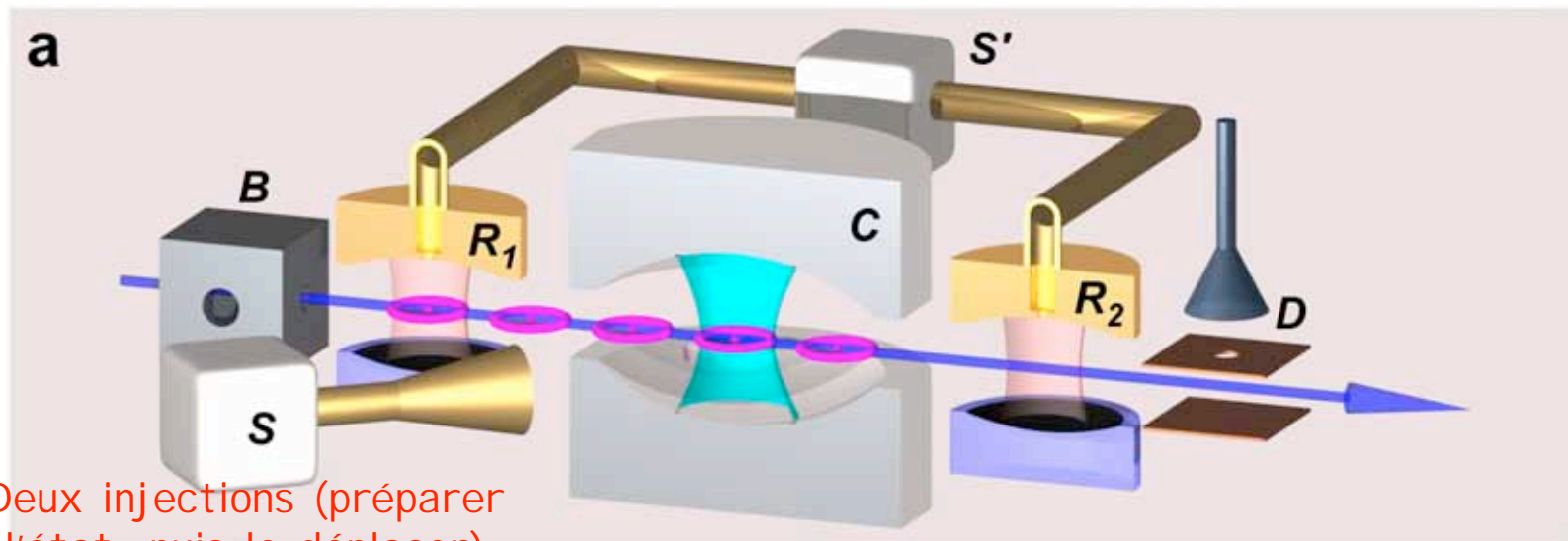
Les  $\lambda_i$  sont fixés en satisfaisant au mieux les contraintes  $g_i = \text{Tr} \rho G_i$  par la méthode des moindres carrés. On cherche par itération les valeurs des  $\lambda_i$  minimisant la somme:

$$\chi^2 = \sum_i \left| \text{Tr} \left\{ (G_i - g_i) \frac{1}{Z} e^{-\sum_i \lambda_i G_i} \right\} \right|^2$$

Une fois  $\rho$  déterminé, on en déduit  $W$ .

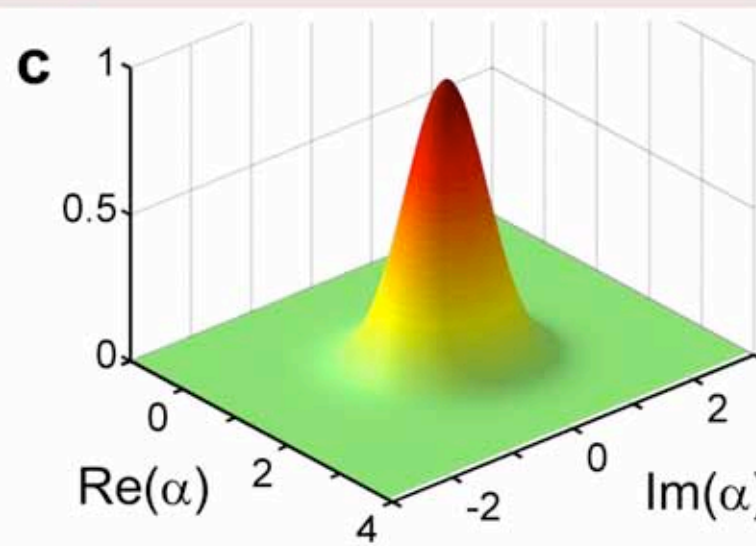
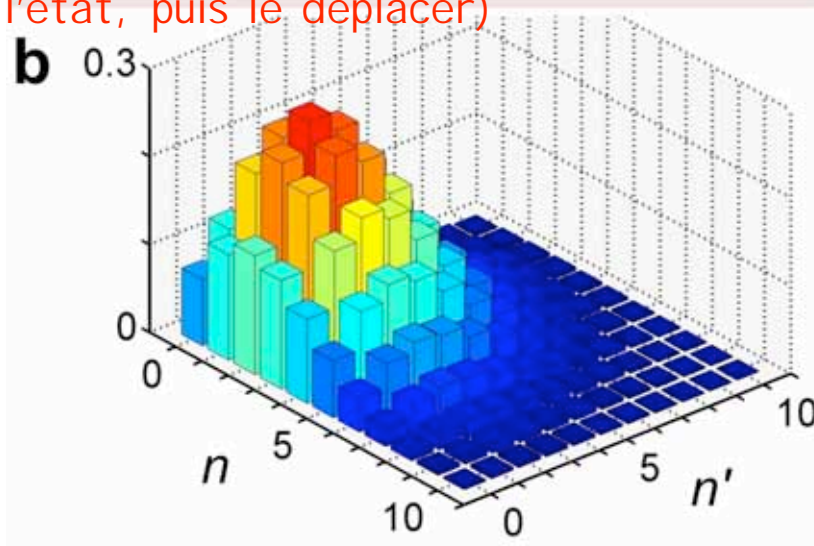
On passe ainsi de  $W_{\text{gen}}(\alpha)$  à  $W(\alpha)$  par l'intermédiaire de  $\rho$ .

# Test de la méthode: reconstruction d'un état cohérent



Deux injections (préparer l'état, puis le déplacer)

$\rho$



$W$

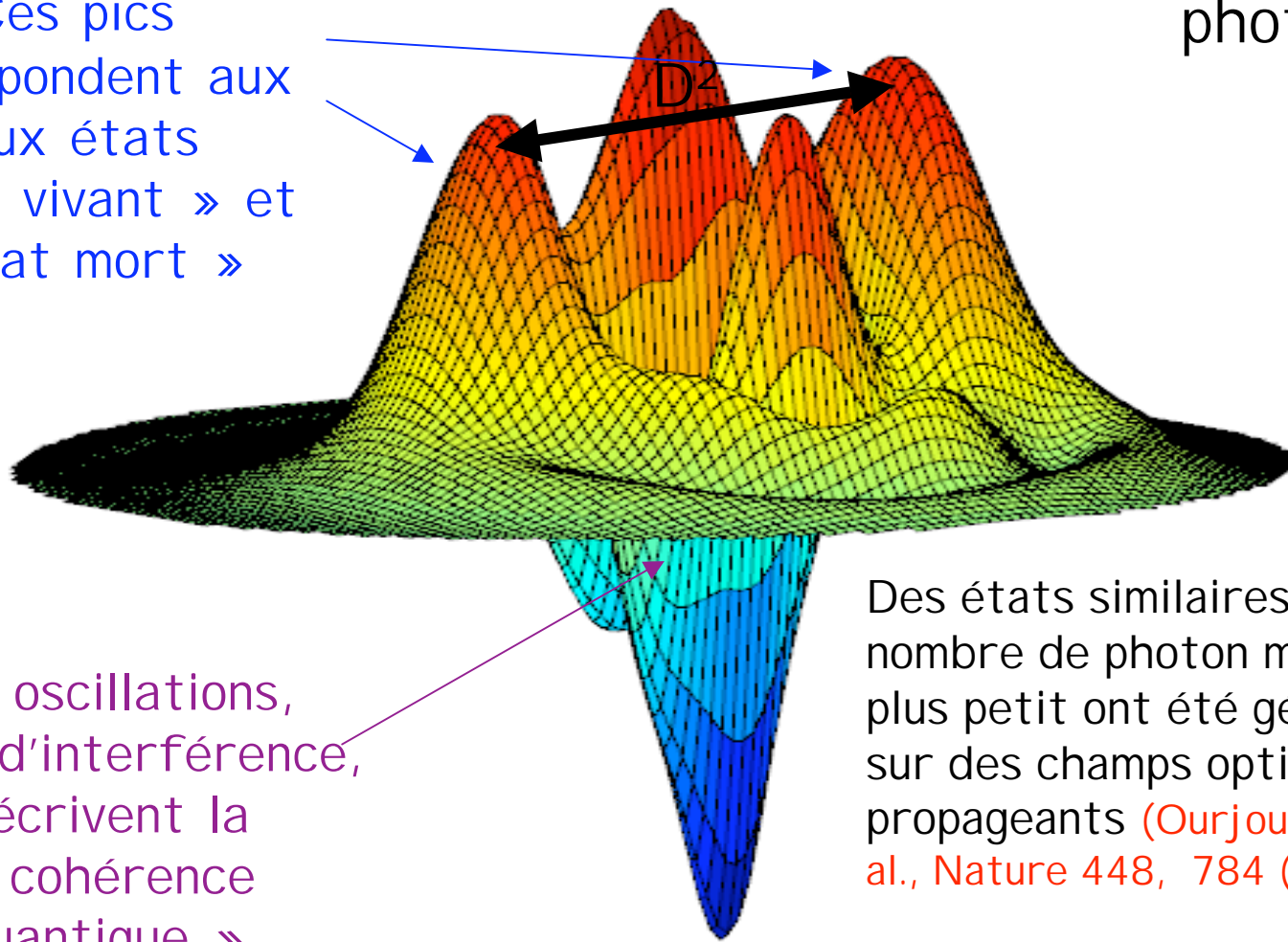
Fidélité  $F=0.98$

Requiert une stabilité subpicométrique des miroirs

# Reconstruction de la fonction de Wigner d'un chat de quelques photons

$D^2 = 7$  à 12 photons

Ces pics correspondent aux deux états « chat vivant » et « chat mort »



Ces oscillations, signal d'interférence, décrivent la « cohérence quantique » du chat.

Des états similaires avec nombre de photon moyen plus petit ont été générés sur des champs optiques propageants (Ourjoumtsev et al., Nature 448, 784 (2007))

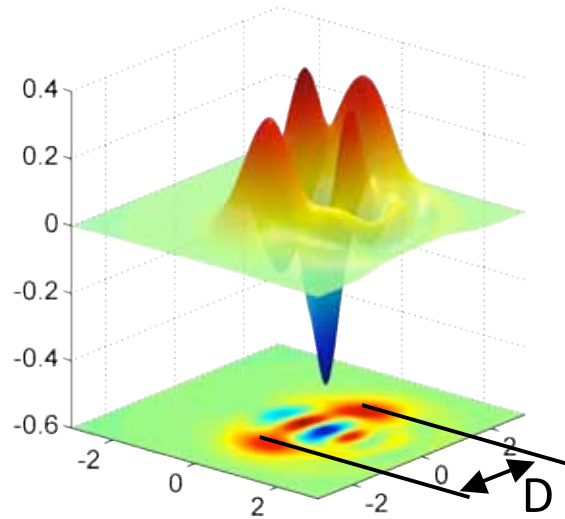
Voir aussi les expériences de J. Martinis et al (SBU) en Circuit QED.

# Etats chat de Schrödinger reconstruits

Chat **pair**

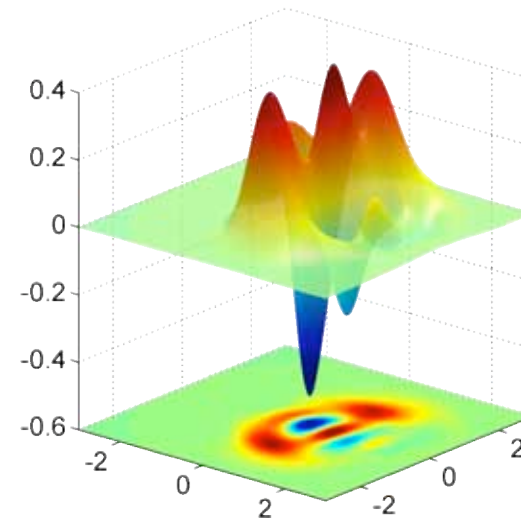
(1<sup>er</sup> atome détecté dans **g**)

$D^2 \approx 7,5$  ph.

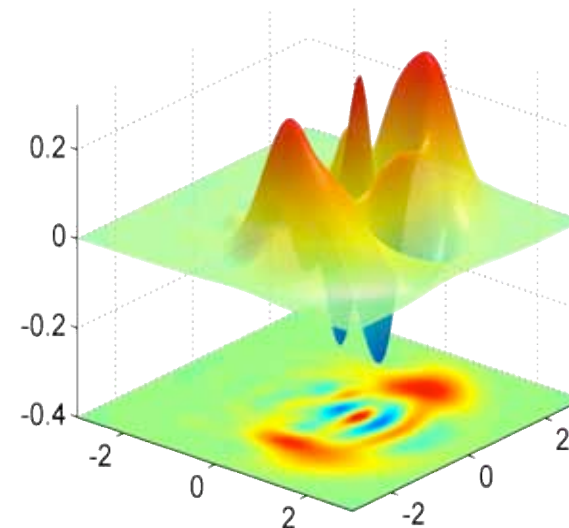
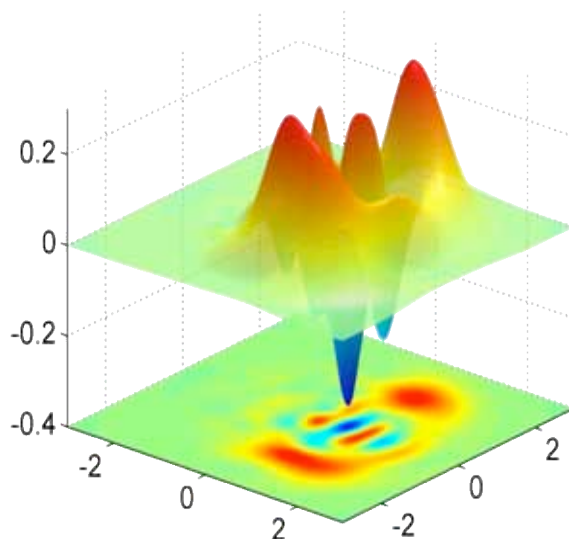


Chat **impair**

(1<sup>er</sup> atome détecté dans **e**)



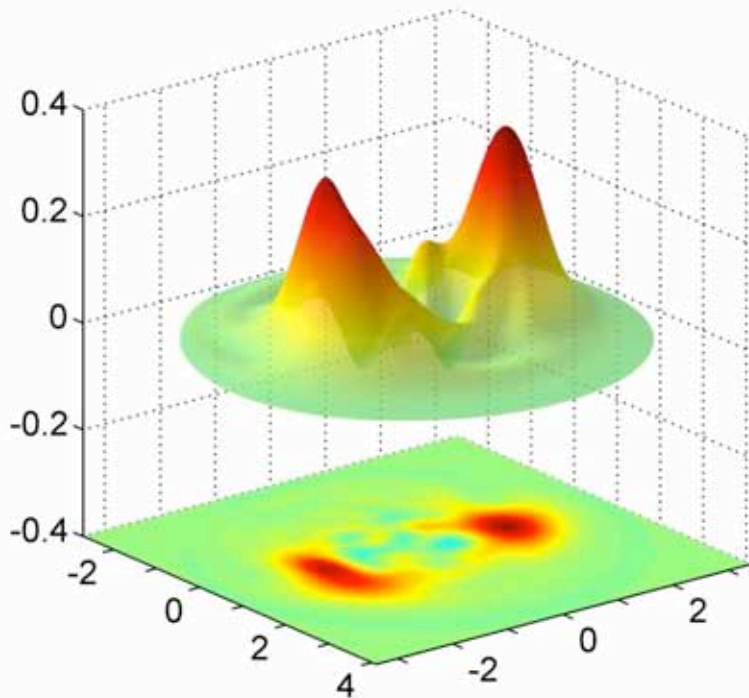
$D^2 \approx 12$  ph.



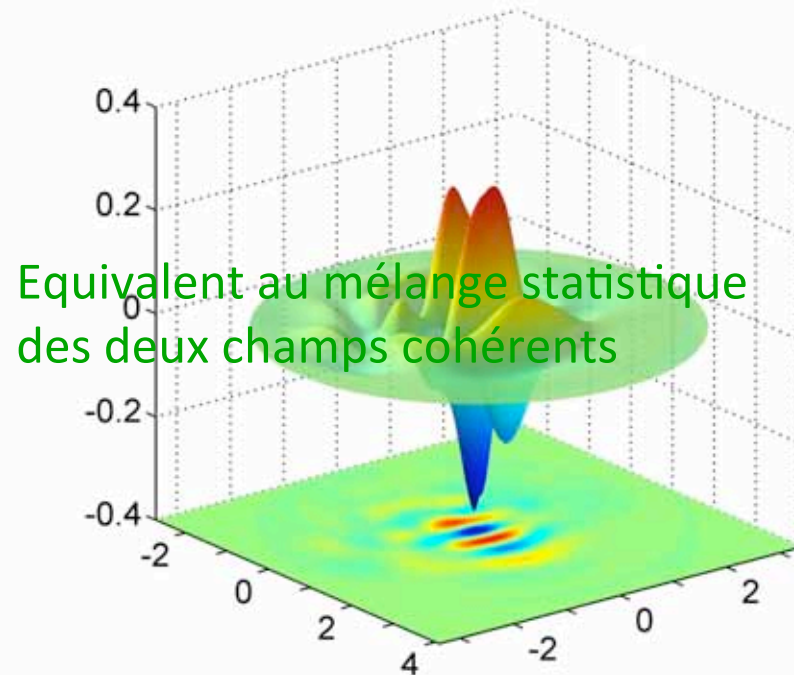
# Somme et différence des deux chats

Composantes classiques

Cohérences quantiques



Les **oscillations quantiques** disparaissent car elles ont même amplitude et phases opposées



Equivalent au mélange statistique des deux champs cohérents

Les **composantes classiques** disparaissent car elles sont égales dans les deux chats.

# Décohérence en action

La **perte** aléatoire d'un photon change la parité de l'état chat, en moyenne, l'état se transforme en un mélange statistique : c'est le phénomène de **décohérence**.

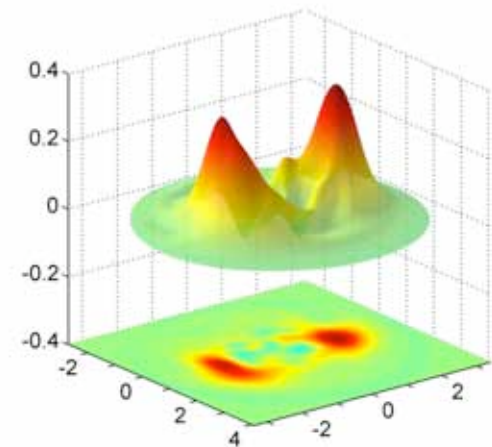
$$|\Psi_{\text{pair}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle + |-\beta\rangle] \quad + \quad |\Psi_{\text{impair}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle - |-\beta\rangle]$$

Mélange statistique

$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{1}{2} [|\beta\rangle\langle\beta| + |-\beta\rangle\langle-\beta|]$$

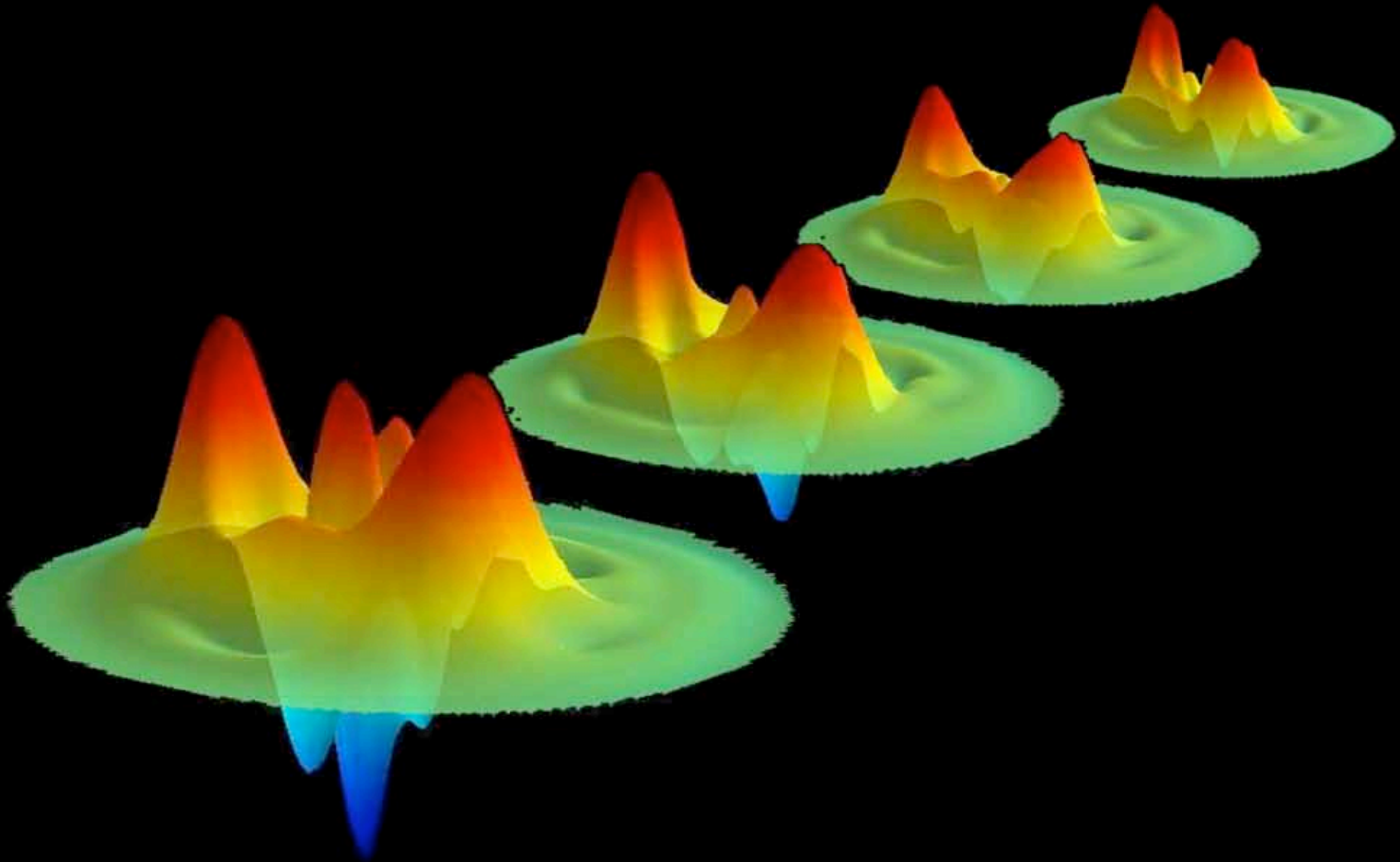
Pas d'interférences sur la fonction de Wigner

$$T_{\text{dec}} = \frac{2T_{\text{cav}}}{D_{\text{cat}}^2}$$

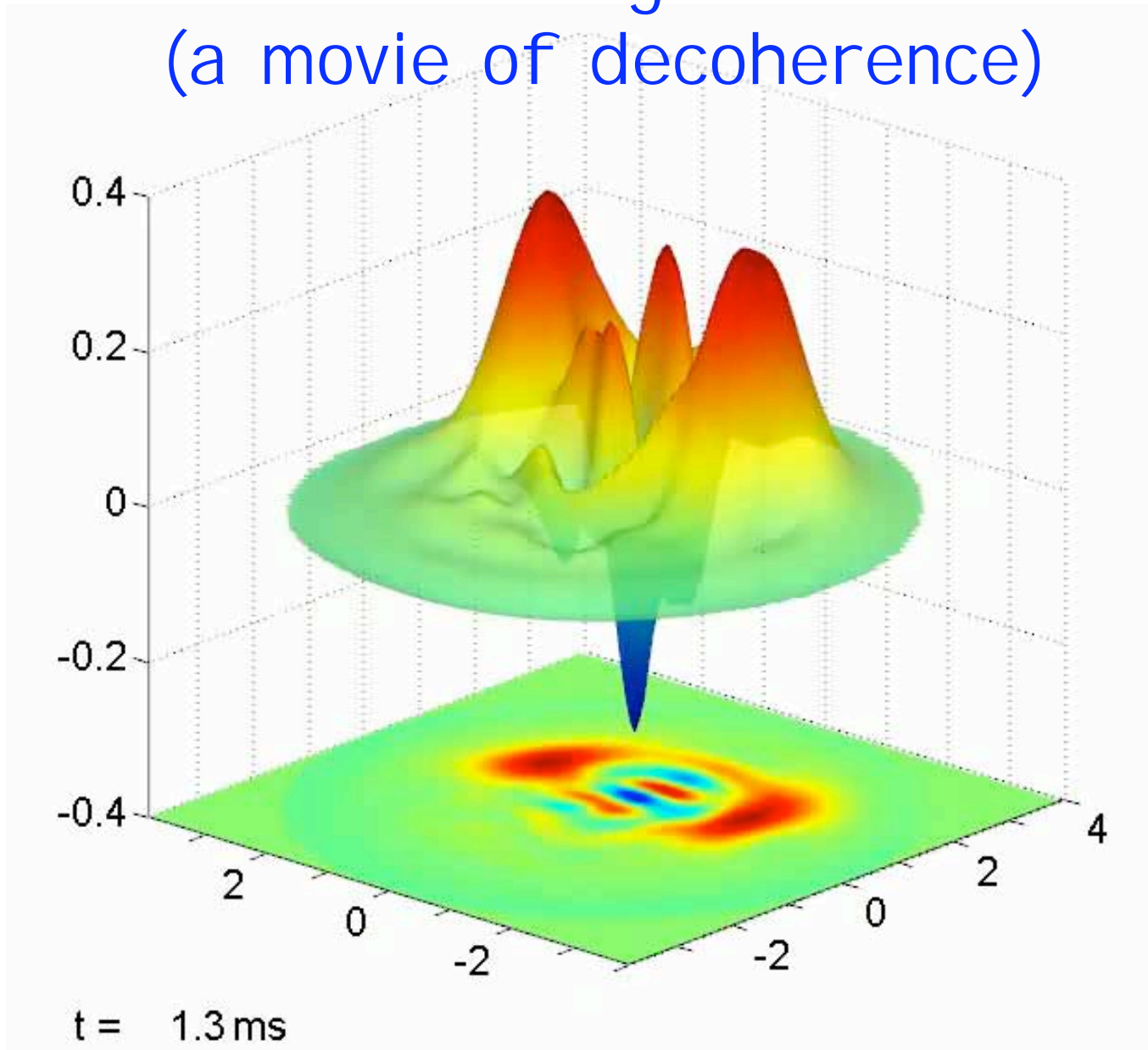


Le couplage à l'environnement détruit les interférences quantiques d'autant plus vite que le système est plus grand

# A JOURNEY FROM QUANTUM TO CLASSICAL



# Fifty milliseconds in the life of a Schrödinger cat (a movie of decoherence)



# Temps de vie de l'état chat de Schrödinger

Théorie à 0K

$$T_{\text{dec}} = \frac{2T_{\text{cav}}}{D_{\text{cat}}^2} \approx 22 \text{ ms}$$

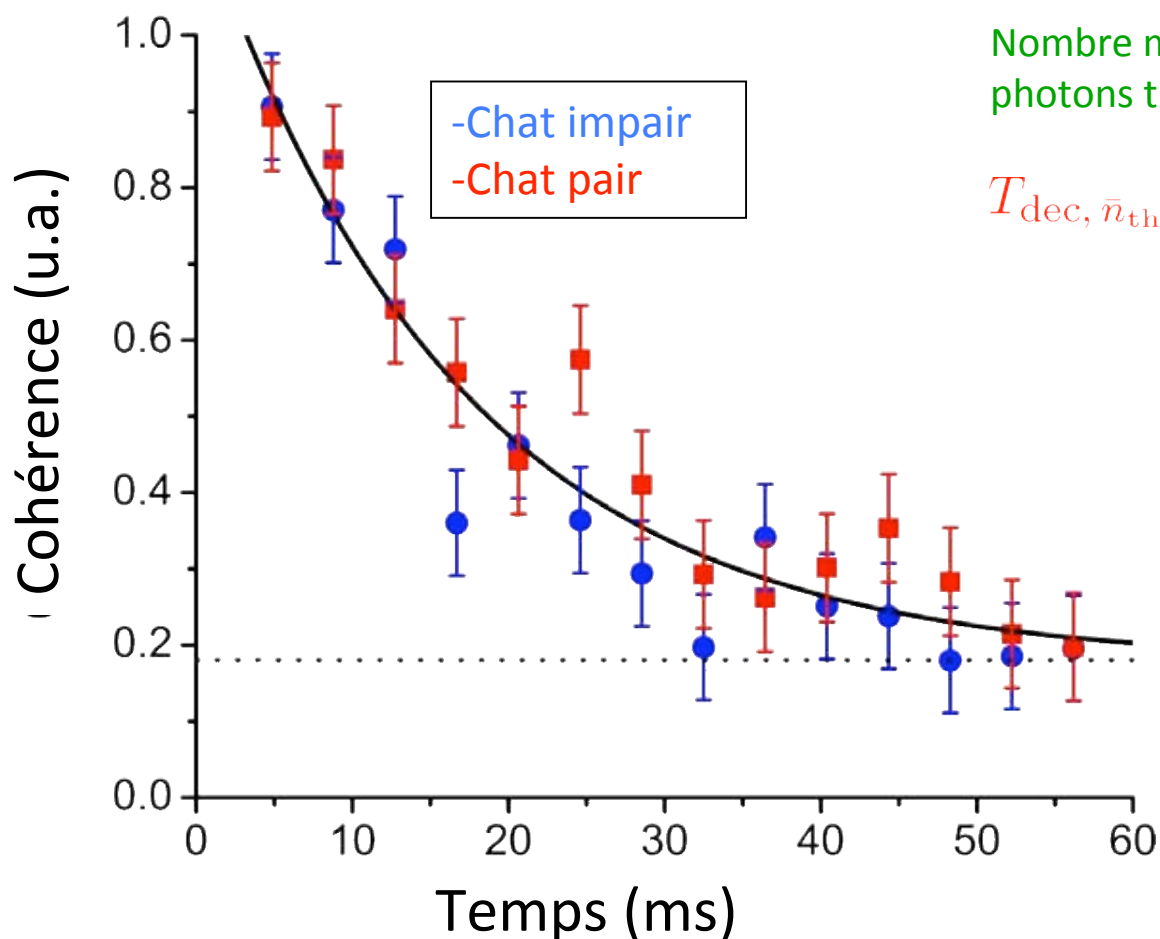
Couplage à un bain thermique (0.8K)

$$T_{\text{dec}, \bar{n}_{\text{th}}} = \left( 1 + \underbrace{\frac{4\bar{n}_{\text{th}}}{D_{\text{cat}}^2}}_{13\%} + 2\bar{n}_{\text{th}} \right)^{-1} T_{\text{dec}}$$

Nombre moyen de photons thermiques

13%

$$T_{\text{dec}, \bar{n}_{\text{th}}} \approx 19.5 \text{ ms}$$



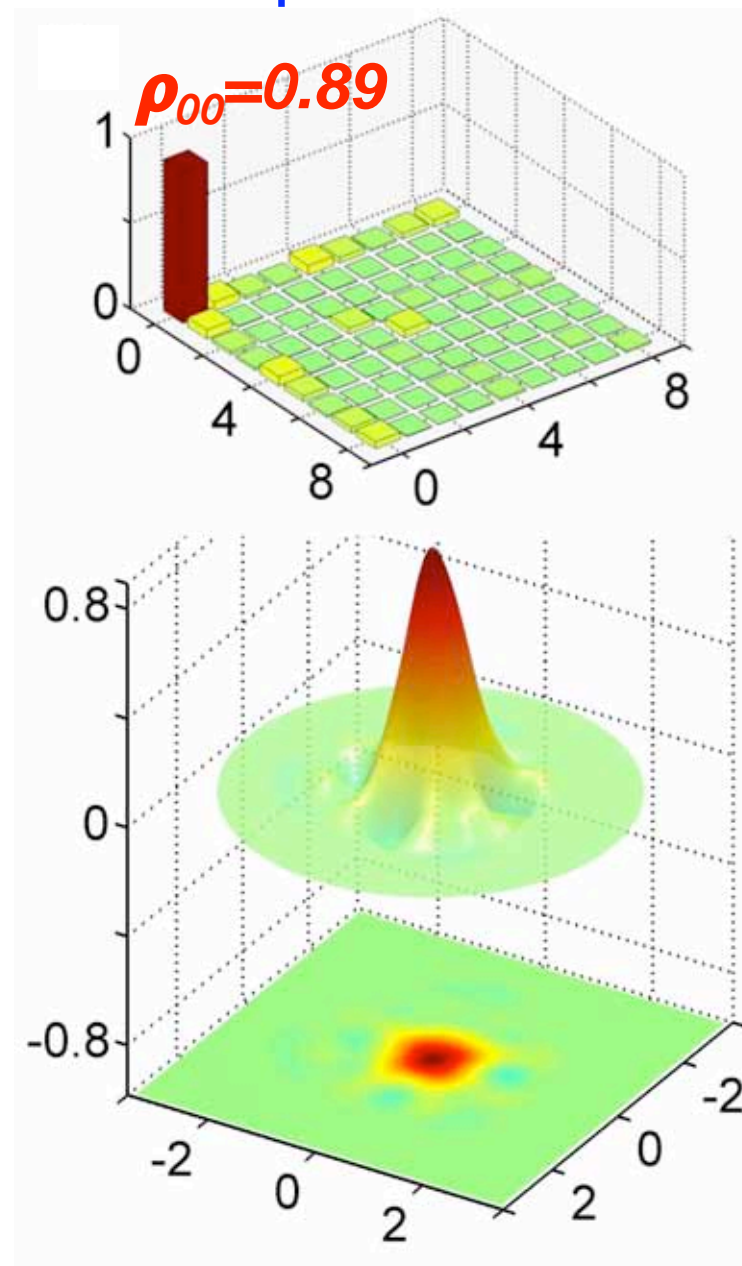
Temps de décohérence

$$T_{\text{dec}} = 17 \pm 3 \text{ ms}$$

# Reconstruction d'états de Fock par E.M.

- 1) Préparer un état cohérent dans C
- 2) Le projeter sur un état de Fock (aléatoire) par mesure QND du nombre de photons avec une première séquence atomique
- 3) Reconstruire l'opérateur densité de cet état par des déplacements dans l'espace des phases suivies de mesures QND avec une seconde séquence d'atomes  
Statistique demande beaucoup de copies
- 4)  $W$  est calculé à partir de  $\rho$

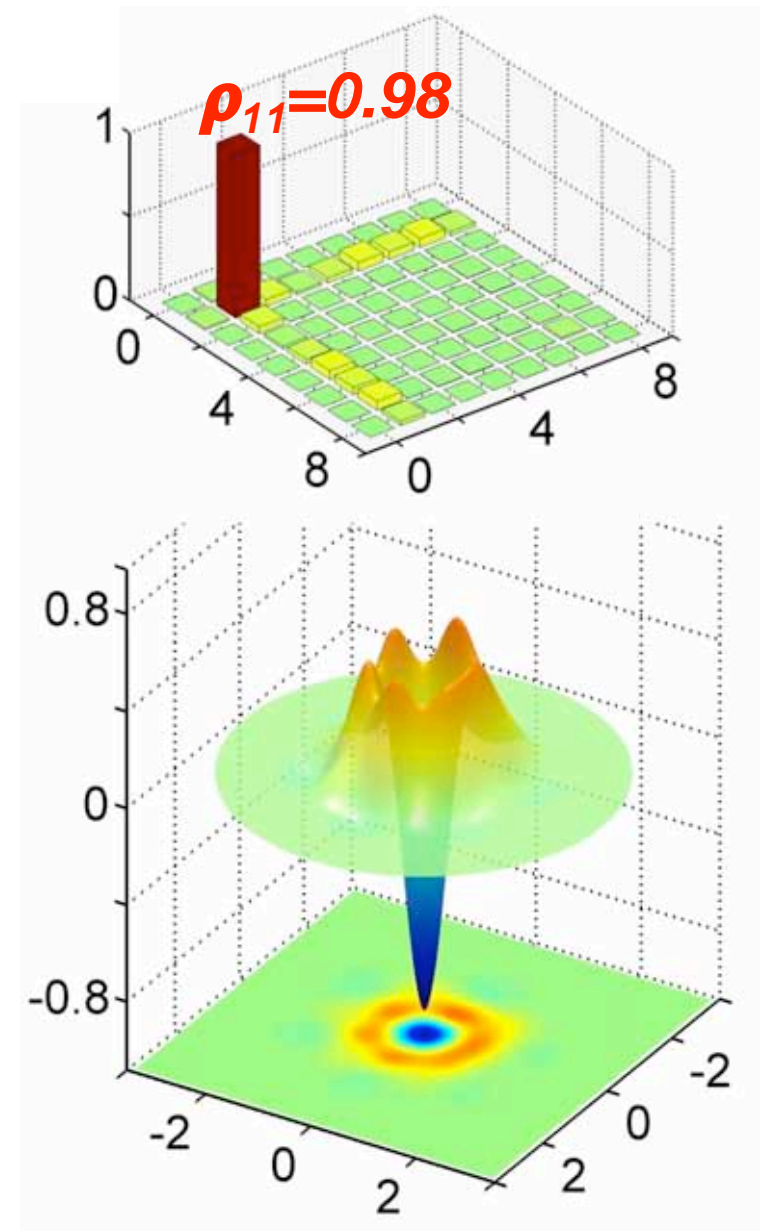
$$N = 0$$



# Reconstruction d'états de Fock

- 1) Préparer un état cohérent dans C
- 2) Le projeter sur un état de Fock (aléatoire) par mesure QND du nombre de photons avec une première séquence atomique
- 3) Reconstruire l'opérateur densité de cet état par des déplacements dans l'espace des phases suivies de mesures QND avec une seconde séquence d'atomes  
Statistique demande beaucoup de copies
- 4)  $W$  est calculé à partir de  $\rho$

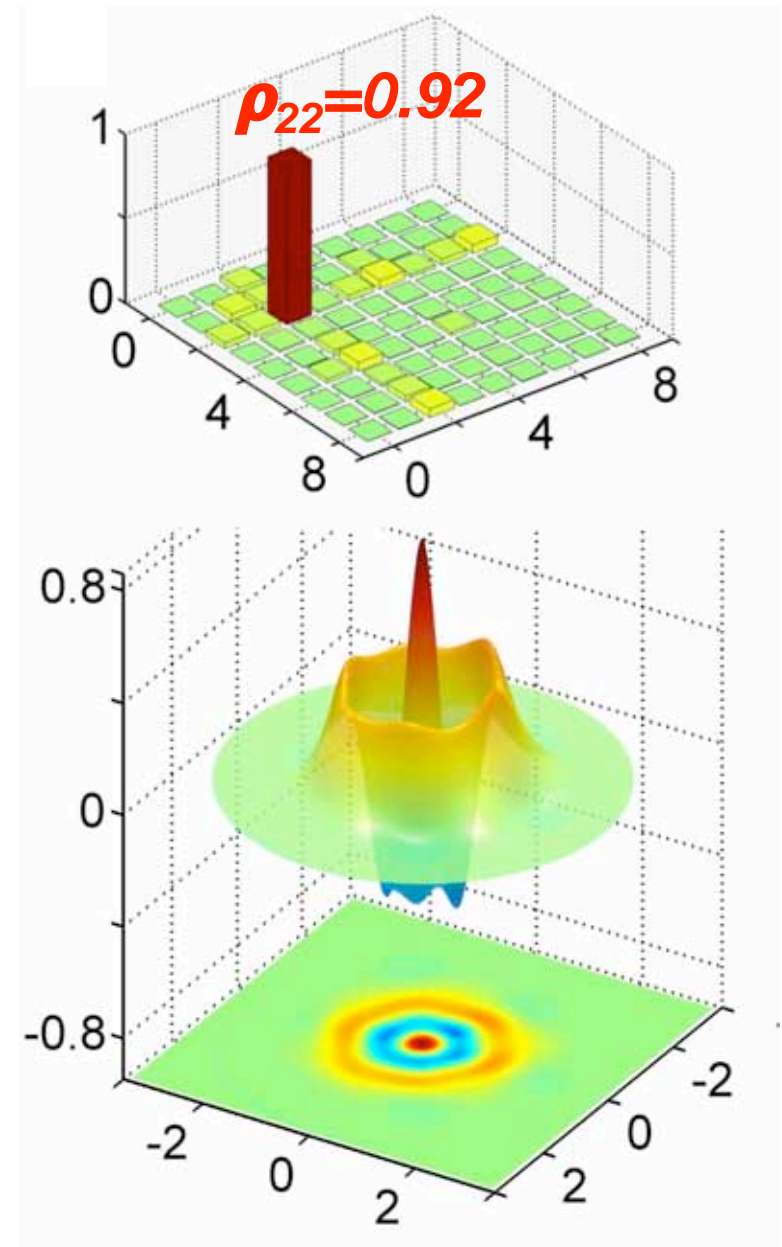
$$N = 1$$



# Reconstruction d'états de Fock

- 1) Préparer un état cohérent dans C
- 2) Le projeter sur un état de Fock (aléatoire) par mesure QND du nombre de photons avec une première séquence atomique
- 3) Reconstruire l'opérateur densité de cet état par des déplacements dans l'espace des phases suivies de mesures QND avec une seconde séquence d'atomes  
Statistique demande beaucoup de copies
- 4)  $W$  est calculé à partir de  $\rho$

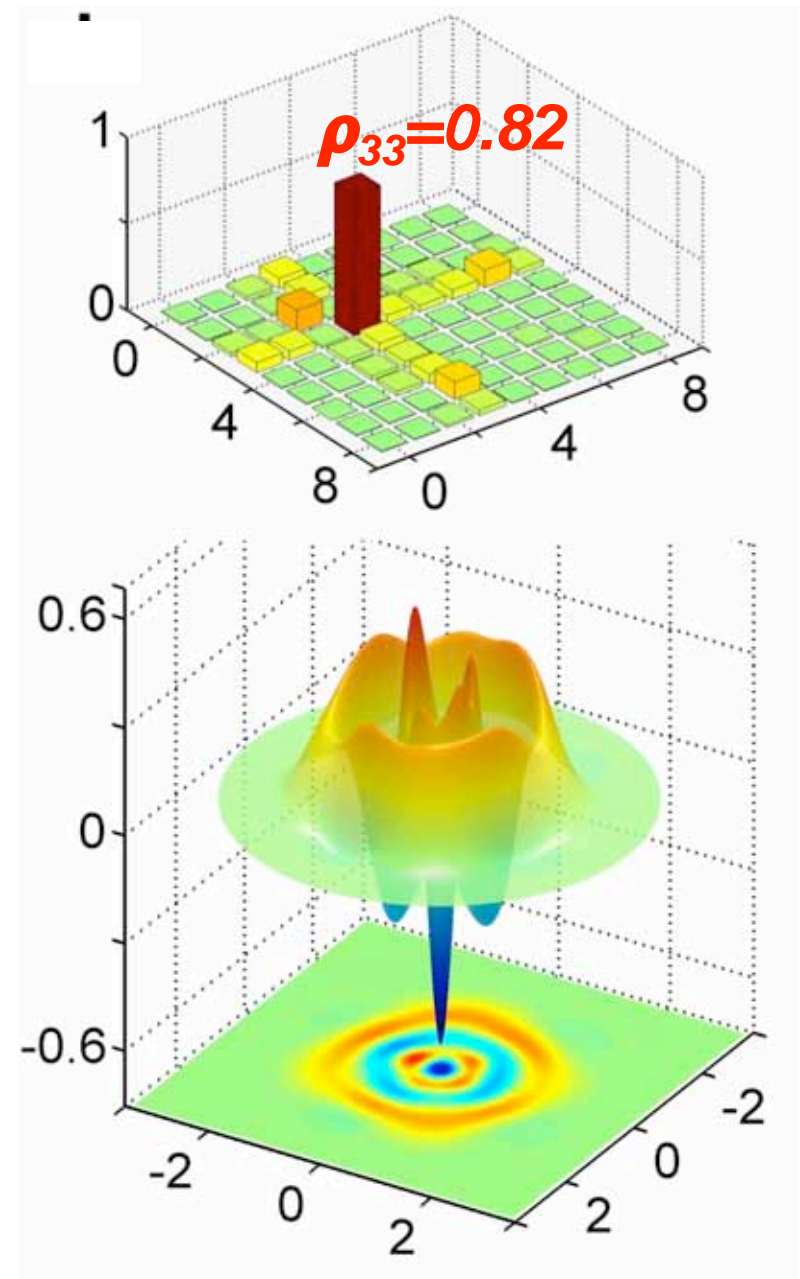
$$N = 2$$



# Reconstruction d'états de Fock

- 1) Préparer un état cohérent dans C
- 2) Le projeter sur un état de Fock (aléatoire) par mesure QND du nombre de photons avec une première séquence atomique
- 3) Reconstruire l'opérateur densité de cet état par des déplacements dans l'espace des phases suivies de mesures QND avec une seconde séquence d'atomes  
Statistique demande beaucoup de copies
- 4)  $W$  est calculé à partir de  $\rho$

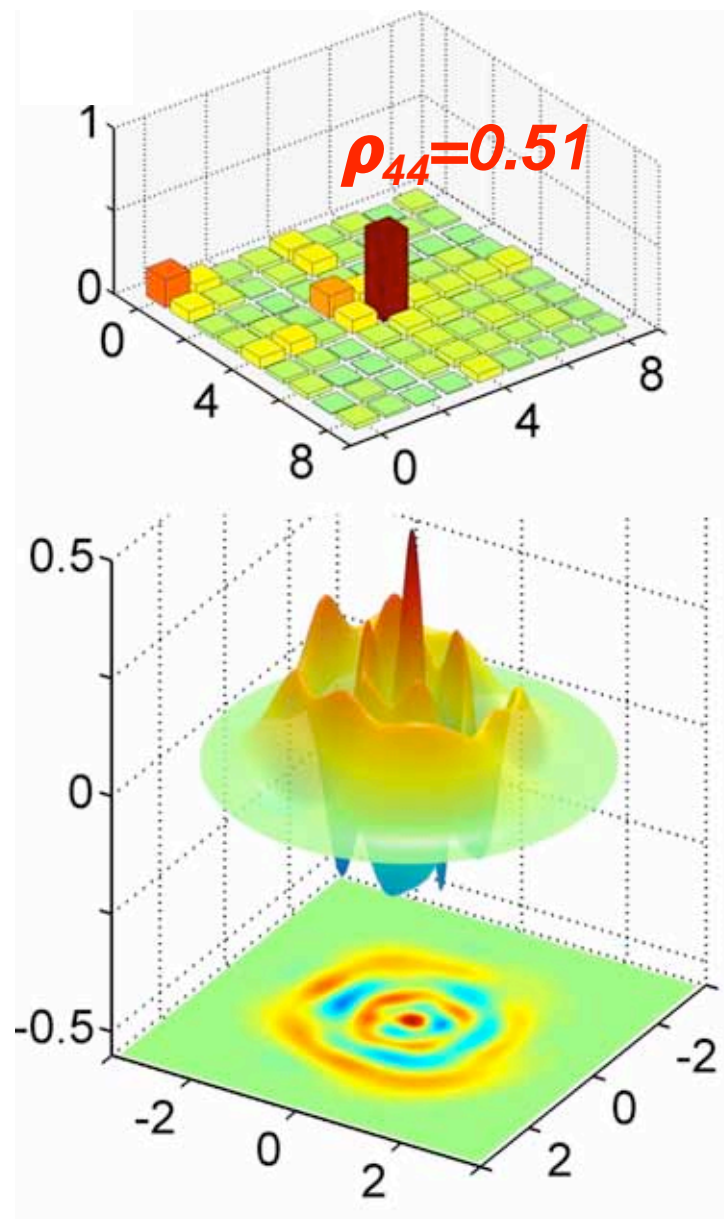
$$N = 3$$



# Reconstruction d'états de Fock

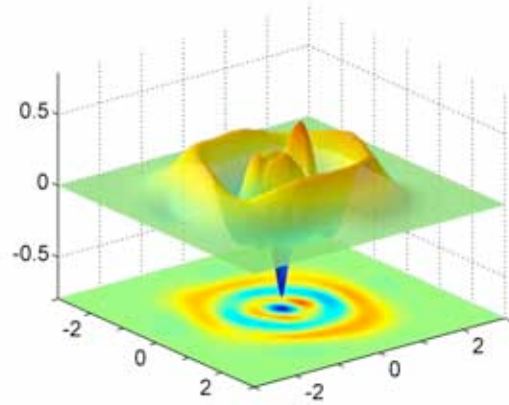
- 1) Préparer un état cohérent dans C
- 2) Le projeter sur un état de Fock (aléatoire) par mesure QND du nombre de photons avec une première séquence atomique
- 3) Reconstruire l'opérateur densité de cet état par des déplacements dans l'espace des phases suivies de mesures QND avec une seconde séquence d'atomes  
Statistique demande beaucoup de copies
- 4)  $W$  est calculé à partir de  $\rho$

$$N = 4$$



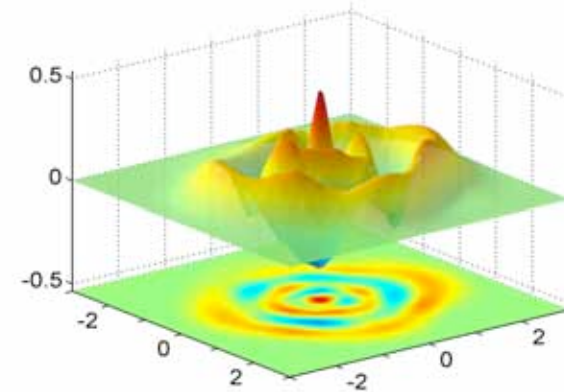
Les étapes 1 à 3 doivent être faites avant perte d'1 photon!

Etats de Fock  $n=3$  et  $n=4$  reconstruits par **Maximum d'entropie** (en haut) et **Maximum de vraisemblance** (en bas)

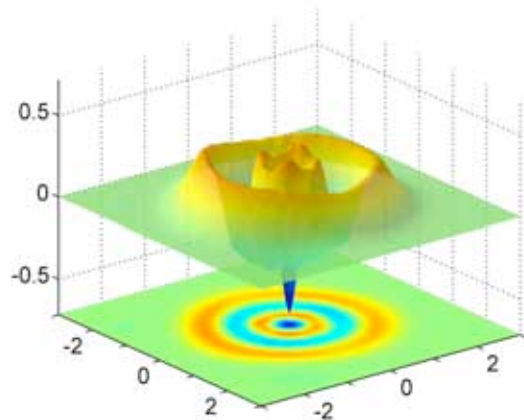


$n=3$

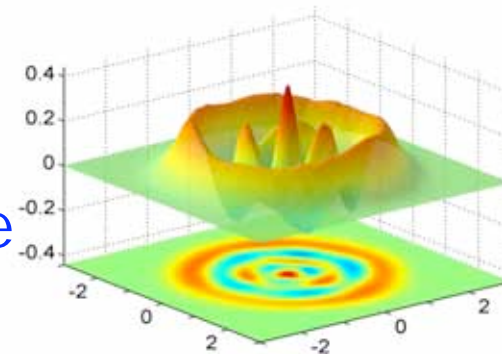
Entropie  
maximum



$n=4$



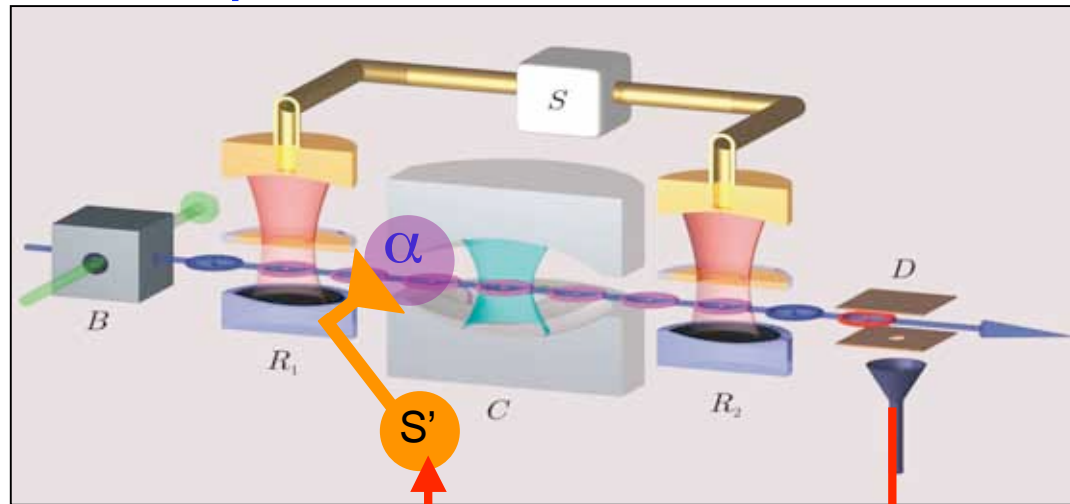
Maximum de  
vraisemblance



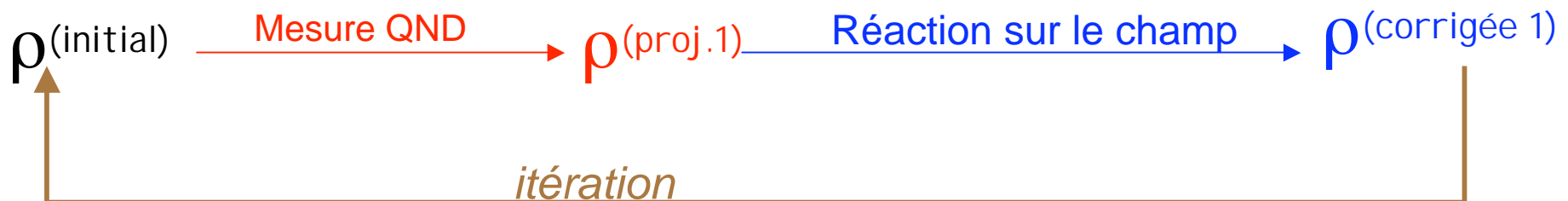
Mêmes données analysées par des méthodes d'estimation différentes

# En projet: mesure QND et rétroaction (feedback) pour contrecarrer les sauts quantiques ou la décohérence

J.M.Geremia  
(PRL 97,  
073601,  
2006)

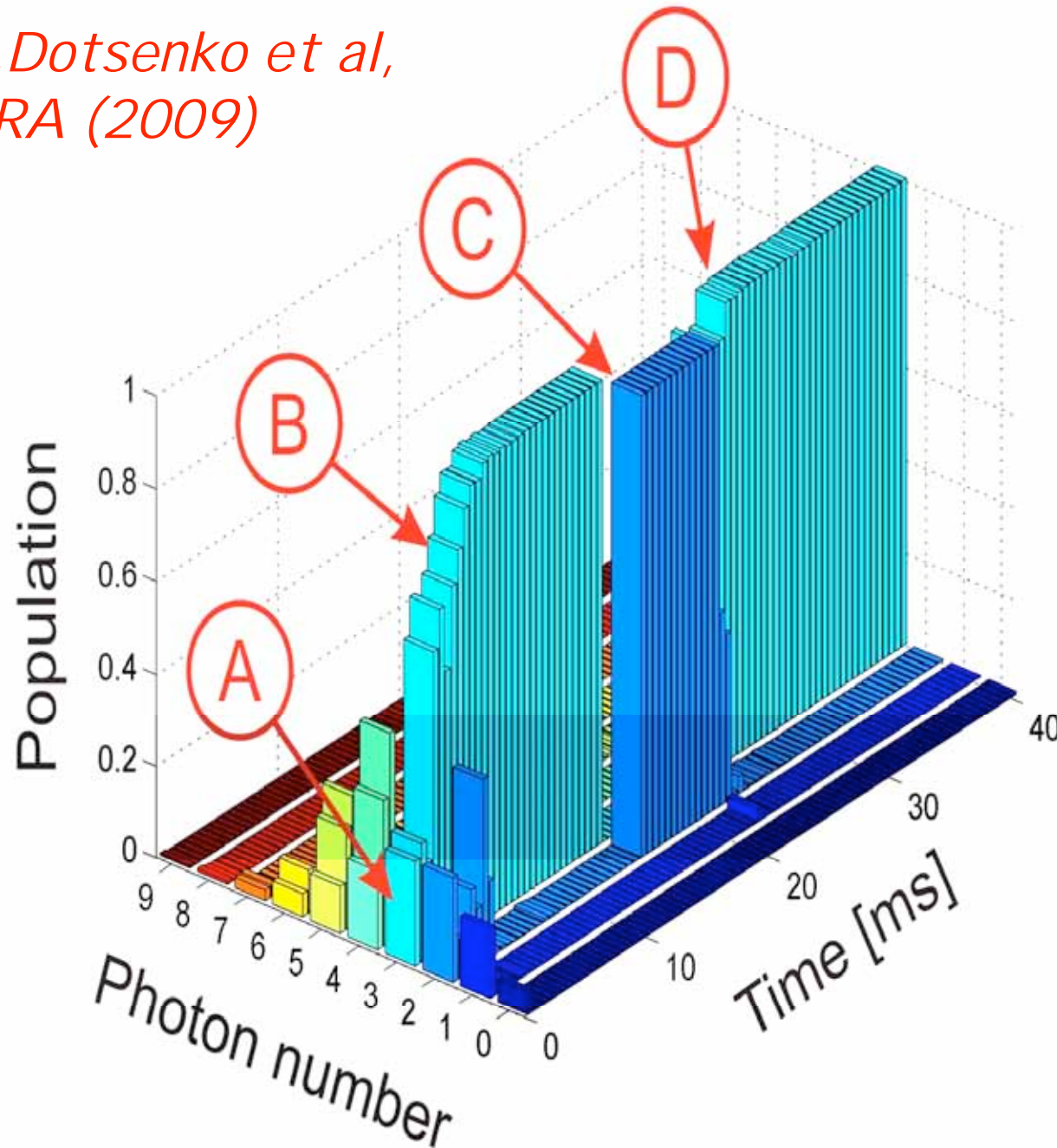


Ordinateur «suit»  $\rho$  et ajuste une réaction en temps réel dans une boucle itérative



Simulations encourageantes

*I. Dotsenko et al,  
PRA (2009)*



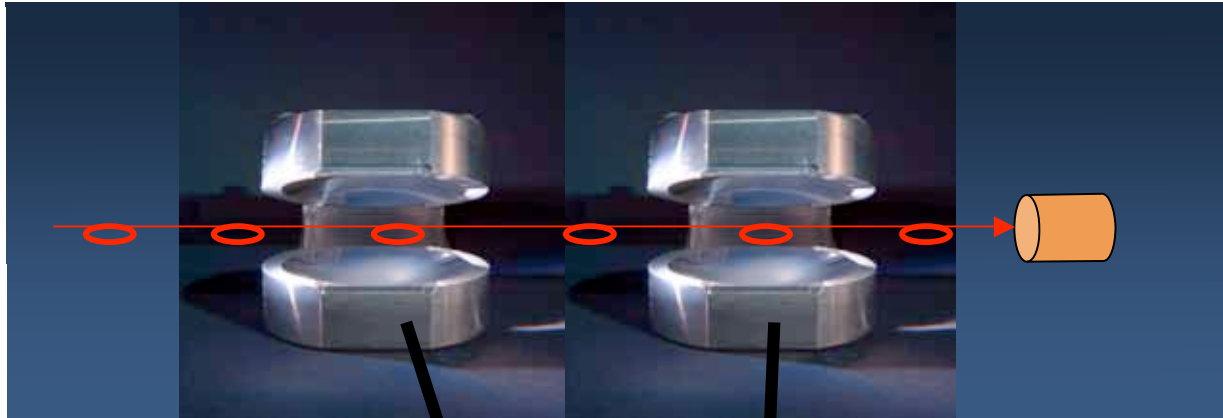
A simulation:

An initial coherent field (A) is steered by a few feedback loops towards the  $n=3$  Fock state (B), then undergoes a quantum jump towards  $n=2$  (C) before being brought back to  $n=3$  by feedback correction (D)

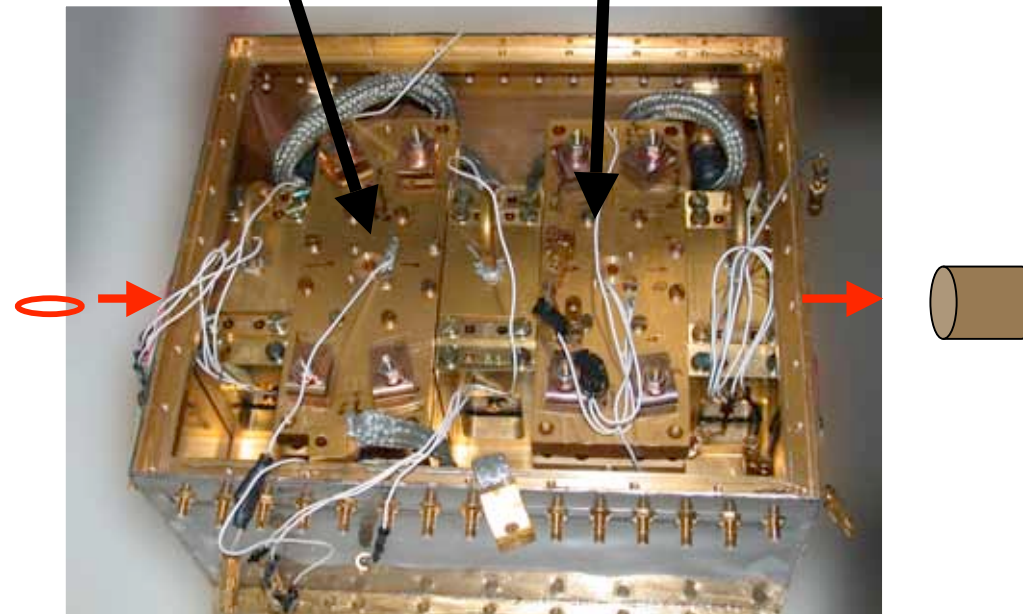
# Expériences bientôt (?) étendues à deux cavités: non-localité de champs "mésoscopiques"

Davidovich et al,  
PRL, 71, 2360  
(1993)

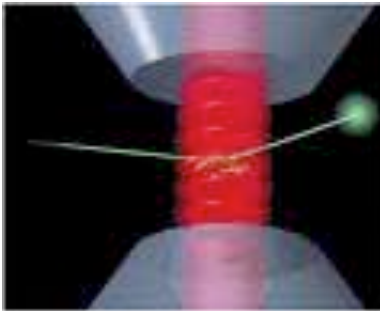
Davidovich et al,  
PRA, 53, 1295  
(1996)



*P.Milman et al,  
EPJD, 32,233  
(2005)*



*Les principes de l'Electrodynamique quantique en cavité sont appliqués dans un grand nombre de dispositifs avec atomes réels ou artificiels...*



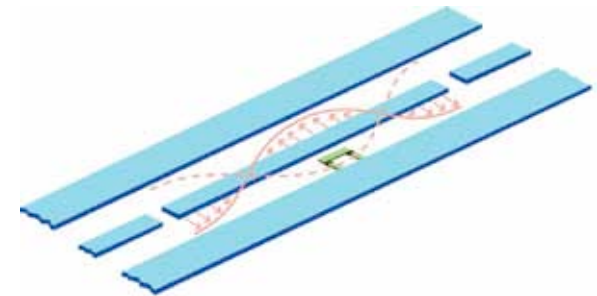
Atomes froids dans des cavités optiques



Atomes ou boîtes quantiques couplées à des microrésonateurs optiques



Boîtes quantiques dans des semiconducteurs



Circuit QED avec jonctions Josephson couplées à des lignes coaxiales



Optomécanique quantique



F.Schmidt-Kaler,  
E.Hagley,  
C.Wunderlich,  
P.Milman,  
A. Qarry,  
F.Bernardot,  
P.Nussenzweig,  
A.Maali,  
J.Dreyer,  
X.Maître,  
G.Nogues  
A.Rauschenbeutel  
P.Bertet,  
S.Osnaghi,  
A.Auffeves,  
T.Meunier,  
P.Maioli,  
P.Hyafil,  
J.Mosley,  
U.Busk Hoff  
T.Nierengarten  
C.Roux  
A.Emmert  
A.Lipascu  
J.Mlynek

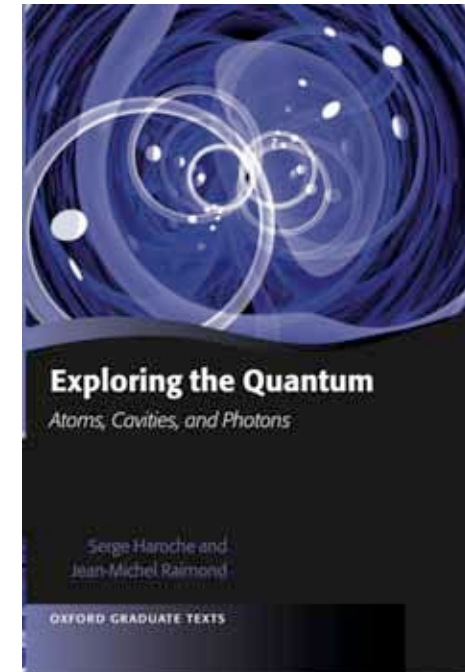
# Le Groupe CQED



S. H.

Jean-Michel Raimond  
Michel Brune

Stefan Kuhr\*  
Igor Dotsenko  
S. Gleyzes  
C.Guerlin\*  
J.Bernu\*  
S.Deléglise\*  
C.Sayrin  
Z.Xing-Xing  
B.Peaudecerf



Exploring the Quantum  
*Atoms, cavities and Photons*

*S.Haroche and J-M.Raimond*

*Oxford University Press*



Japan Science and Technology Agency



# The ENS COED group

*Missing on the picture:  
Igor Dotsenko &  
Gilles Nogues*



Photo credit: M.Lebidinsky, CNRS