

Chaire de physique quantique (Cours 2002-2003)

Décohérence et limite classique-quantique (1)

Dans le premier cours de cette Chaire, en 2001-2002, nous avons abordé l'étude du traitement quantique de l'information, sujet de grande actualité tant théorique qu'expérimentale. Nous continuerons à approfondir ce thème cette année (et sans doute l'année prochaine), en nous intéressant spécifiquement au problème des superpositions macroscopiques d'états, en décrivant les façons de les préparer, de les étudier et de préserver au mieux leur cohérence.

On appelle **décohérence** l'ensemble des processus qui font disparaître ces superpositions sous l'effet du couplage du système avec son environnement. Comprendre la décohérence et essayer de la contrôler et d'en limiter les effets est essentiel pour faire passer la logique quantique du domaine de la pure spéculation théorique à celui des applications. La réalisation des suites d'opérations constituant les algorithmes quantiques repose en effet sur la manipulation de superpositions d'un grand nombre de bits quantiques, par nature très sensibles à la décohérence.

Au-delà d'hypothétiques applications, l'étude des superpositions macroscopiques d'états (**SME**) est un aspect fascinant de la physique quantique. Se demander pourquoi et comment les superpositions d'états, omniprésentes dans le monde quantique microscopique, disparaissent dans les systèmes macroscopiques revient en effet à poser le problème général de la mesure et de la limite classique-quantique.

Rappel du cours 2001-2002

L'objet général du cours, présenté dans la [première leçon](#), était d'introduire de façon générale le thème de l'Information quantique, en posant un certain nombre de questions auxquelles les cours du Collège cherchent à donner des réponses précises:

- Comment interpréter le formalisme de la théorie et en particulier qu'est-ce qu'une mesure idéale en physique quantique?
- Qu'est-ce que l'intrication quantique et son lien avec la non-localité?
- Comment quantifier précisément le degré d'intrication d'un système dans différents cas (systèmes bi-ou multi-parties, cas purs ou mélanges statistiques)?
- Comment décrire la perte d'intrication dans les systèmes quantiques de grande taille (phénomène de décohérence)?
- Comment protéger la "bonne" intrication (celle que l'on veut contrôler et utiliser) de la "mauvaise" (celle qui implique le système et son environnement et qui cause la décohérence)?
- Comment utiliser l'intrication pour communiquer, partager de l'information et calculer de façon plus efficace ou plus rapide que par des voies classiques?
- Comment réaliser ces opérations expérimentalement (choix des systèmes de qubits, réalisation d'opérations élémentaires, possibilité d'intégrer un grand nombre de bits)?

Dans toutes ces questions, la notion d'intrication quantique, que Schrödinger considérait être l'essence même de la théorie quantique, joue un rôle fondamental. Cette notion a été définie au cours de cette première leçon, en l'illustrant par des exemples simples venant de la physique atomique.

La **deuxième leçon** a précisé la notion d'intrication en introduisant la décomposition de Schmidt et en discutant du lien entre intrication et non-localité, qui a mené à une analyse des inégalités de Bell et de leur signification (impossibilité d'interpréter les corrélations quantiques observées dans les systèmes intriqués par des arguments classiques de type "variables cachées"). Le rôle de l'intrication dans une mesure quantique a été souligné.

Les **troisième et quatrième leçons** ont discuté du lien entre intrication, décohérence et complémentarité en décrivant des situations simples d'interférence et de mesure quantiques. La « complémentarité » exprime le fait que les aspects corpusculaire ou ondulatoire des systèmes physiques se manifestent selon que l'appareillage expérimental permet ou non de déterminer le "chemin" suivi par le système. Si une information sur ce chemin se retrouve dans l'environnement, l'aspect corpusculaire domine et on ne peut observer d'interférences. Il y a dans ce cas nécessairement intrication du système étudié avec l'environnement. Ce phénomène se produit de façon générale lorsque les systèmes étudiés sont assez "grands" et il porte alors le nom de décohérence. Un modèle simple de décohérence, entièrement calculable a été présenté (couplage d'un oscillateur harmonique à un réservoir d'oscillateurs élémentaires).

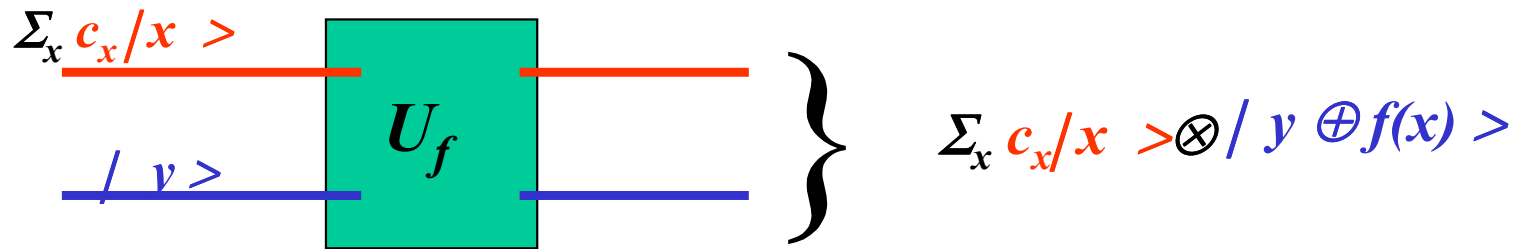
La **cinquième leçon** a abordé la question de la mesure de l'intrication en introduisant les concepts d'entropie de Shannon et de von Neumann. Dans un système à deux parties, l'entropie associée à chaque partie (calculée à partir de leur matrice densité réduite) constitue une mesure du degré d'intrication. L'existence d'une intrication entre les deux parties apparaît ainsi comme une perte d'information "locale", l'information se retrouvant dans les corrélations non locales entre les parties.

La **sixième leçon** a montré de façon générale comment le partage de paires de particules intriquées entre deux parties (“Alice et Bob”) permet d’effectuer des opérations impossibles en information classique (partage sûr de clé cryptographique, téléportation quantique, codage dense). Le problème de la distillation de paires de qubits y a également été abordé.

Les **septième et huitième leçons** ont constitué une introduction au calcul quantique. On y a décrit des portes logiques élémentaires, montré que les portes à deux qubits étaient universelles, dans le sens que toutes les opérations unitaires sur un système de qubits peuvent être réalisées à l’aide de combinaisons de telles portes, associées à des transformations unitaires à un seul bit. On a enfin analysé un certain nombre de problèmes simples (oracles), que la logique quantique, basée sur l’exploitation des interférences quantiques et de l’intrication, permet de résoudre plus rapidement que ne le fait un ordinateur classique (problèmes de Deutsch-Josza, de Simon et de Grover).

Les **neuvième et dixième leçons** ont abordé l’aspect expérimental de ce champ de recherche en décrivant de façon rapide un ensemble d’expériences récemment réalisées à l’ENS, dans lesquelles les qubits sont portés par des atomes de Rydberg traversant un à un une cavité supraconductrice contenant un petit nombre bien contrôlé de photons micro-onde. L’intrication entre les atomes et le champ de la cavité peut être manipulée avec précision et des portes quantiques simples réalisées. Ces expériences montrent à la fois les possibilités et les limites actuelles du traitement quantique de l’information en soulignant la distance considérable qui sépare encore les expériences possibles des rêves d’applications futures.

Logique quantique et superpositions macroscopiques d'états (SME)



Une combinaison de portes à un ou deux qubits permet de réaliser la transformation unitaire U_f correspondant à une fonction arbitraire $f(x)$ appliquant l'ensemble des entiers $(0, 2^n - 1)$ (**registre A de n qubits**) dans celui des entiers $(0, 2^p - 1)$ (**registre B de p qubits**).

On obtient de façon générale une superposition d'états impliquant $N = n + p$ qubits:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{2^N} C_i |a_1^i, a_2^i, \dots, a_N^i\rangle \quad \text{avec} \quad a_j^i = 0, 1 \quad (j = 1, 2, \dots, N)$$

où les C_i dépendent des c_x initiaux et de la fonction $f(x)$. Dans le cas général, on a une superposition de 2^N états correspondant à des qubits intriqués.

Limitons nous, pour simplifier, à une situation où seulement deux coefficients C_1 et C_2 sont non nuls:

$$|\Psi\rangle_{1,2} = C_1 |a_1^1, a_2^1, \dots, a_N^1\rangle + C_2 |a_1^2, a_2^2, \dots, a_N^2\rangle \quad (|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1)$$

Première notion de «taille» d'une superposition macroscopique

Dans $|\Psi\rangle_{1,2}$, les deux composantes de la superposition peuvent différer par les états de $q \leq N$ qubits, les $N-q$ autres qubits prenant la même valeur:

$$|\Psi\rangle_{1,2}^q = \left(C_1 |a_1, a_2, \dots, a_q\rangle + C_2 |a_1 \oplus 1, a_2 \oplus 1, \dots, a_q \oplus 1\rangle \right) |a_{q+1}, \dots, a_N\rangle$$

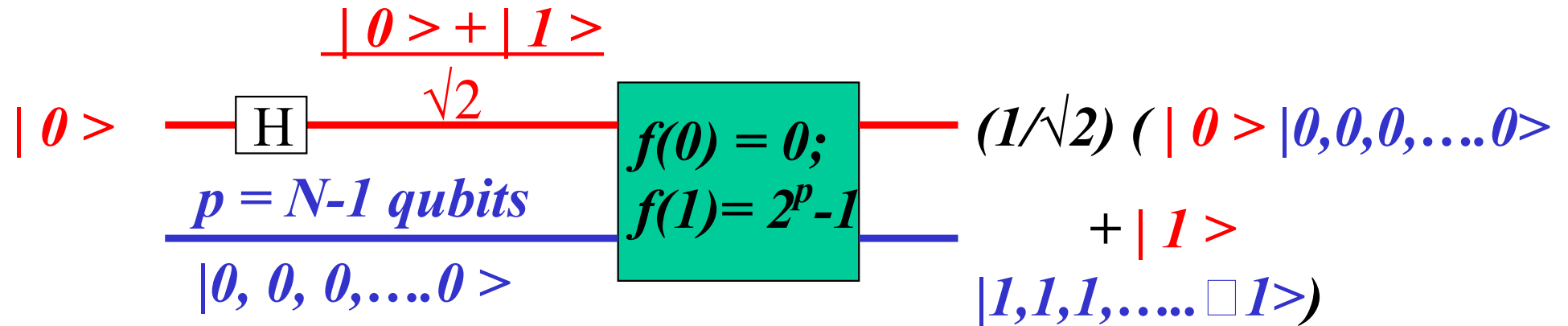
De façon intuitive, on a envie de dire que la « distance » entre les deux composantes de la superposition est dans ce cas mesurée par q . Si $q = 0$, il n'y a qu'un seul état (pas de superposition ni d'intrication). Si $q = 1$, on a une simple superposition d'état à un qubit, en présence de $N-1$ bits «spectateurs» (toujours pas d'intrication). Le cas $q=2$ correspond à une paire intriquée de type EPR, en présence de $N-2$ qubits spectateurs... Le cas $q=3$ décrit un triplet de qubits dans un état «GHZ» en présence de $N-3$ qubits spectateurs. L'«intrication maximum» correspond à $q = N$. On peut toujours, en redéfinissant les états a_j , l'écrire:

$$|\Psi\rangle_{1,2}^N = C_1 |0, 0, \dots, 0\rangle + C_2 |1, 1, \dots, 1\rangle$$


N qubits

Plus N est grand, plus la superposition doit s'éloigner des situations classiques habituelles et devenir difficile à préparer. Il reste à préciser ce «sentiment» intuitif...

Exemple «simple» d'opération logique préparant l'état $|\Psi\rangle_{12}^N$



Cette opération correspond à une « mesure quantique » du qubit du **registre A** dont la valeur se trouve « amplifiée » $N-1$ fois par l'algorithme réalisant la fonction $f(x)$.

Les deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ du **système microscopique A** sont corrélés à deux états « macroscopiques » différents $|0, 0, 0, \dots, 0\rangle$ et $|1, 1, 1, \dots, 1\rangle$ du « mètre ». C'est le fameux problème du « chat de Schrödinger » intriqué à un atome, avec deux états (vivant et mort) qui « amplifient » les deux états microscopiques.

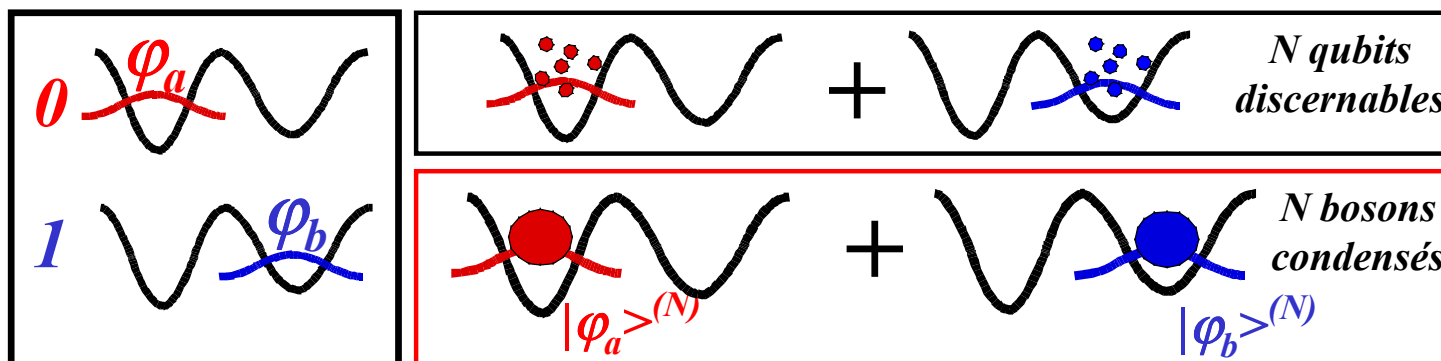
Il y a intrication entre les états du système et ceux du mètre (étape de pré mesure). On sait qu'il y a rapidement décohérence de cette superposition et transformation en **mélange statistique** (lié au couplage du mètre ou du « chat » avec l'**environnement**). Jusqu'à quelle valeur de **N** peut-on en pratique préparer le système avant qu'il ne décohère?

Un autre exemple de SME: bosons à deux niveaux 0 et 1

La logique quantique requiert que les différents qubit soient individuellement manipulables. Rien n'empêche cependant de généraliser le concept de SME à des systèmes à deux niveaux **indiscernables (Bosons)**. On peut alors étendre la définition des états introduits plus haut en considérant les états:

$$|\Psi\rangle_{1,2}^{N \text{ bosons}} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) (|\varphi_a\rangle^{(N)} + |\varphi_b\rangle^{(N)})$$

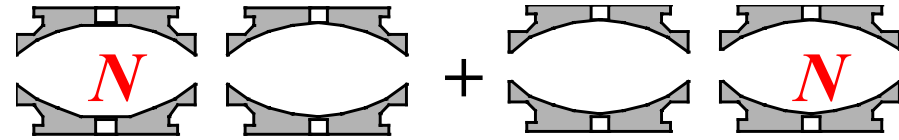
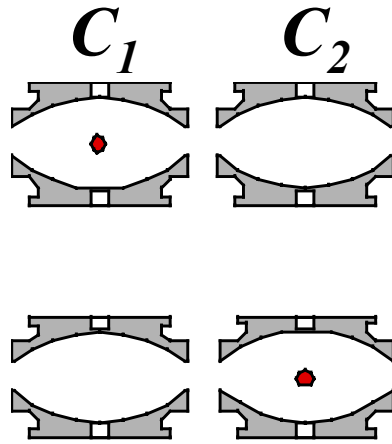
Il s'agit de la superposition des états macroscopiques où les N bosons sont tous « condensés » dans les états quantiques $|\varphi_a\rangle$ et $|\varphi_b\rangle$ que nous supposons ici orthogonaux ($\langle \varphi_a | \varphi_b \rangle = 0$). On ne peut plus utiliser d'algorithme adressant les qubits individuellement, mais nous verrons qu'il existe des processus physiques collectifs permettant en principe de préparer de tels états. $|\varphi_a\rangle$ et $|\varphi_b\rangle$ peuvent être deux états électroniques différents d'un même atome, ou même deux états géométriquement séparés (particules dans deux « puits » de potentiel séparés):



L'espace des états de N bosons répartis entre deux états est de dimension N+1 (2^N pour des qubits discernables)

Superposition macroscopique d'états photoniques

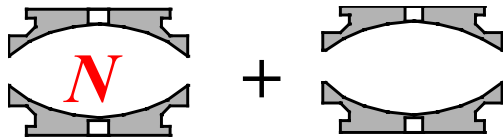
*Cas où les bosons
sont des photons:
les « puits de
potentiel » sont
deux cavités*



$$(1/\sqrt{2}) (|N\rangle_1 |0\rangle_2 + |0\rangle_1 |N\rangle_2)$$

*Intrication entre deux modes
d'oscillateur harmonique*

Contrairement au cas de bosons « massifs », le nombre total de photons n'est pas conservé dans les processus d'interaction radiatifs. Il est alors également naturel de considérer des superpositions « macroscopiques » d'états impliquant des **nombre de photons différents dans un seul mode du champ**:



Superposition de deux états
« macroscopiquement » différents d'un oscillateur

$$(1/\sqrt{2}) (|N\rangle + |0\rangle)$$

Autre SME possible (plus réaliste): un état quasi-classique (superposition d'états N voisins) superposé de façon cohérente avec le vide dans une cavité

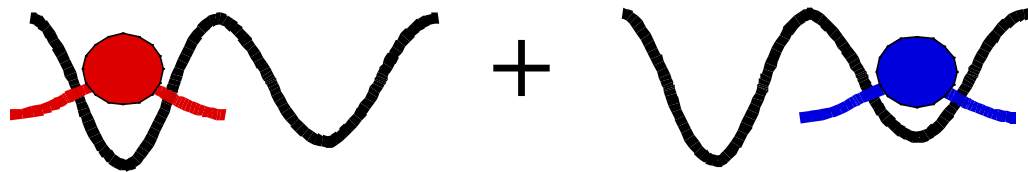
$$(1/\sqrt{2}) (\sum_N C_N |N\rangle + |0\rangle)$$

Situations analogues avec des phonons (modes de vibration d'ions dans un piège)

SME et intrication

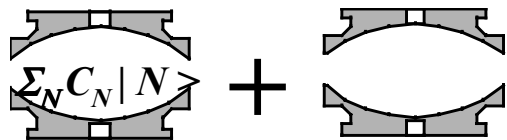
$$|\Psi\rangle_{1,2}^N = C_1|0,0,\dots,0\rangle + C_2|1,1,\dots,1\rangle$$

*Intrication à la GHZ de
N qubits discernables*



*Intrication de deux
modes de bosons*

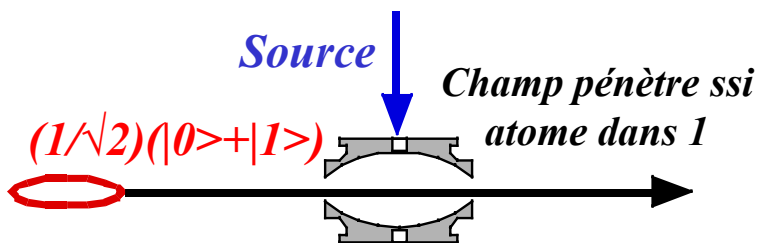
$$|\Psi\rangle_{1,2}^{N \text{ bosons}} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \left(|\varphi_a\rangle^{(N)} |\varphi_b\rangle^{(0)} + |\varphi_b\rangle^{(N)} |\varphi_a\rangle^{(0)} \right)$$



SME associée à un seul mode du champ:
où est l'intrication?

$$(1/\sqrt{2}) (\sum_N C_N |N\rangle + |0\rangle)$$

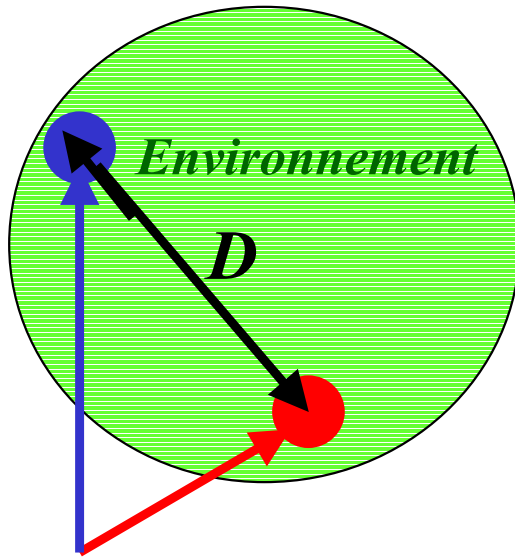
En fait, un tel état peut être créé par un processus de prémesure analogue à celui décrit plus haut, dans lequel un atome à deux niveaux (qubit) conditionne l'évolution du champ: la SME résulte de l'intrication entre ce qubit et l'oscillateur associé au mode du champ:



$$(1/\sqrt{2}) (|1\rangle \sum_N C_N |N\rangle + |0\rangle |0\rangle)$$

La SME peut être finalement séparée du qubit atomique par une mesure de l'atome (voir plus loin)...

Définition générale de superposition macroscopique d'états



Superposition cohérente d'au moins deux états de l'espace de Hilbert du système séparés par une « grande distance » D . Il nous faudra définir cette notion de distance de façon plus quantitative. Intuitivement, on sent que D est lié à la différence entre les valeurs dans les composantes de la SME d'une observable à caractère classique et assez grande pour pouvoir être considérée comme «macroscopique» (par exemple, grande différence du nombre de quanta ou de particules, d'amplitude ou de phase d'un champ ou d'un mouvement de vibration...)

Pour tester la SME il faut (i) mettre en évidence l'existence de composantes macroscopiquement séparées et (ii) observer un effet lié à la cohérence quantique entre elles (interférence entre les états).

En général la décohérence (intrication avec l'environnement) détruit de façon très rapide tous les effets d'interférence. La vitesse du processus est une fonction croissante de D .

Une situation particulièrement intéressante: les états composants la superposition sont séparément peu sensibles à la décohérence (états quasi-classiques). Le système évolue alors vite vers un mélange statistique de ces états classiques.

Quelques questions pratiques sur les SME:

- Comment les préparer au laboratoire?

Il existe de nombreuses propositions pour préparer des « chats » de qubits, des chats de photons ou de phonons et des chats de bosons massifs. Quelques réalisations en optique quantique (ions piégés, cavité QED). Quelques études également en physique mésoscopique (superpositions de courants dans des circuits supraconducteurs)

-Comment les tester?

Il faut effectuer des expériences revenant à recombinaison des parties séparées du chat et à observer un signal d'interférence (impliquant des états à plusieurs qubits, photons ou bosons). L'expérience doit être effectuée en un temps court devant le temps de décohérence. Deux réalisations, en optique quantique, pour des SME faites de quelques quanta.

-Comment minimiser les effets de la décohérence (en isolant le système de son environnement) ou en corriger les effets pour maintenir la superposition cohérente le plus longtemps possible?

Questions fondamentales sur la décohérence et la limite classique-quantique: «pointer states» quasi-classiques et «chats de Schrödinger»

Nous réserverons le nom de « chat de Schrödinger » aux SME dont les composantes sont des états quasi-classiques qui ne s'intriquent pas (ou très peu) avec leur environnement («pointer states»). Un état cohérent d'un mode du champ est un état quasi-classique (voir 4ème leçon 2001-2002). Sous l'effet de la relaxation, il tend vers le vide en restant un état pur non-intriqué avec l'environnement, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec le temps. Une SME impliquant deux états quasi-classiques se transforme sous l'effet de la décohérence en un mélange statistique, en un temps beaucoup plus court que le temps d'évolution de chaque composante.

Une théorie de la décohérence doit décrire ce phénomène de façon générale, analyser les mécanismes par lesquels l'environnement choisit les «pointer states» et expliquer leur stabilité. Elle doit aussi expliquer comment l'interaction avec l'environnement interdit au bout d'un temps très court tous les états de type chat de Schrödinger et contribuer à expliquer l'émergence des lois classiques à partir de la théorie quantique sous-jacente.

Un des aspects les plus délicats de la limite-classique a trait à la théorie de la mesure. Une mesure prépare les états du «mètre» dans des états de type « chat». Leur décohérence ne règle a priori pas la question ultime: la théorie conduit à un mélange statistique de «pointer states», pas à un résultat unique. L'approche de la décohérence est sans doute plus «réaliste» que celle de l'Interprétation de Copenhague (IC) avec sa réduction du paquet d'onde. Permet-elle cependant d'aller plus loin et d'éclairer d'un jour nouveau le problème de la mesure? Ou est-elle strictement équivalente à l'IC?

Un modèle simple expliquant la « survie » de certains états dans un environnement donné: ceux qui disséminent le plus de leurs «copies» sont favorisés («Darwinisme quantique», d'après W.Zurek)

Un qubit (S) est couplé à un ensemble de N qubits (E) suivant la logique de porte CNOT (même modèle que plus haut, mais point de vue différent: à présent (E) « mesure » (S)):

$$|0\rangle_S |0,0,0,0\dots 0\rangle_E \rightarrow |0\rangle_S |0,0,0,0\dots 0\rangle_E$$

$$|1\rangle_S |0,0,0,0\dots 0\rangle_E \rightarrow |1\rangle_S |1,1,1,1\dots 1\rangle_E$$

(S) « dissémine » N copies de son état dans l'environnement. Des observateurs virtuels mesurant des sous ensembles de $n \ll N$ qubits de (E) trouveront tous le même résultat et se mettront aisément d'accord pour dire si (S) est dans l'état 0 ou 1. Cet état est ainsi « objectivé ».

Si (S) est préparé dans l'état $|0\rangle_S + |1\rangle_S$, le couplage à (E) donne par linéarité (normalisation négligée):

$$(|0\rangle_S + |1\rangle_S) |0,0,0,0\dots 0\rangle_E \rightarrow |\Psi\rangle_{SE} = |0\rangle_S |0,0,0,0\dots 0\rangle_E + |1\rangle_S |1,1,1,1\dots 1\rangle_E$$

La décohérence peut être vue comme une « mesure » de (S) par (E). Dès qu'un qubit de (E) « décide » qu'il est dans 0 ou 1, (S) est actualisé dans le même état. Plusieurs observateurs indépendants, accédant à des sous ensembles différents de (E) seront d'accord: il y a très vite une réalité objective de (S), même si rien ne permet de la prévoir à l'avance.....

La décohérence est sensible à la base choisie

La physique quantique étant a priori invariante par changement de base, on peut tout aussi bien écrire l'état de (S) + (E) sous la forme:

$$|\Psi\rangle_{SE} = (|0\rangle_S + |1\rangle_S) (|0,0,0,0\dots 0\rangle_E + |1,1,1,1\dots 1\rangle_E) \\ + (|0\rangle_S - |1\rangle_S) (|0,0,0,0\dots 0\rangle_E - |1,1,1,1\dots 1\rangle_E)$$

L'effet de l'environnement dans cette base est cependant très différent. Que fait maintenant la « mesure » par l'environnement? Lorsqu'un qubit de (E) est mesuré dans un état $|0\rangle \pm |1\rangle$, l'information acquise ne permet pas d'objectiver l'état de (S). Différents observateurs mesurant des sous ensembles de bits de (E) trouveront d'ailleurs des résultats non concordants. La seule façon de déduire (S) de la mesure de (E) est d'effectuer une mesure complète et délicate (non-locale) de l'ensemble des qubits de (E). Autrement dit, les états superposition de 0 et 1 se copient de façon moins redondante dans l'environnement (une copie au lieu de N) et sont plus difficiles à « objectiver » par celui-ci. Dans ce modèle simple, **la base 0,1 de (S) est celle des « pointer states »**, stables et facilement « objectivés », alors que celle des états $|0\rangle \pm |1\rangle$ est fragile et ne permet pas à des observateurs indépendants de s'accorder sur l'état de (S) par des mesures indépendantes. **Analogie avec la « survie du mieux adapté » de la théorie de Darwin: dans l'espace de Hilbert, survivent les états qui disséminent le plus facilement leurs copies dans l'environnement (Zurek).** Il nous faudra préciser ce lien entre décohérence, intrication à l'environnement et quantité d'information disséminée dans celui-ci.

But des cours de cette année et de l'année prochaine

Nous allons aborder la question des SME et de leur décohérence de façon «pragmatique» en commençant par décrire un certain nombre d'expériences de pensée permettant de préparer ces états et d'en tester la cohérence et la décohérence. Certaines de ces expériences ont d'ailleurs été récemment réalisées dans une version simple et nous les décrirons également. A cette occasion, nous nous familiariserons avec les SME et nous pourrions comprendre de façon « viscérale » la difficulté qu'il y a à les préparer et à les maintenir cohérentes dès que leur taille devient grande.

Nous nous intéresserons ensuite au problème de la décohérence des SME de façon plus générale et plus formelle, en essayant de répondre à certaines des questions posées plus haut. Nous tenterons également de faire le lien entre la théorie de la décohérence et le traitement quantique de l'information. Nous aborderons sans doute cette seconde partie seulement dans le cours de l'année prochaine.

La plupart des exemples de SME appartiennent soit au domaine de l'optique quantique et de la physique atomique, soit à celui de la physique mésoscopique. Certains espèrent que la physique mésoscopique conduira un jour à des SME cohérentes impliquant beaucoup plus de particules que les systèmes d'optique quantique. L'avantage conceptuel de l'optique quantique est cependant de décrire des systèmes relativement simples, dont le hamiltonien est bien connu, ce qui se prête mieux à une présentation pour des non-spécialistes. C'est également le domaine où les expériences sont à présent le plus avancées (en particulier en ce qui concerne les tests de la cohérence des SME). Nous nous limiterons donc ici à une étude des SME en optique quantique et en physique atomique.

Plan (provisoire) du cours 2002-2003

1. Introduction générale

2. Survol de l'Optique quantique

Description des états physiques du champ (vide, états de Fock, états cohérents, états chat de Schrödinger) et des grandeurs physiques importantes (nombre de photons comptage de photons simple et double, quadratures du champ)

3. Expériences d'interférométrie

Présentation des ingrédients nécessaires pour une expérience de chat optique: lame séparatrice de faisceaux, interféromètres à un seul ou plusieurs photo-détecteurs corrélés, battement homodyne pour détecter les quadratures du champ....

4. Représentation du champ dans l'espace des phases

Introduction des fonctions Q et W (fonction de Wigner) qui permettent de représenter de façon imagée les champs dans l'espace des phases.

5. Génération de SME par processus non-linéaires

Description de quelques propositions simples pour préparer des SME en faisant interagir le champ avec des lames séparatrices non-linéaires ou avec un milieu transparent de type Kerr. Analyse d'une expérience réelle réalisée sur ces principes.

6. SME et condensats de Bose Einstein

La physique des ondes de matière dans les condensats de Bose Einstein atomiques est analogue à celle des ondes électromagnétiques en optique quantique. Les propositions de génération de SME dans les condensats, généralement basées sur l'existence d'interactions non-linéaires entre les ondes de matière, présentent des similitudes et des différences avec celles de l'optique quantique que nous analyserons.

7. SME par couplage résonnant d'un atome et d'un champ

Le couplage d'un seul atome avec un mode du champ est l'ingrédient de base de l'électrodynamique en cavité. Nous montrerons comment ce couplage, lorsqu'il est résonnant, permet de préparer des « chats » du champ. Nous ferons le lien avec le phénomène de « disparition et renaissance » des oscillations de Rabi dans ce système.

8. SME par couplage dispersif d'un atome et d'un champ

Nous aborderons ensuite le cas d'un atome non-résonnant avec le champ de la cavité. L'atome se comporte alors comme un milieu transparent d'indice différent de l'unité qui peut déphaser le champ de deux angles différents à la fois. Nous montrerons comment cet effet permet de préparer et de détecter des chats et nous décrirons l'expérience réalisée.

9. SME délocalisées dans l'espace

Un des aspects fascinants de la physique des SME tient à la possibilité de réaliser des « chats » délocalisés dans deux endroits différents, qui seraient à la fois « vivants » dans une boîte et « morts » dans une autre. On mélange ainsi l'étrangeté des chats macroscopiques avec celle de la non-localité à la EPR-Bell. Nous décrirons quelques expériences de pensée pour préparer de tels états.

Quelques références

Le cours 2001-2002 et les leçons 2002-2003 (au fur et à mesure de leur déroulement) sont disponibles sur les serveurs du Collège de France et de l'ENS (<http://www.lkb.ens.fr/recherche/qedcav/college/college.html>).

Ouvrages sur la théorie quantique:

« Modern Quantum Mechanics », J.J.Sakurai, Addison Wesley, 1985

« Quantum Theory: Concepts and Methods », Asher Peres, Kluwer (1995)

« Quantum Theory and Measurement », Wheeler et Zurek (éditeurs), Princeton Univ.Press (1983).

Ouvrages sur l'Optique quantique:

« Photons et atomes », C.Cohen-Tannoudji, J.Dupont-Roc et G.Grynberg, InterEditions CNRS (1987)

« Quantum Optics », M.O.Scully et M.S. Zubairy, Cambridge University Press, 1997

« Quantum Optics in phase space », W.P.Schleich, Wiley-VCH, 2001

Ouvrages sur l'information quantique et la décohérence:

« The physics of quantum information », D.Bouwmeester, A.Ekert et A.Zeilinger (éditeurs), Springer (2000)

« Decoherence and the appearance of a classical world in quantum theory », Giulini et al, Springer (1996)

« Quantum computation and quantum information », M.A. Nielsen and I.Chuang, Cambridge Univ.Press. (2000)

Collège de France
Chaire de Physique Quantique
Séminaires des mois d'Octobre et Novembre 2002
(Les mardis à 11h dans l'amphithéâtre Marguerite de Navarre)

22 Octobre: ***Mécanismes de décohérence dans les boîtes quantiques de semi-conducteurs***
Gérald Bastard, Département de Physique de l'ENS (LPMC)

29 Octobre: ***L'Information quantique et la relativité***
Asher Peres, Technion, Haifa, Israël

5 Novembre: ***Bose-Einstein condensates in optical lattices: toward neutral atom qubits***
William Phillips, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Etats-Unis

12 Novembre: ***Quantum information processing in ion traps***
David Wineland, National Institute of Standards and Technology, Boulder, Etats-Unis

19 Novembre: ***Décohérence ou pourquoi le monde macroscopique se comporte classiquement***
Fritz Haake, Université d'Essen, Allemagne

26 Novembre: ***Entanglement and quantum memory with atomic ensembles***
Eugene Polzik, Université d'Aarhus, Danemark