

Physique quantique

M. Serge HAROCHE, membre de l'Institut
(Académie des Sciences), professeur

Le cours donné au Collège de France, en octobre et novembre 2004 était intitulé « **Contrôle de la décohérence : théorie et expériences** ». Il a été l'occasion de passer en revue les différentes méthodes mises en œuvre pour minimiser les effets de la décohérence quantique sur des systèmes utilisés pour le traitement de l'information. Chaque leçon était accompagnée d'une présentation par ordinateur (powerpoint) consultable dès le jour du cours sur le site internet du Collège de France et de l'École Normale Supérieure ou, plus directement, à l'adresse internet www.cqed.org

Un tiers de l'enseignement de la chaire a par ailleurs été donné au Brésil, à Rio de Janeiro et à Recife, en novembre et décembre 2004, dans le cadre d'un accord entre le Collège de France et les Universités fédérales des états de Rio de Janeiro et de Pernambouc. Cet enseignement à l'étranger a consisté en deux ensembles de trois cours intitulés : « **The physics of atoms and photons in a cavity : a testing ground for quantum information** ».

L'enseignement principal donné au Collège faisait partie d'une série de cours consacrée à l'information quantique au sens large, commencée en 2001-2002 et poursuivie en 2002-2003 et 2003-2004. Le but de ces cours (tous disponibles sur le serveur www.cqed.org), est d'analyser la physique de l'information quantique. Nous décrivons les méthodes générales qui permettent de manipuler de l'information codée dans des systèmes d'atomes ou de photons en exploitant les propriétés des interférences quantiques et de l'intrication. Les systèmes étudiés en information quantique sont mésoscopiques, c'est-à-dire à la frontière des mondes macroscopique (classique) et microscopique (quantique). La décohérence joue un rôle important dans la destruction des cohérences quantiques indispensables à la mise en œuvre de l'information quantique.

Comprendre la décohérence des systèmes mésoscopiques, la combattre et en limiter les effets négatifs sont donc des aspects essentiels de cette physique. Le

cours de cette année a précisément porté sur l'étude des méthodes variées de contrôle de la décohérence, développées au cours des dernières années dans différents domaines du traitement quantique de l'information. Certaines méthodes s'appliquent à la correction d'un bruit classique, en principe mesurable et compensable exactement. D'autres, plus sophistiquées, cherchent à corriger les effets d'un couplage quantique à l'environnement qui conduit à une perte d'information en principe irréversible. Le cours s'est appuyé de façon explicite sur le formalisme permettant de décrire l'évolution d'un système ouvert, couplé à un grand réservoir, que nous avons établi au cours de l'année précédente (voir Cours et Travaux du Collège de France — Résumés 2003-2004). Le plan général du cours, divisé en neuf chapitres était le suivant :

1. Rappels sur les systèmes ouverts, la décohérence et l'information quantique
2. Revue des différentes stratégies de contrôle de la décohérence
3. Observation de l'environnement : gomme et « feed back » quantique
4. Modification de l'environnement : électrodynamique quantique en cavité
5. Couplage symétrique à l'environnement : superradiance en cavité
6. Découplage symétrique de l'environnement : sub-radiance en cavité
7. Modification de la dynamique du couplage à l'environnement : méthodes pulsées et effet Zénon
8. Environnements artificiels pour des ions piégés et protection d'états
9. Au-delà du contrôle de l'environnement : les codes correcteurs d'erreurs

La première leçon, couvrant le premier chapitre, a commencé par revenir sur les résultats essentiels des années antérieures, en particulier sur la description des systèmes quantiques ouverts. Les systèmes de l'information quantique sont en effet toujours en interaction avec un environnement qui joue un rôle essentiel dans leur manipulation et leur mesure. La description des systèmes ouverts se fait à l'aide du formalisme de l'opérateur densité, qui remplace celui des vecteurs d'états (ou fonctions d'onde) de la mécanique quantique élémentaire. Nous avons rappelé ce formalisme en résumant les propriétés de l'opérateur densité d'un système ouvert. Nous avons également rappelé les propriétés universelles des transformations de l'opérateur densité du système. Nous sommes revenus sur les différents types de mesures possibles (mesures projectives et généralisées) et sur les méthodes d'observation continue d'un système quantique unique (observation des sauts quantiques simulée par la méthode dite de Monte Carlo quantique). Les rappels du premier chapitre se sont conclus par un bref retour sur l'information quantique, la définition des bits quantiques et des portes élémentaires à un et à deux qubits, ainsi que sur la génération d'états intriqués de type « chat de Schrödinger » dans des systèmes de qubits soumis à l'action de portes simples. La fragilité de ces états a été rappelée.

La deuxième leçon, portant sur les deuxième et troisième chapitres, a commencé par la présentation d'un classement simple des différents types de décohérence et des moyens de la corriger ou de la contrôler. Nous avons décrit

d'abord une décohérence « classique », produite par un bruit déterministe agissant sur le système. Ce type de décohérence est en principe parfaitement corrigé, par une mesure du bruit suivie d'une compensation de ces effets. Dans certains cas, le bruit déterministe peut être supprimé en inversant simplement le sens du temps, induisant le système à défaire l'évolution qui a conduit à la perte de cohérence. Il s'agit là d'une généralisation de la méthode dite d'écho de spin, très employée en résonance magnétique nucléaire. Nous avons rappelé le principe de cette méthode et en avons donné une interprétation physique simple. Le deuxième type de décohérence implique une intrication du système étudié avec son environnement. Il ne peut alors être décrit comme un bruit classique et sa description requiert le formalisme complet de la physique quantique. La correction des effets de cette décohérence quantique est alors beaucoup plus délicate que celle du bruit classique. Nous avons simplement énuméré les différentes pistes possibles, qui sont décrites par les titres des chapitres 3 à 9 du cours. Nous avons enfin conclu la deuxième leçon par la discussion de deux méthodes de contrôle de la décohérence basées sur l'observation directe de l'environnement du système (chapitre 3). La première est celle de la « Gomme quantique » (quantum eraser) : le but est de rétablir par une mesure « lue » les cohérences quantiques entre états du système A effacées par le couplage avec l'environnement E. On mesure sur E une observable ne donnant pas d'information sur le « chemin » suivi par A et on corrèle les mesures sur A et sur E. On peut rétablir alors des cohérences qui ont disparu sur les mesures inconditionnelles de A seul. La problématique de ce type d'expérience (mesures quantiques corrélées sur deux systèmes intriqués) est celle du problème EPR, étudié en détail dans le cours de l'année 2001-2002. La seconde méthode correspond à ce qu'on appelle le « Feedback quantique » : on observe continûment les sauts quantiques du système qui s'amortit par émission de quanta dans l'environnement. Quoiqu'irréversible dans l'espace de Hilbert H_A de A, chaque saut peut être localement inversé dans un sous-espace de H_A par une transformation unitaire. On rétablit alors la cohérence restreinte au sous-espace H_A , par des opérations unitaires conditionnées aux résultats de mesures effectuées sur l'environnement.

La troisième leçon a montré comment on peut affecter la décohérence d'un système physique en modifiant le spectre de son environnement ou la symétrie de son couplage avec cet environnement. La situation envisagée était celle de l'électrodynamique quantique en cavité, un thème de recherche qui a déjà servi d'illustration à de nombreux aspects des cours antérieurs. Le principe des expériences est de modifier les conditions aux limites du champ baignant un atome ou un ensemble d'atomes en confinant le système dans une boîte aux parois réfléchissantes, une cavité électromagnétique. On peut alors soit empêcher les atomes d'émettre (en supprimant les modes résonnants avec les atomes) soit le conduire à émettre plus rapidement que dans l'espace libre (en augmentant la densité des modes résonnants). Des exemples de ces deux cas limites ont été donnés (chapitre 4). Un grand nombre d'expériences sont réalisées dans le

domaine micro-onde sur des atomes très excités, dits de Rydberg. La physique de ces atomes a été brièvement rappelée.

L'électrodynamique quantique en cavité (CQED) permet aussi de coupler un ensemble d'atomes de façon symétrique à un même mode du champ. Ceci conduit à des effets d'interférence constructive ou destructive, et à une émission plus rapide ou plus lente que celle d'un atome unique. Le cas d'une émission accélérée, appelé superradiance, n'est pas celui qui nous concerne dans le cadre d'une étude de la diminution de la décohérence, mais il nous a paru suffisamment intéressant en lui-même pour être mentionné dans ce cours (chapitre 5). La plupart des expériences décrites dans cette leçon correspondent au régime dit « perturbatif » de l'électrodynamique quantique en cavité, celui où le couplage atome-cavité est assez faible pour qu'on puisse considérer le champ comme un « environnement » du système atomique, induisant sur celui-ci une évolution irréversible. Nous avons distingué ce régime de celui dit de « couplage fort », dans lequel l'environnement interagit de façon cohérente avec les atomes. C'est le régime de couplage fort qui est réalisé dans les expériences d'information quantique en cavité décrites dans les cours des années antérieures.

La quatrième leçon a porté sur les chapitres 6 et 7 du cours. Lorsque l'environnement agit collectivement sur les qubits, il est possible de coder l'information dans des sous-espaces dits subradiants, en préparant des états protégés par des processus d'interférence de la décohérence. Un exemple simple d'états subradiants se rencontre encore en électrodynamique en cavité. Il s'agit de superpositions de produits tensoriels de N atomes à deux niveaux incapables de rayonner dans une cavité à laquelle ils sont couplés de façon symétrique. Ces états appartiennent à un sous-espace de l'espace global des N atomes. L'information peut ainsi être protégée de la décohérence liée au rayonnement des atomes dans la cavité, à condition de la coder dans ce sous-espace. Partant de N atomes indépendants, il suffit d'ajouter q qubits supplémentaires pour pouvoir réaliser un sous-espace subradiant de l'ensemble des $N + q$ qubits aussi grand que l'espace initial. L'ajout de ces quelques qubits et le codage de l'information dans l'ensemble subradiant porte le nom de « codage sans bruit ». Le nombre de qubits supplémentaires nécessaires pour réaliser ce codage sans bruit est petit, ce qui peut apparaître surprenant mais n'est qu'une propriété évidente de la loi exponentielle. La méthode de codage sans bruit, malgré son intérêt théorique, a une portée pratique limitée. Les situations dans lesquelles le bruit agit de façon complètement symétrique sur les qubits sont très particulières (par exemple rayonnement d'atomes identiques dans une cavité) et difficiles à réaliser. Dans le cas général, l'environnement agit de façon plus ou moins indépendante sur les qubits et ses effets ne peuvent pas être corrigés par ce type de méthode.

La deuxième partie de la quatrième leçon a porté sur l'effet Zénon, décrit parfois comme une solution efficace pour protéger un système de la décohérence. L'effet Zénon a souvent été présenté comme un phénomène quantique paradoxal (« regarder un système l'empêche d'évoluer »). L'effet est moins surprenant qu'il

n'y paraît si l'on remarque que l'observation d'un système quantique le perturbe nécessairement. Une observation répétée rapidement aussi bien qu'une mesure continue, correspond à une perturbation importante, avec intrication des états du système aux états de l'appareil de mesure. La théorie des perturbations entraîne alors que le hamiltonien libre du système ne peut coupler efficacement entre eux des états propres différents de cette perturbation. Lorsque le système interagit avec un grand environnement, l'inhibition de l'évolution requiert que la perturbation agisse pendant le temps, généralement très court, de corrélation du processus. Cette condition rend l'effet inobservable, sauf dans quelques cas particuliers où le temps de corrélation est relativement long. L'effet Zénon est en général associé à une mesure, mais ses caractéristiques se retrouvent pour une perturbation rapide quelconque du système, même s'il ne s'agit pas d'une mesure explicite. En particulier, le basculement périodique rapide du signe de l'interaction d'un système avec son environnement peut ralentir la décohérence d'un système, l'effet présentant alors des analogies avec la méthode d'écho de spin. Comme le *codage sans bruit*, il s'agit encore d'une méthode particulière du contrôle de la décohérence qui ne peut s'appliquer de façon générale.

La cinquième leçon (8^e chapitre du cours) a décrit la fabrication d'environnements artificiels dans des expériences réalisées sur des ions piégés. Il s'agit de confectionner des environnements sur mesure assurant la survie de certains états. On peut par exemple réaliser, pour un ion piégé à deux niveaux, des environnements artificiels permettant de protéger de la décohérence des états de vibration arbitrairement choisis. Il faut illuminer l'ion avec des lasers de direction convenables, excitant de façon résonnante la porteuse à la fréquence de la transition électronique de l'ion ou des bandes latérales correspondant à l'excitation simultanée de l'état électronique et de quanta de vibrations. Le pompage optique des lasers ramène dans l'état électronique fondamental de l'ion en vibration une partie de la dissipation produite par l'émission spontanée dans l'état excité. L'équation pilote résultante admet comme « pointer states » parfaits (états insensibles à la décohérence) les états que l'on cherche à protéger. Le taux d'émission spontanée doit être petit devant la fréquence de vibration, et grand devant le taux de pompage induit par les lasers. Il faut de plus que ce taux de pompage soit grand devant le taux de décohérence naturelle dû aux champs parasites dans le piège. Un cas particulier pratiquement important est celui du refroidissement radiatif, l'état protégé étant alors l'état fondamental de vibration. L'environnement artificiel doit être adapté « *sur mesure* » à chaque état, ce qui limite l'intérêt général de la méthode dans les cas où l'on cherche à protéger des superpositions non classiques d'états *a priori* inconnus.

La sixième leçon a conclu le cours par un bref aperçu sur les méthodes de code correcteurs d'erreur en information quantique (9^e chapitre). Nous avons commencé par récapituler les méthodes de contrôle de la décohérence basées sur l'observation et la manipulation de l'environnement, décrites aux leçons précédentes et conclu à l'insuffisance de ces méthodes pour résoudre le problème de

la décohérence de l'ordinateur quantique. Aucune de ces méthodes n'apporte en effet de réponse universelle au problème de la décohérence : comment protéger un système de qubits des effets perturbateurs d'un environnement arbitraire ?

Les codes correcteurs quantiques présentent une approche différente du problème. Leur principe est voisin de celui des codes de correction des erreurs dans un ordinateur classique. On code de façon redondante un qubit logique dans plusieurs qubits physiques. Ces qubits sont intriqués entre eux (une propriété bien sûr absente dans le problème classique). On détecte les erreurs éventuelles par la mesure d'un ensemble d'opérateurs sur les qubits intriqués et on effectue une correction permettant de reconstituer le qubit logique initial.

Les codes correcteurs d'erreur quantique répondent ainsi, en principe, aux exigences du fonctionnement d'un ordinateur quantique. Ils sont applicables à des processus généraux de décohérence, avec environnement arbitraire. Il existe un seuil fini de fidélité des opérations élémentaires au-delà duquel les erreurs ne s'accumulent pas de façon critique. C'est l'existence du théorème de « *calcul tolérant aux fautes* » qui a déclenché la recherche active sur l'ordinateur quantique. Le seuil critique est cependant très faible et pose un défi considérable aux expérimentateurs. Il est loin d'être sûr que ce seuil soit atteignable avec des qubits réalistes. Le codage demande d'autre part des ressources énormes, exigeant que l'on sache contrôler un très grand nombre de qubits. C'est encore loin d'être le cas et la construction d'un ordinateur quantique pratique pose encore des problèmes redoutables.

Enseignement du Collège de France à l'étranger

L'enseignement donné à Rio de Janeiro et à Recife était destiné aux étudiants et aux chercheurs des départements de physique de ces deux universités. Ce cours a porté sur la description d'expériences réalisées sur des atomes et des photons interagissant entre eux dans une cavité électromagnétique (Électrodynamique quantique en cavité). Ce sont de véritables expériences de pensée devenues réelles, testant des aspects fondamentaux de la physique quantique. Ce sont également des expériences de démonstration d'opérations élémentaires de logique quantique. *Dans une première leçon*, nous avons rappelé les concepts essentiels de la physique quantique (intrication, décohérence) et donné un aperçu des méthodes expérimentales mises en œuvre en électrodynamique quantique en cavité pour intriquer des atomes et des photons et réaliser des portes quantiques. *La deuxième leçon* a porté sur la description de tests de complémentarité et sur l'exploration de la limite classique quantique avec des états cohérents du rayonnement dans une cavité. Enfin, *la troisième leçon* a décrit les expériences de chats de Schrödinger du champ effectuées en électrodynamique quantique en cavité et a montré comment on pouvait avoir accès expérimentalement à la décohérence de ces états.

Les séminaires de l'année 2004-2005

Une série de six séminaires sous le titre général de « *Expériences récentes en optique et information quantiques* » accompagnait le cours du Collège de France à Paris en le complétant et en illustrant différents aspects. En voici la liste dans l'ordre où ils ont été donnés :

— « *Quantum Infodynamics* »

Vladimir Buzek, Research center for quantum information, Académie Slovaque des Sciences, Bratislava, Slovaquie.

— « *Décohérence et fluctuations gravitationnelles* »

Serge Reynaud, ENS et Université Paris VI.

— « *Atom chips : mesoscopic physics with ultracold atoms* »

Joerg Schmiedmayer, Université de Heidelberg, Allemagne.

— « *Elementary quantum processor with trapped ions* »

Ferdinand Schmidt-Kaler, Universités d'Innsbruck et d'Ulm, Autriche et Allemagne.

— « *Quantum degenerate atomic gases in optical lattices* »

Massimo Inguscio, Université de Florence, Italie.

— « *Interférométrie atomique : théorie et applications* »

Christian Bordé, Laboratoire de Physique des lasers, Paris-Nord et Syrte, Observatoire de Paris.

Autres conférences et séminaires de Serge Haroche

En dehors de ses cours au Collège de France et à l'étranger, S. Haroche a donné les séminaires, cours et conférences suivants entre juillet 2004 et juin 2005 :

— *Juillet 2004* : École d'été de Boulder (Boulder School for condensed matter and materials physics) : trois cours intitulés « Introduction to Cavity QED : fundamental tests and applications to quantum information ».

— *Juillet 2004* : Conférence invitée à la 19^e Conférence Internationale de Physique atomique (ICAP) à Rio de Janeiro (Brésil) : « Single atom index effects on mesoscopic fields in a cavity ».

— *Juillet 2004* : Conférence invitée au Symposium organisé à l'occasion des 70 ans du Professeur Nicim Zagury (Rio de Janeiro) : « Sharing ideas with Nicim in Paris and in Rio ».

— *Août 2004* : Trois cours au Niels Bohr Summer Institute, Copenhague, Danemark : « Introduction to Cavity QED : fundamental tests and applications to quantum information ».

— *Septembre 2004* : Conférence invitée au 333^e Heraeus seminar, Reimsburg (Allemagne) : « Quantum Non Demolition Measurements in cavity QED ».

— *Septembre 2004* : Séminaire à l'Université de Kyoto, Japon : « Mesoscopic superpositions in cavity QED ».

— *Septembre 2004* : Présentation à Kyoto du programme de recherche ICORP de coopération scientifique France-Japon intitulé « Quantum Entanglement ».

— *Février 2005* : Colloquium à l'Université de Tel-Aviv, Israël : « Quantum Information with atoms and photons in a cavity : from qubits to Schrödinger cats ».

— *Février 2005* : Conférence invitée à FRISNO, 8^e Conférence Franco-Israélienne d'Optique non linéaire (Ein-Bokek, Israël) : « Mesoscopic field state superpositions in cavity QED : present status and perspectives ».

— *Février 2005* : Conférence invitée à la Gordon Research Conference on Quantum Information Science, Ventura (Californie) : « Giant atoms and photons in a box : a bottom-up approach to mesoscopic physics ».

— *Mars 2005* : Conférence grand public donnée dans le cadre du cycle 2004-2005 des grandes conférences de Lyon organisée par le Pôle Universitaire de Lyon : « Puissance et étrangeté du quantique ».

— *Mars 2005* : Conférence à l'Institut de génétique moléculaire de Montpellier : « Puissance et étrangeté du quantique ».

— *Mai 2005* : Conférence Invitée à ICONO (International Conference in non linear optics), Saint-Petersbourg (Russie) : « Atoms and Photons in a cavity : from qubits to Schrödinger cats ».

— *Mai 2005* : Conférence invitée à QUPON (Quantum Physics of Nature), Vienne (Autriche) : « Local and non-local Schrödinger cats in cavity QED ».

— *Juin 2005* : Conférence invitée au Symposium Einstein à la bibliothèque d'Alexandrie (Égypte) : « Einstein, Bohr and the photon : how thought experiments have turned into quantum information physics ».

— *Juin 2005* : Colloquium au groupe de physique théorique du CERN, Genève : « Schrödinger cats in boxes : tests of quantum concepts at the quantum-classical boundary ».

— *Juin 2005* : Intervention filmée sur France 5 dans une émission sur la célébration du centenaire des papiers d'Einstein de 1905.

Activités de recherche

Le travail de recherche de S. Haroche se déroule au sein du Laboratoire Kastler Brossel (LKB) de l'École Normale Supérieure. Il y co-dirige, avec ses collègues Jean-Michel Raimond (Professeur à Paris VI et à l'Institut Universitaire de France) et Michel Brune (Directeur de Recherche au CNRS) une équipe de chercheurs et d'étudiants (groupe d'électrodynamique quantique en cavité). Un des chercheurs du groupe est un visiteur postdoctoral recruté sur un poste de Maître de Conférence au Collège de France, Mademoiselle Angie Qarry (de

nationalité israélienne). Le groupe a reçu, au cours du mois de juin 2005, la visite du Professeur Luiz Davidovich, de l'Université Fédérale de Rio de Janeiro. Une longue et fructueuse collaboration sur l'étude de l'électrodynamique quantique en cavité se poursuit avec L. Davidovich depuis de nombreuses années.

Le thème général des recherches du groupe porte sur l'étude des effets quantiques (intrication, complémentarité et décohérence) et de leurs applications dans des systèmes constitués d'atomes en interaction avec des photons dans une cavité. Un rapport d'activité complet est rédigé tous les deux ans pour le Comité National du CNRS et contient une analyse détaillée des problèmes scientifiques abordés par le groupe et un bilan des résultats nouveaux. Nous nous contenterons donc de présenter ici un bref résumé des principaux résultats obtenus au cours de la dernière année, suivi d'un aperçu sur les expériences que nous comptons réaliser avec les montages expérimentaux en cours de construction, dont nous avons simulé en détail le comportement. Les notes se réfèrent aux articles numérotés à la fin de ce résumé.

a) Indice de réfraction d'un atome unique : chats de Schrödinger et mesure non destructive d'atomes

L'interaction d'un atome unique avec un champ dans une cavité résonnante de grande surtension produit un effet d'indice remarquable, conduisant à un déplacement mesurable de la fréquence du champ, ou encore à un déphasage de celui-ci d'un angle macroscopique. Cet effet se produit même si le champ contient un nombre relativement grand de photons. On peut ainsi coupler un objet microscopique (l'atome) à un système mésoscopique (le champ) et réaliser des situations physiques très intéressantes, permettant des tests de physique quantique fondamentale, ou conduisant à des applications en information quantique.

Sur le plan fondamental, on prépare ainsi ce qu'on appelle des états « chats de Schrödinger » du champ qui ont fait l'objet de multiples études dans le groupe au cours des années passées et qui ont déjà été décrits dans plusieurs leçons du Collège. Nous avons au cours de la dernière année mis au point une méthode nouvelle d'étude de ces états, faisant appel à une technique d'écho de spin [3]. Le principe consiste à préparer une superposition cohérente d'états du champ en laissant un atome interagir avec le champ pendant un temps donné. On applique alors une impulsion de champ électrique brève à l'atome qui revient à renverser le sens de l'évolution du système, conduisant, après un délai, à une remise en phase des deux composantes du champ. Cette refocalisation se manifeste dans un signal atomique d'oscillation de Rabi. L'étude de ce phénomène permet de mesurer la cohérence de la superposition des états du champ et fournit un moyen utile à l'étude de la décohérence de ce système.

Sur un plan plus pratique, nous avons montré que l'effet d'indice monoatomique pouvait être utilisé pour détecter des atomes uniques de façon non-destructive, avec une efficacité proche de 100 % [4]. Un champ initial de quelques dizaines

de photons est stocké dans une cavité. Après un délai, un champ de référence, dit champ d'homodynage, de même amplitude et de phase opposée à la phase initiale du champ est ensuite envoyé dans la cavité. En absence d'atome, le champ final, résultant de l'interférence destructive entre le champ initial et le champ d'homodynage, est donc nul. Si un atome traverse la cavité entre les deux injections de champ, il déphase le champ initial d'un angle macroscopique et le champ résultant de l'addition du champ d'homodynage devient non nul et contient plusieurs dizaines de photons. En d'autres termes, la traversée d'un seul atome dans la cavité se traduit par l'apparition d'un champ contenant un grand nombre de quanta dans celle-ci. Ce champ est ensuite absorbé par un échantillon atomique de quelques dizaines d'atomes, conduisant à un signal atomique macroscopique, traduisant la présence d'un seul atome « indice » dans la cavité. Il s'agit donc d'une technique d'amplification, transformant l'information contenue dans un atome en une information partagée par une collection d'atomes. Cette lecture est de plus sensible à l'état interne de l'atome « indice » et est non destructive, puisque cet atome n'est ni détruit, ni porté dans un autre niveau par l'interaction dispersive avec le champ.

b) Vers des expériences de non-localité mésoscopique

Les champs mésoscopiques formés de quelques dizaines de photons sont des systèmes de taille intermédiaire entre le microscopique et le macroscopique, existant à la limite classique-quantique. La notion de taille d'un système, lorsqu'on évoque cette limite, peut prendre deux sens différents. On peut mesurer cette taille soit par le nombre de particules (c'est l'aspect que nos expériences ont jusqu'à présent étudié), soit par la distance entre les différentes parties du système. On s'intéresse alors au phénomène de la non-localité quantique. L'intrication à distance de deux systèmes physiques conduit à des corrélations entre eux qui ne peuvent être expliquées classiquement. Il s'agit là de la problématique EPR, discutée pour la première fois par Einstein en 1935, et approfondie par les travaux de Bell en 1964. L'impossibilité de décrire classiquement les effets de corrélation instantanée à distance entre deux objets quantiques a été vérifiée par de multiples expériences réalisées sur des photons jumeaux ou des ions piégés. Cette non-localité est macroscopique au sens où elle s'observe pour des objets séparés par des distances qui se mesurent maintenant en kilomètres. Il reste à vérifier ce qu'il en advient lorsque les objets séparés sont constitués chacun d'un grand nombre de particules. Il s'agit donc de marier deux étrangetés en une, d'associer l'étude de la non-localité spatiale à celle des chats de Schrödinger. Pour reprendre la métaphore féline, peut-on préparer un chat à la fois mort en un point de l'espace et vivant dans un autre ? Et si cette préparation est possible, combien de temps mettra-t-elle à s'évanouir ?

Nous préparons actuellement une expérience pour étudier ce problème en couplant les champs de deux cavités à l'aide d'atomes passant de l'une à l'autre.

La généralisation de nos expériences faites en cavité unique à deux cavités ouvre ainsi la voie à des tests de physique fondamentale et d'études pratiques sur la décohérence. Elles pourront être étendues à d'autres types de systèmes et constitueront une étape essentielle de l'étude de la frontière classique quantique.

Le montage sera une généralisation de celui que nous avons employé jusqu'à présent, avec deux cavités C_1 et C_2 successivement traversées par les atomes. Ces cavités doivent, pour certaines expériences, avoir un facteur de qualité très élevé, de façon à réaliser la condition de couplage fort CQED. Les cavités sont de type Fabry-Perot et sont constituées de deux miroirs sphériques ou asphériques, en regard l'un de l'autre. Ces miroirs sont en cuivre, poli optiquement et recouverts d'une couche de niobium supraconductrice minimisant les pertes liées à leur résistivité. Des tests effectués à la fin 2004 nous ont montré que nous pouvions ainsi obtenir des temps de stockage de photons T_c atteignant 14 millisecondes, dans des cavités de 2,7 cm de distance entre les miroirs. Ce temps, beaucoup plus long que le temps de traversée des atomes dans chaque cavité (typiquement quelques dizaines de microsecondes) correspond à un facteur Q de l'ordre de 10^9 . De tels facteurs de qualité dépendent crucialement du soin apporté au polissage du cuivre (réalisé par une entreprise extérieure) et au traitement ultérieur des surfaces, que nous réalisons en collaboration avec le CEA et que nous maîtrisons maintenant complètement.

Les cavités sont couplées à une source micro-onde classique (klystron multipliés en fréquence). Il est à noter que les miroirs n'étant pas percés (de façon à optimiser le facteur Q), il est impossible de coupler les cavités de façon classique à la source à l'aide d'un guide d'onde. Le couplage source-cavité s'effectue donc par effet de bord, en exploitant la diffraction résiduelle du champ sur le pourtour des miroirs. Cette méthode, que nous venons de tester, permet de préparer dans les cavités un champ cohérent d'amplitude réglable (entre le vide et quelques centaines de photons en moyenne).

Lorsqu'elles ont formées de miroirs quasi sphériques, les cavités présentent en général deux modes séparés de quelques dizaines de kHz, dont la quasi-dégénérescence peut être gênante. Afin de lever complètement la dégénérescence et pour obtenir des modes franchement séparés de plusieurs Mhz, nous nous proposons de réaliser des jeux de miroirs asphériques à deux rayons de courbure différents, plus onéreux mais essentiels pour les expériences dans lesquels une quasi-dégénérescence de deux modes est inacceptable.

Les atomes évoluent dans un espace sous-tendu par deux niveaux de Rydberg e et g . Ils sont manipulés avant et après leur interaction avec les cavités ainsi qu'entre les deux cavités dans trois zones R_1 , R_2 et R_3 , réalisées par des cavités de faible surtension, de façon à éviter des effets de modification de la durée de vie des atomes de Rydberg dans ces zones. Elles sont couplées à des sources classiques de micro-onde permettant de mélanger de façon cohérente les deux niveaux e et g (pulse $\pi/2$) ou d'échanger les excitations de ces deux niveaux

(pulse π). Ces impulsions sont appliquées au moment déterminé où les atomes traversent ces zones ce qui permet de réaliser des séquences d'impulsion différentes pour des atomes successifs.

La détection par ionisation permet de distinguer les deux niveaux e et g qui s'ionisent dans des champs électriques différents. Les électrons résultants sont guidés vers des multiplicateurs d'électron performants et le taux de détection des atomes de Rydberg, mesuré dans des expériences déjà réalisées dépasse 80 %.

Les signaux de comptage sont traités par un ordinateur couplé au montage. Celui-ci contrôle également toute la séquence de préparation des atomes et des champs et pilote l'ensemble de l'expérience qui s'effectue généralement en répétant un grand nombre de fois une séquence où un, deux, trois ou quatre atomes traversent successivement les deux cavités avant d'être détectés. L'ensemble des procédures décrites ici a été validé par des tests détaillés réalisés sur le montage à cavité unique que nous avons utilisé jusqu'à présent.

c) Intrication « microscopique » des deux cavités : tests de Bell et téléportation d'états atomiques

L'expérience la plus simple pour tester ce montage à deux cavités va consister à préparer un photon délocalisé entre C_1 et C_2 . Il faut pour cela envoyer dans C_1 un atome effectuant un pulse Rabi $\pi/2$. L'atome émet alors avec une probabilité de 50 % un photon dans cette cavité et reste, avec la même probabilité, excité en laissant la cavité dans le vide. Continuant sur sa trajectoire, l'atome traverse alors C_2 et le temps de couplage résonnant avec cette seconde cavité est réglé pour qu'il y effectue un pulse Rabi π . Ainsi, s'il est sorti excité de C_1 , il dépose à coup sur un photon dans C_2 . Il laisse par contre C_2 vide s'il a déjà émis un photon dans C_1 . Il a donc finalement préparé le champ des deux cavités dans l'état $|1,0\rangle + |0,1\rangle$ et ressort dans l'état g, factorisé avec l'état du champ dans les deux cavités. Ce dernier état est dans une situation d'intrication maximale. Il s'agit là d'une non-localité microscopique, entre deux systèmes de type « qubit » à deux états chacun, qui n'est pas fondamentalement différente des situations décrites par des états de Bell de deux spins intriqués. Cette situation est cependant nouvelle dans le contexte de CQED et permettra de réaliser des expériences d'un grand intérêt fondamental.

Une première application de cette création d'état intriqué entre les deux cavités consistera à tester les inégalités de Bell sur ce système. Envoyant deux atomes sonde après l'atome ayant préparé le champ dans l'état de Bell, nous copierons par interaction résonnante les états du champ des deux cavités sur ces atomes et analyserons les états atomiques obtenus en leur appliquant des impulsions appropriées dans R_3 , avant de les détecter. La succession du pulse R_3 et de la détection atomique équivaut à la mesure d'une composante du spin fictif atomique dans une direction déterminée par les paramètres du pulse. En réalisant des impulsions correspondant à des rotations différentes et appropriées des spins associés aux

deux atomes et en combinant les résultats obtenus, on construira par moyenne sur un grand nombre d'expériences, un signal de Bell S_B qui, d'après les modèles de variable cachés, devrait être inférieur à 2, alors que la mécanique quantique prévoit un résultat supérieur à 2, au maximum égal à $2\sqrt{2}$ (nous revenons sur l'analyse des inégalités de Bell plus en détail plus loin). Cette expérience, nouvelle dans ce contexte, nous servira de test de la qualité de notre montage. La différence entre la valeur expérimentale et la valeur maximale $2\sqrt{2}$ fournira une mesure de la qualité des impulsions de Rabi quantiques dans les cavités C et des impulsions classiques appliquées dans les zones R. Une fois ce test réalisé avec succès, nous pourrions passer à des expériences encore plus ambitieuses.

Nous nous proposons alors d'effectuer une expérience de téléportation de l'état arbitraire d'un atome entre les cavités C_1 et C_2 . Cette expérience, décrite dans son principe par notre groupe il y a déjà neuf ans, constituera la première expérience de téléportation d'une fonction d'onde atomique, entre deux points séparés par une distance (≈ 10 centimètres) que l'on peut véritablement qualifier de macroscopique (notons que deux expériences réalisées avec des ions piégés ont téléporté des états de ces ions sur des distances de l'ordre du micron).

d) Intrication de champs cohérents entre cavités et tests de Bell sur un système mésoscopique [2]

La préparation de superpositions de champs mésoscopiques entre les deux cavités exploitera l'interaction dispersive avec un atome non-résonnant. S'il y a un petit désaccord de fréquence δ entre le mode de la cavité et l'atome, celui-ci, par effet d'indice, déphase le champ d'un angle $\varphi = \pm \Omega^2 t/4\delta$ où Ω est la fréquence de Rabi décrivant le couplage atome-cavité et t est le temps d'interaction entre ces deux systèmes. Des déphasages de l'ordre de quelques radians peuvent être obtenus avec des atomes ayant des vitesses de l'ordre de la centaine de mètres par seconde. De plus, le signe \pm dans l'expression de φ dépend de l'état interne de l'atome, ce qui conduit à une situation d'intrication atome-champ, si l'atome est initialement dans une superposition des états e et g .

On commencera par injecter le même champ cohérent $|\alpha\rangle$ dans C_1 et C_2 (l'amplitude α étant égale à la racine du nombre moyen de photons), puis on enverra à travers l'appareil un atome A_1 préparé grâce à R_1 dans une superposition à poids égaux de e et de g . Supposons que le déphasage produit par A_1 dans e (resp g) soit de $+\pi/2$ (resp $-\pi/2$), ce qui revient à multiplier par $\pm i$ l'amplitude du champ cohérent α . Après traversée par A_1 de C_1 et C_2 , le système se retrouvera dans la superposition (non-normalisée) $|\beta, \beta, e\rangle + |-\beta, -\beta, g\rangle$ où les trois symboles dans chaque ket se rapportent respectivement à C_1 , C_2 et A_1 et où l'on a posé $\beta = i\alpha$. Après un mélange des états e et g par un pulse $\pi/2$ dans R_3 et mesure de l'atome, le champ des deux cavités se trouvera (suivant le résultat aléatoire de cette mesure) finalement projeté dans l'un des deux états $|\beta, \beta\rangle \pm |-\beta, -\beta\rangle$. Il s'agit d'états maximalelement intriqués entre les deux cavités,

analogues à des états de Bell de deux spins, mais ces états contiennent maintenant un nombre arbitraire, qui peut être grand, de photons. Ils sont donc très sensibles à la décohérence, la perte d'un seul photon dans l'une des deux cavités suffisant à les transformer en mélange statistique incohérent de $|\beta, \beta\rangle$ et $|- \beta, - \beta\rangle$. Le temps de décohérence attendu (correspondant à une décroissance en $1/e$ de la cohérence quantique entre les deux états) est de l'ordre de $T_c / |\alpha|^2$, c'est-à-dire de l'ordre de la centaine de microseconde pour $T_c = 10\text{ms}$ et un nombre moyen $|\alpha|^2 = 100$ photons. Ce temps est supérieur au temps de traversée par l'atome d'une cavité, et ces superpositions cohérentes non-locales doivent ainsi être observables dans notre montage.

De simples variantes de cette expérience permettent de préparer d'autres types d'états de Bell mésoscopiques. Si on effectue la même expérience que celle qui vient d'être décrite, mais en appliquant à A_1 un pulse π dans R_2 échangeant les états e et g entre C_1 et C_2 , on préparera l'un des deux états $|\beta, -\beta\rangle \pm |- \beta, \beta\rangle$. Une fois l'un de ces états produits, l'injection du champ cohérent $|\beta\rangle$ dans les deux cavités translatera les amplitudes des champs complexes dans l'espace des phases pour conduire à des états $|2\beta, 0\rangle \pm |0, 2\beta\rangle$. On obtiendra ainsi des chats d'amplitude, superpositions d'une situation où un grand champ se trouve soit dans C_1 , soit dans C_2 , l'autre cavité étant vide. Ces états non-localisés mésoscopiques, dans lesquels la partition des photons est soit de la forme $0, N$ soit de la forme $N, 0$ sont très différents de ceux produits par une lame semi-réfléchissante répartissant N photons dans une cavité ou dans l'autre. Une telle lame classique créerait une distribution de la forme $N/2, N/2$, avec des fluctuations de l'ordre de \sqrt{N} . On peut donc considérer l'atome couplé aux deux cavités comme une sorte de lame semi-réfléchissante fortement non-linéaire, qui fait que le premier photon envoyé dans une voie où dans l'autre conditionne tous les autres à le suivre. La réalisation de tels états, qui font l'objet de recherches actives dans d'autres domaines de l'optique quantique, sera très intéressante en CQED. Elle nous conduira en particulier directement à la possibilité d'effectuer des tests de non-localité à la Bell sur des systèmes mésoscopiques.

Rappelons que les inégalités de Bell dites CHSH portent sur des corrélations entre quantités bi-valuées mesurées sur deux parties d'un système. Elles expriment qu'une combinaison de corrélations doit être toujours inférieure en module à la valeur 2. Cette limite, tout à fait générale, repose uniquement sur le fait que les quantités mesurées sont des éléments de réalité physique, au sens où Einstein l'a défini dans le fameux papier EPR, c'est-à-dire que ces quantités sont supposées préexister dans le système avant la mesure, sous la forme par exemple de variables cachées. Ces inégalités ne dépendent pas de la nature du système, ni de celle de la quantité physique mesurée, du moment qu'elle ne peut prendre que deux valeurs. L'exemple le plus simple est celui de deux spins, ou de deux photons polarisés et les inégalités CHSH ont jusqu'à présent été toujours appliqués à de tels systèmes microscopiques. Nous nous proposons ici de les tester sur la mesure de la parité P du nombre de photons dans des états intriqués

de la forme $|\beta, -\beta\rangle \pm |-\beta, \beta\rangle$. Cette parité admet les deux valeurs propres $+1$ (nombre de photons pair) et -1 (impair) et est donc bivaluée, comme le spin.

Les inégalités de Bell habituelles portent sur des combinaisons de spin mesurées suivant quatre directions différentes (deux pour chaque spin). Dans notre cas, nous mesurerons la parité du nombre de photon après avoir translaté le champ des deux cavités par quatre amplitudes différentes (deux pour chaque cavité) et nous formerons le produit des parités mesurées après cette translation. En combinant ces corrélations nous obtiendrons un signal de Bell qui, d'après toute théorie de variables cachées locale, devra être en module inférieur à deux. Or la théorie quantique, basée sur une solution exacte des équations d'évolution du système, prévoit que, pour certains choix des quatre translations, le signal de Bell mesuré sur un état $|\beta, -\beta\rangle \pm |-\beta, \beta\rangle$ doit être supérieur à 2, pouvant atteindre la valeur $2\sqrt{2}$ dans un système idéal sans décohérence.

On attend une décroissance du signal de Bell due à la décohérence qui rend le système de plus en plus classique et fait disparaître la non-localité quantique quand ce signal passe sous la valeur critique 2. Des simulations numériques nous ont montré que la non-localité doit survivre pendant un temps de l'ordre de 500 microsecondes pour $T_c = 30$ ms, permettant d'envisager une expérience réaliste sur un champ de 2 photons avec nos cavités actuelles. Si le facteur de qualité des cavités peut être augmenté d'un ordre de grandeur, l'expérience deviendra possible avec des champs de l'ordre de la dizaine de photons. Notons que l'existence de non-localité au sens de Bell apparaît comme un test extrêmement sévère de décohérence. Le signal de Bell passe sous la valeur 2 après un temps pour lequel il reste encore une cohérence quantique importante dans le système.

e) Expérience de puce à atome cryogénique [1]

Un nouveau montage expérimental destiné à piéger des atomes au voisinage d'un circuit supraconducteur est en cours d'achèvement. La physique que nous allons étudier avec ce système a été évoquée dans le précédent rapport. La mise au point est en cours et nous espérons rapporter les premiers résultats dans le résumé des cours et travaux 2005-2006.

Signalons enfin qu'une part importante du travail de Serge Haroche et Jean-Michel Raimond au cours de cette année a été consacrée à la rédaction d'un livre provisoirement intitulé « Exploring the quantum with atoms and photons in a cavity ». Il s'agit d'une description de la réalisation d'expériences de pensée qui en manipulant des atomes et des photons piégés illustrent les aspects fondamentaux de la physique quantique et démontrent des étapes essentielles du traitement quantique de l'information. Cet ouvrage, destiné aux étudiants et aux chercheurs, est largement inspiré par les cours donnés par S. Haroche au Collège de France depuis 2001 et par les recherches menées par S. Haroche, J.-M. Raimond et leurs collègues au Département de Physique de l'ENS.

**Publications du groupe d'électrodynamique quantique en cavité
(juillet 2004-juin 2005)**

1. P. Hayfil, J. Mosley, A. Perrin, I. Talleur, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, « Coherence preserving trap architecture for long term control of giant Rydberg atoms », *Phys. Rev. Lett.* 93, article n° 103001 (septembre 2004).
2. P. Milman, A. Auffeves, F. Yamagushi, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, « A proposal to test Bell's inequalities with mesoscopic non-local fields in cavity QED », *European Physical Journal D32* (2), 233 (2005).
3. T. Meunier, S. Gleyzes, P. Maioli, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, « Rabi oscillations revival induced by time reversal : A test of mesoscopic quantum coherence », *Phys. Rev. Lett.* 94 (1), Article n° 010401 (2005).
4. P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, « Nondestructive Rydberg atom counting with mesoscopic fields in a cavity », *Phys. Rev. Lett.* 94, article n° 113601 (2005).
5. J.-M. Raimond, T. Meunier, P. Bertet, S. Gleyzes, P. Maioli, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune et S. Haroche, « Probing a quantum field in a photon box », *Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics* 38, S535 Special Issue (mai 2005).
6. S. Haroche, A. Auffeves, T. Meunier, P. Maioli, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune et J.-M. Raimond, « Single atom index effects on mesoscopic fields in a cavity » in « Atomic Physics 19 », *Proceedings de la 19^e Conférence Internationale de Physique Atomique*, L.G. Marcassa et al. éditeurs, American Institute of Physics (2005).
7. S. Haroche, M. Brune et J.-M. Raimond, « Atom-mesoscopic field entanglement » in « Decoherence, Entanglement and Information Protection in Complex Quantum Systems », *Proceedings of NATO Advanced Research Workshop* (2005).
8. M. Brune et J.-M. Raimond, « L'ordinateur quantique : un défi pour les expérimentateurs » dans *Images de la Physique 2005*, éditions du CNRS.