

Physique quantique

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

COURS : LE CONTRÔLE DES PARTICULES QUANTIQUES ISOLÉES (II). ATOMES DE RYBERG FROIDS EN INTERACTION

Le cours de l'année 2012-2013, récapitulant les recherches reconnues par le prix Nobel de physique 2012, avait porté sur l'électrodynamique quantique en cavité et décrit des expériences de mesure et de manipulation, à l'aide d'atomes de Rydberg, de photons piégés dans une cavité. Dans ces études, les atomes très excités servent de sondes et d'outils pour étudier le champ. Le couplage des atomes à la cavité est exploité pour manipuler le champ qu'elle contient, mais aussi pour intriquer les atomes qui la traversent successivement. Les ordres de grandeur inhabituels des atomes de Rydberg (grande taille et grands dipôles électriques induits notamment) jouent un rôle essentiel dans ces expériences.

Les atomes de Rydberg sont, depuis une dizaine d'années, étudiés dans un autre contexte pour réaliser des expériences de physique fondamentale sur l'interaction atome-atome ou atome-photons. Il ne s'agit plus de coupler ces atomes à des cavités, mais d'exploiter directement le très fort couplage de type « van der Waals » entre atomes de Rydberg pour réaliser des expériences fondamentales sur l'interaction atome-atome ou atome-photons et pour démontrer des opérations élémentaires d'information quantique (réalisation de portes logiques couplant des atomes entre eux). Ces expériences utilisent des méthodes laser de contrôle de la position et de la vitesse atomique (refroidissement et piégeage optique des atomes). Le cours de cette année, intitulé « Contrôle de particules quantiques isolées II : atomes de Rydberg froids en interaction », s'est proposé de décrire ces expériences sur les « atomes de Rydberg froids » qui constituent un chapitre nouveau et très prometteur dans la physique de la manipulation des particules quantiques. Comme les années précédentes, le cours était immédiatement disponible sous forme de présentation par diapositives sur le site internet du Collège de France et, après quelques jours, sous forme de document vidéo téléchargeable ou disponible en « streaming », en version française ou avec un doublage en anglais ^a.

a. Voir <http://www.college-de-france.fr/site/serge-haroche/course-2013-2014.htm> [NdÉ].

Des atomes aux propriétés exagérées

La première leçon a constitué une introduction à la physique des atomes de Rydberg, espèces atomiques dans lesquelles un électron est porté dans un état très excité, ce qui leur confère des propriétés « exagérées », très différentes de celles d'atomes ordinaires. Ces états se manifestent par l'existence de séries de raies d'absorption et d'émission dont les longueurs d'onde (et les fréquences) sont définies par la formule que le physicien suédois Rydberg avait empiriquement établie à la fin du XIX^e siècle – d'où le nom donné à ces états. Ils sont caractérisés, entre autres paramètres, par un nombre quantique principal n , apparaissant dans la formule de Rydberg et repérant le niveau d'excitation énergétique de l'atome. La taille de ces atomes, mesurant les dimensions de l'orbite de l'électron excité ou encore l'extension de sa fonction d'onde, augmente comme le carré du nombre quantique principal et devient de l'ordre de mille à dix mille fois celle d'un atome dans son état fondamental pour n de l'ordre de 50 à 100, ce qui explique pour une bonne part les propriétés exagérées de ces atomes.

La leçon a commencé par un bref exposé historique rappelant que ces états ont joué un rôle important dans les réflexions qui ont mené en 1913 Niels Bohr à établir son fameux modèle de l'atome, précurseur de la description qu'en donne la physique quantique moderne. Les atomes de Rydberg sont ensuite apparus en physique dans les années 1930 avec l'étude du déplacement des raies atomiques des séries de Rydberg lorsque les atomes sont excités en présence d'atomes de gaz rare (argon, xénon ou hélium). Fermi et ses collaborateurs ont étudié ce problème dans les années 1930, à la fois expérimentalement et théoriquement, et interprété le déplacement des raies par l'effet des collisions de l'électron excité des atomes de Rydberg, décrit par sa fonction d'onde de particule quasi libre, sur les atomes de gaz rare pénétrant dans l'orbite de Rydberg. Fermi a introduit pour la première fois dans cette étude la notion de longueur de diffusion (*scattering length*) qui devait jouer par la suite un rôle important dans la théorie, en physique nucléaire puis en physique atomique des gaz froids. Les atomes de Rydberg se sont ensuite manifestés dans les années 1960 en astrophysique, avec leur détection dans le spectre des ondes millimétriques émises par le gaz interstellaire provenant de la recombinaison d'ions et d'électrons. L'excitation transitoire d'atomes de Rydberg dont le nombre quantique principal atteignait plusieurs centaines a été observée. Mais ce n'est que dans les années 1970 que l'étude expérimentale de ces atomes a pu réellement commencer au laboratoire, avec l'avènement des lasers accordables en fréquence, indispensables pour pouvoir les préparer de façon efficace et sélective dans un jet atomique.

La leçon a rappelé le rôle que ces atomes ont alors joué dans l'étude du couplage des atomes avec le rayonnement, et comment leur interaction très forte avec les micro-ondes a conduit au développement dans les années 1980, 1990 et 2000 de l'électrodynamique en cavité, sujet qui a fait l'objet de plusieurs cours des années antérieures. Ce rappel historique s'est conclu par l'évocation du renouveau de l'étude des atomes de Rydberg, au début des années 2000, avec les propositions théoriques d'exploiter leurs très fortes interactions mutuelles, de type dipôle-dipôle, soit pour réaliser des opérations de logique quantique entre atomes considérés comme qubits, soit pour étudier le comportement quantique d'ensemble d'atomes partageant une ou plusieurs excitations de Rydberg. Ces propositions ont été vite suivies d'expériences démontrant les possibilités offertes par ces atomes en information quantique notamment. La possibilité de manipuler des gaz d'atomes

ultra-froids, dans lesquels les degrés de liberté externes des atomes, position et vitesse, sont bien contrôlés, a grandement facilité ces expériences qui étaient impossibles à réaliser dans les années antérieures. C'est à la description de ces expériences que l'essentiel du cours de cette année est consacré.

Après cette introduction historique générale, la leçon a rappelé le principe de la réalisation de portes quantiques entre atomes. Pour cela, une interaction contrôlée entre deux atomes peut être réalisée, soit par l'intermédiaire de leur couplage avec des phonons (cas de l'information quantique avec des ions piégés), soit par l'intermédiaire de leur interaction avec des photons dans une cavité (cas de l'électrodynamique en cavité). La physique des atomes de Rydberg permet de mettre en œuvre une autre méthode. Les deux atomes, portant chacun un qubit codé dans un sous-espace à deux états du niveau fondamental de chaque atome, interagissent directement et à grande distance par leur interaction dipôle-dipôle lorsqu'ils sont excités par un laser dans un état de Rydberg. Cette excitation conduit au phénomène de blocage Rydberg : une fois qu'un atome est excité, le laser ne peut en exciter un second dans son voisinage car la fréquence de cette seconde excitation est déplacée par l'interaction entre atomes d'une quantité supérieure à la largeur de l'excitation (proportionnelle à l'amplitude du champ laser, ou encore à sa fréquence de Rabi). C'est le caractère conditionnel de l'excitation d'un atome « cible » en présence d'un atome « contrôle », suivant que le contrôle est ou non excité, qui permet de mettre en œuvre le mécanisme d'une porte quantique. La leçon a présenté le principe d'une telle porte, sans entrer dans les détails de sa réalisation. Elle a ensuite montré comment le blocage Rydberg pouvait être utilisé sur un ensemble d'atomes de Rydberg pour réaliser une intrication collective de ces atomes. Les ordres de grandeur de ces effets ont été présentés, qui expliquent pourquoi il est en général nécessaire de réaliser ces expériences avec des atomes quasi à l'arrêt, fortement refroidis par lasers.

Après cette présentation qualitative générale des effets qui seront décrits plus en détail dans les cours suivants, la suite de la première leçon a rappelé de façon plus approfondie les principales propriétés des atomes de Rydberg isolés, en en donnant une description semi-classique suivant les modèles de Bohr et de Sommerfeld, puis une analyse entièrement quantique, en rappelant la forme des fonctions d'onde électroniques de atomes de Rydberg, d'abord dans le cas de l'hydrogène, puis dans celui des atomes alcalins, qui sont ceux généralement utilisés dans les expériences. La symétrie dynamique de l'atome d'hydrogène (correspondant à la conservation du vecteur de Runge-Lenz) fait que les orbites électroniques semi-classiques sont fermées et les états quantiques d'une énergie donnée fortement dégénérés. Dans les atomes alcalins, cette symétrie est brisée, les orbites ouvertes et la dégénérescence des états de moments angulaires différents correspondant au même nombre quantique principal est levée. Ces effets sont dus à l'effet perturbatif du cœur ionique non ponctuel des atomes de Rydberg alcalins et se manifestent surtout pour les états de faible moment angulaire pour lesquels l'électron excité a une forte probabilité de pénétrer dans le cœur. Ces effets perturbatifs sont décrits par un paramètre, le défaut quantique, qui dépend essentiellement du moment angulaire de l'électron excité, et très peu de son nombre quantique principal. Malgré la correction apportée par le défaut quantique, les propriétés des états de Rydberg des alcalins sont très voisines de celles des états correspondants de l'hydrogène et un modèle hydrogénoïde suffit généralement à expliquer qualitativement les propriétés des atomes de Rydberg, à quelques notables exceptions près qui sont mentionnées dans les leçons suivantes.

Des atomes très sensibles aux champs extérieurs

La seconde leçon a décrit l'effet de champs extérieurs, dynamiques ou statiques, sur les atomes portés dans un état de Rydberg. On s'est d'abord intéressé à l'interaction de ces atomes avec le rayonnement. L'interaction entre l'état fondamental (ou un état peu excité) avec un état de Rydberg de nombre quantique n est décrit par un élément de matrice du dipôle électrique entre ces deux états proportionnel à $n^{-3/2}$, ce qui indique la décroissance très rapide du couplage avec n et la nécessité de disposer de lasers très intenses pour assurer un couplage efficace et une fréquence de Rabi suffisamment grande pour l'excitation des atomes de Rydberg. La durée de vie radiative des atomes de Rydberg, inversement proportionnelle au carré de l'élément de matrice dipolaire électrique, croît comme n^3 et devient de l'ordre de la centaine de microsecondes pour n de l'ordre de 50.

Si les éléments du dipôle entre état fondamental et état très excité sont très petits, par contre ceux entre états très excités de nombres quantiques principaux voisins sont énormes, variant comme n^2 . C'est ce qui explique l'extrême sensibilité des atomes de Rydberg aux ondes millimétriques, résonnantes ou quasi résonnantes avec les transitions entre niveaux de Rydberg adjacents. Cette extrême sensibilité au rayonnement millimétrique ne s'accompagne pas d'une émission spontanée importante sur ces transitions. La durée de vie associée à ces transitions varie en effet comme n^5 , et devient extrêmement longue, de l'ordre de 30 ms, pour $n = 50$. Ce faible taux d'émission spontanée partielle sur les transitions millimétrique (n^2 fois plus faible que le taux de transition optique vers les niveaux profonds de l'atome) est dû au fait que la densité d'états du rayonnement, proportionnelle au cube de la fréquence, varie comme n^{-9} et devient extrêmement faible pour des états de n grands. Les états de Rydberg circulaires, de moment angulaire maximum égal à $(n-1)h/2\pi$, ne peuvent rayonner que sur les transitions millimétriques entre niveaux voisins et ont donc, malgré un très fort couplage au rayonnement, une durée de vie radiative très longue. C'est cette combinaison remarquable de propriétés – très fort couplage aux ondes millimétriques associé à une très longue durée de vie radiative – qui est exploitée dans les expériences d'électrodynamique en cavité avec des atomes de Rydberg¹. Toutes ces propriétés radiatives ont été décrites en détail dans la leçon et justifiées par des calculs très simples dans le cadre du modèle semi-classique de l'atome de Rydberg.

La leçon s'est poursuivie par un bref rappel sur la superradiance des ensembles d'atome de Rydberg initialement portés dans un état excité. Cette émission collective, liée à la mise en phase spontanée des dipôles des atomes contenus dans un volume proportionnel à $L\lambda^2$ (où L est la longueur de l'échantillon et λ la longueur d'onde de l'émission), se produit de préférence sur des transitions micro-onde qui bénéficient d'un facteur d'amplification collectif proportionnel à λ^2 (ou encore à n^6), contrebalançant le facteur défavorable à l'émission spontanée aux grandes longueurs d'onde de ces atomes (n^2 fois moins probable que l'émission spontanée optique vers les niveaux profonds²). Le seuil de superradiance correspond à quelques dizaines de milliers d'atomes dans l'échantillon pour n de l'ordre de 20 à 30. Ce seuil peut être abaissé à l'unité lorsque les atomes rayonnent dans une

1. Voir cours antérieurs.
2. Voir plus haut.

cavité de surtension assez grande (on peut dire que l'atome « superradie » avec ses images dans les parois de la cavité). On est alors dans le régime de Purcell d'amplification de l'émission spontanée d'un atome isolé. Pour des cavités encore meilleures, on atteint le régime où le photon émis par l'atome peut être ensuite absorbé par celui-ci, correspondant au régime d'oscillation de Rabi dans le champ du vide (régime dit « de couplage fort » de l'électrodynamique en cavité³).

On s'est intéressé ensuite au couplage des atomes de Rydberg avec un champ électrique statique (effet Stark). Les sous-niveaux d'une même multiplicité hydrogénoïde voient leur dégénérescence levée au premier ordre du champ électrique, formant un éventail d'états dont les énergies varient linéairement avec le champ. La pente des niveaux est proportionnelle à leur dipôle électrique. Les niveaux de pente positive correspondent à des atomes attirés vers les champs faibles et ceux à pente négative vers les champs forts (*low field seekers* et *high field seekers*). Ces « sous-niveaux Stark » sont repérés par un nombre quantique « parabolique » et par la projection m de leur moment angulaire sur la direction du champ électrique (qui reste un bon nombre quantique). Un état de nombre quantique parabolique donné (état propre du dipôle électrique) et de m donné est une combinaison linéaire des états n , l , m de la base sphérique de même n et m et de valeurs de l comprises entre m et $n-1$. Il subsiste une dégénérescence des états de même nombre parabolique et de valeurs de m différentes. Lorsque le champ devient suffisamment grand, les états Stark issus de multiplicités de n différentes se rejoignent. La conservation du vecteur de Runge Lenz fait que l'hamiltonien Stark ne couple pas, dans l'hydrogène, les niveaux de pentes et de multiplicités différentes. Ces niveaux se croisent donc dans l'hydrogène. Il n'en est pas de même pour les atomes alcalins. Les défauts quantiques, qui reflètent la non-conservation du vecteur de Runge-Lenz, ont pour effet de transformer les croisements de niveaux de l'hydrogène en anticroisements, modifiant ainsi qualitativement les spectres Stark des alcalins par rapport à ceux de l'hydrogène. La leçon a analysé ces effets en détail et décrit les fonctions d'onde des différents niveaux Stark dont la distribution électronique est associée aux valeurs non-nulles des dipôles électriques des différents états. Des expériences de spectroscopie laser d'états Stark de l'hydrogène réalisées dans les années 1970 et 1980 ont été décrites ainsi que des expériences plus récentes de freinage et de piégeage d'atomes de Rydberg dans des champs électriques. Ces expériences tirent profit des dipôles électriques géants de ces états pour manipuler leurs degrés de liberté externes (position et vitesse) dans des distributions de champs électriques convenablement agencées.

La dernière partie de la leçon a étudié le processus d'ionisation des atomes de Rydberg dans un champ électrique. Si le champ devient assez grand, l'électron excité est arraché au cœur atomique. La valeur du champ électrique pour laquelle cette ionisation se produit dépend du niveau, ce qui fait du processus un moyen très commode de détection sélective des états de Rydberg, largement utilisé dans de très nombreuses expériences. La compréhension du mécanisme d'ionisation est donc essentielle. En fait, le mécanisme est assez complexe : il dépend du temps pendant lequel le champ est appliqué et du caractère, hydrogénoïde ou non, de l'atome de Rydberg. Classiquement, on peut comprendre l'ionisation comme résultant de l'abaissement du potentiel coulombien de l'atome par l'addition du potentiel du champ électrique, variant linéairement avec la position de l'électron excité le long

3. Voir les cours des années précédentes.

de la direction du champ. L'addition de ce potentiel crée un col qui abaisse le potentiel total dans la direction du champ électrique. L'ionisation doit classiquement se produire dès que l'énergie du niveau déplacé par effet Stark atteint l'énergie du col, ce qui se produit d'abord pour les états de pente positive dans le champ électrique (*low field seekers*) alors que les états de pente négative (*high field seekers*) devraient s'ioniser dans un champ supérieur. De façon apparemment surprenante, c'est l'inverse qui est observé pour l'hydrogène. La raison en est que les *low field seekers* correspondent à une distribution de la densité électronique maximale le long du champ, mais dans une direction opposée à celle du col. En d'autres termes, l'électron excité évite la région du col d'où il pourrait s'échapper et il faut un champ beaucoup plus grand que celui donné par le modèle classique pour le forcer à s'ioniser. Dans le cas des alcalins, au contraire, on constate que si on laisse les atomes s'ioniser « lentement », l'électron s'échappe bien suivant le modèle classique. La perturbation liée au défaut quantique (non-conservation du vecteur de Runge-Lenz) est à nouveau à l'œuvre. Elle mélange les *low* et *high field seekers* et fait que l'électron peut, pendant le temps de l'ionisation lente, explorer la région du col par laquelle il s'échappe. Si on réalise par contre une expérience qui détecte les atomes alcalins qui s'ionisent rapidement dans le champ électrique, on constate qu'il leur faut le même champ électrique que pour l'hydrogène, la perturbation du cœur n'ayant alors pas le temps de mélanger les niveaux pour amener l'électron excité près du col. Une expérience de spectroscopie laser de la fin des années 1970 démontrant ces effets et réalisée dans le groupe de D. Kleppner au MIT a été décrite à la fin de la leçon.

Des atomes qui interagissent fortement entre eux à grande distance

La troisième leçon a abordé l'étude de l'interaction entre atomes de Rydberg. Les électrons excités des deux atomes se « sentent » à grande distance par l'intermédiaire de l'interaction de type dipôle-dipôle. Ce couplage est analogue à celui qui s'exerce entre deux atomes dans leur état fondamental à une grande distance relativement à la taille des atomes (« queue » du potentiel moléculaire dans le cas du couplage entre les deux atomes d'une molécule diatomique par exemple). Mais alors que, dans ce dernier cas, l'interaction porte à quelques angströms à peine, soit quelques distances atomiques, elle s'exerce entre atomes de Rydberg sur des distances quasi macroscopiques de plusieurs microns, de l'ordre de cent fois la taille des nuages électroniques des atomes excités. C'est la grande portée de ces interactions entre atomes de Rydberg et leur grande intensité qui fait tout l'intérêt de ces systèmes pour des expériences d'information quantique ou d'optique non-linéaire.

La leçon a commencé par des rappels sur l'interaction de van der Waals entre deux atomes d'hydrogène dans leur état fondamental, à une distance r l'un de l'autre. Chaque atome porte un dipôle électrique nul en moyenne, mais qui présente des fluctuations. À l'ordre zéro, ces fluctuations aléatoires sont non corrélées sur les deux atomes. Elles se corrèlent à l'ordre un de l'interaction, ce qui conduit à une correction en $1/r^3$ de l'état du système des deux atomes et à une correction à l'ordre deux, en $1/r^6$, de leur énergie. L'énergie d'interaction est négative, conduisant à une force attractive en $1/r^7$ entre les deux atomes. La situation est différente si l'un des deux atomes est excité, dans un niveau de résonance optique, et l'autre dans son état fondamental. Dans ce cas, il existe deux états de même énergie du système

des deux atomes, correspondant à un échange d'excitation entre eux. L'interaction dipôle-dipôle agit alors au premier ordre sur les énergies du système, conduisant à une levée de dégénérescence en $1/r^3$. Si l'un des atomes est initialement excité et l'autre dans son état fondamental, et si leur distance est fixée, cette levée de dégénérescence correspond à une oscillation entre les deux atomes qui échangent périodiquement leur excitation avec une période proportionnelle à r^3 .

Ces deux situations (interactions en $1/r^3$ et $1/r^6$) se retrouvent dans le cas de l'interaction entre deux atomes de Rydberg, quoique avec des ordres de grandeur très différents. Si les deux atomes sont initialement dans le même état quantique et s'il n'existe pas de couples de niveaux de Rydberg dégénérés avec l'état combiné des deux atomes, leur couplage est du second ordre, mais en n^{11}/r^6 . L'énorme facteur d'amplification n^{11} par rapport au couplage de deux atomes dans l'état fondamental est dû d'une part à la grande taille des éléments de matrice dipolaire électrique qui interviennent, par le carré de leur produit (facteur n^8), et d'autre part à la grande proximité en énergie de couples de niveaux atomiques très proches de l'état initial (l'inverse de la différence d'énergie variant en n^3). Si, en raison des valeurs particulières des défauts quantiques, il existe accidentellement un couple de niveaux dégénéré avec l'état initial des deux atomes (ou différent en énergie de cet état par une quantité plus petite que l'élément de matrice dipôle-dipôle qui les couple), l'interaction entre les atomes agit au premier ordre sur les énergies, conduisant à une levée de dégénérescence et à un échange résonnant d'excitation en n^4/r^3 – là encore un effet fortement exalté (facteur en n^4) par rapport à ce qu'il est pour deux atomes peu excités.

L'existence d'un couple de niveaux dégénérés par rapport à l'état initial et l'échange périodique d'énergie qui lui correspond (dans le cas de deux atomes à distance fixe) s'appelle une résonance de Förster. Celle-ci peut soit se produire accidentellement (coïncidence de niveaux liée aux valeurs spécifiques des défauts quantiques) soit être induite par l'application d'un champ électrique mettant les couples de niveaux en résonance en jouant sur la différence de leurs effets Stark. Toute l'analyse qui précède n'est valable que pour une distance interatomique qui n'est ni trop petite (il faut que les orbitales électroniques ne se pénètrent pas, c'est-à-dire que r soit supérieur à une valeur proportionnelle à n^2), ni trop grande (il faut que les effets de retard de propagation du rayonnement soient négligeables pour que l'approximation électrostatique implicitement admise ci-dessus soit valable). Cette dernière condition implique que r doit être inférieur aux longueurs d'onde caractéristiques des microondes que les atomes de Rydberg sont susceptibles d'émettre ou d'absorber (qui sont proportionnelles à n^3). Finalement r doit être de l'ordre d'une fraction de micron à environ 10 à 100 microns pour n de l'ordre de 50 à 100.

Les effets d'interaction entre atomes de Rydberg ont été observés tout d'abord dans des gaz ou des jets d'atomes à température ordinaire, se déplaçant à des vitesses de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde, si bien que les effets en $1/r^3$ ou $1/r^6$ étaient moyennés par le mouvement des atomes et les observations relativement qualitatives. La leçon a décrit certaines de ces expériences réalisées dans les années 1980. Une expérience de résonance de Förster sur un jet atomique d'atomes de sodium a mis en évidence l'échange résonnant d'excitation entre atomes, initialement tous les deux dans le même état $|ns\rangle$, lorsque ces atomes étaient portés dans le couple d'états $|n'p\rangle, |n''p\rangle$ dégénéré par rapport à $|ns\rangle, |ns\rangle$ par l'application d'un champ électrique. En mesurant le taux de transfert vers les états p en fonction du champ électrique et de la densité du jet d'atomes excité, on a pu

déduire la section efficace du transfert résonnant et montrer qu'elle s'expliquait bien par une interaction de Förster entre les deux atomes. Dans une autre expérience, on a mesuré la largeur des raies laser d'excitation d'atomes de Rydberg de césium dans un jet de grande densité et observé un élargissement des raies, qui s'explique par l'excitation simultanée à deux photons de paires d'atomes dont les niveaux d'énergie sont déplacés par l'interaction quasi résonnante en n^4/r^3 .

Nous avons conclu la leçon par l'étude d'une situation différente, quoique reliée aux précédentes, celle de l'interaction d'un atome de Rydberg avec ses images dans une cavité formée de deux miroirs parallèles, lorsqu'il passe à égale distance d entre les deux surfaces. Les fluctuations des dipôles électriques de l'atome et de ses images sont alors automatiquement corrélées, si bien que l'interaction modifie au premier ordre les énergies des états de Rydberg, d'une quantité en n^4/d^3 . Nous avons décrit une expérience de spectroscopie laser des atomes de Rydberg entre les miroirs, effectuée au début des années 1990 qui a mesuré quantitativement cet effet de déplacement de niveau pour des atomes de sodium avec n variant de 10 à 13 et d de 0,3 à 0,7 microns. L'accord entre l'expérience et les prévisions théoriques était excellent.

Blocage de Rydberg et portes quantiques

La quatrième leçon a décrit les expériences exploitant le blocage de Rydberg, évoqué à la première leçon, pour réaliser de l'intrication et des portes quantiques entre atomes. Une condition essentielle pour mener à bien ces expériences est de pouvoir contrôler avec précision la position des atomes. On a commencé par rappeler les méthodes générales de manipulation des atomes refroidis par laser qui constituent la première étape nécessaire de toutes ces expériences. Les atomes sont refroidis dans une mélasse optique ou dans un piège magnéto-optique (MOT) réalisé avec des faisceaux laser résonnants ou quasi résonnants sur une transition entre le niveau fondamental des atomes et un niveau de résonance optique. On choisit une configuration formée de couples de lasers contra-propageants, dans les trois directions de l'espace, de façon à confiner les atomes dans toutes les directions. Dans le cas du piège MOT, des gradients de champ magnétique sont ajoutés pour assurer le confinement spatial des atomes dans un volume relativement étendu. Les atomes sont détectés par la lumière de fluorescence qu'ils émettent, à une fréquence voisine de celle des lasers, dans la mélasse optique ou dans la MOT.

Afin d'isoler deux atomes seulement à une distance bien définie l'un de l'autre, on superpose à la mélasse ou à la MOT deux « pinces optiques » constituées de deux faisceaux laser fortement focalisés et désaccordés vers le rouge de la transition optique des atomes. On réalise ainsi deux pièges optiques très profonds, exploitant la force dispersive dipolaire que les gradients d'intensité lumineuse non-résonnante exercent sur les atomes. Certains des atomes de la MOT ou de la mélasse tombent dans ces pièges, de façon aléatoire. S'il y tombe plus d'un atome, les collisions assistées par la lumière laser de détection résonnante les portent très rapidement dans des niveaux non-piégeants et ils sont exclus du piège. Celui-ci ne peut ainsi contenir en présence de lumière de détection que zéro ou un atome. Cette lumière, provenant de la MOT ou de la mélasse, peut être éteinte après capture des atomes et rallumée à volonté pour les détecter ultérieurement. On peut ainsi isoler les événements aléatoires ou aucun atome n'est piégé, ceux ou un seul des deux pièges est alimenté et enfin ceux ou chaque piège contient un atome, situation nécessaire pour opérer une porte quantique.

Au lieu de réaliser une paire de pièges, on peut aussi en former tout un réseau en utilisant des faisceaux contra-propageants de lasers fortement désaccordés formant une figure d'interférence présentant des minima et des maxima de lumière répartis périodiquement dans l'espace. Si la profondeur des pièges est suffisante, on réalise ainsi un « isolant de Mott » dans lequel les atomes sont gelés dans les pièges périodiques, avec un nombre d'atomes bien défini suivant la région (en général on observe dans une « galette circulaire » d'atomes une structure en gâteau de mariage, avec le même nombre d'atomes par piège au centre, un atome de moins par piège sur une couronne autour du centre, puis deux atomes de moins sur une seconde couronne et ainsi de suite). Là encore, la lumière de détection que l'on doit allumer pour détecter les atomes par fluorescence provoque l'éjection des couples d'atomes si bien que les pièges contenant (en absence de lumière de détection) un nombre pair d'atomes apparaissent vides et ne fluorescent pas, alors que ceux qui en contiennent initialement un nombre impair apparaissent à la détection comme n'en contenant qu'un seul. En d'autres termes, la détection par fluorescence optique mesure la parité du nombre d'atomes par piège. Ces expériences de pinces optiques ou de réseaux optiques de pièges demandent une optique de grande ouverture numérique, nécessaire pour former des pièges de dimension de l'ordre du micron et pour être capable de séparer la fluorescence d'atomes placés à une distance de l'ordre de la longueur d'onde optique.

Après cette introduction générale rappelant les méthodes du piégeage atomique, nous avons analysé en détail les articles séminaux du début des années 2000 qui exposaient le principe des expériences d'intrication et de porte quantique entre deux atomes maintenus à une distance fixe l'un de l'autre. Comme il avait été brièvement évoqué dans la première leçon, il s'agit de jouer sur le fait que deux atomes simultanément excités se perturbent mutuellement en déplaçant fortement leurs niveaux d'énergie. Suivant que le laser servant à l'excitation des états de Rydberg correspond à une fréquence de Rabi grande ou petite par rapport à ces déplacements de fréquence, on peut envisager différents scénarios de couplage entre atomes. Le plus simple à expliquer est celui où le déplacement de niveaux est résolu dans le spectre laser d'excitation. Dans ce cas, l'excitation d'un atome (que nous appellerons l'« atome cible ») en présence d'un autre atome déjà excité (« atome contrôle ») est impossible. On appelle « blocage Rydberg » ce phénomène qui empêche d'exciter un second atome de Rydberg en présence d'un autre déjà excité, dans un volume de rayon bien défini, appelé « rayon de blocage », qui dépend du nombre quantique de l'état de Rydberg et de la fréquence de Rabi de l'excitation laser vers cet état. L'excitation de la cible est ainsi conditionnée à la non-excitation de l'atome contrôle. Si l'on code dans chaque atome un qubit dans deux sous-niveaux de son état fondamental, on montre que l'on peut ainsi réaliser une porte conditionnelle (porte de phase ou porte CNOT). Dans le cas où la fréquence de Rabi du laser excitant les Rydberg excède le déplacement des niveaux dû à l'interaction entre atomes excités, il n'y a pas de blocage et les deux atomes peuvent être simultanément excités. On peut cependant jouer dans ce cas sur la phase accumulée dans les états excités (qui dépend fortement de la position des atomes) pour réaliser une porte de phase conditionnelle. Celle-ci est cependant moins pratique à utiliser, puisque ses caractéristiques dépendent beaucoup de la géométrie exacte du système des deux atomes.

La suite de la leçon a décrit des expériences de démonstration des effets prédits par ces articles théoriques. Ces expériences, réalisées avec des atomes de rubidium par deux groupes de recherche, l'un à Palaiseau, l'autre à Madison (États-Unis),

utilisent trois ensembles de lasers : un premier ensemble, quasi-résonnant avec la transition de résonance optique principale du rubidium (dans le proche infrarouge), réalise le refroidissement et le piégeage (mélasse et MOT) ainsi que la détection par fluorescence des atomes et leur pompage optique vers un sous-niveau de l'état fondamental, afin de permettre le refroidissement laser sur une transition fermée et aussi de préparer l'état initial des deux qubits. Un second ensemble de lasers intenses, infra-rouge et fortement désaccordé de la transition de résonance atomique réalise les pinces optiques. Enfin, un troisième ensemble de lasers, généralement de lumière bleue et intense, réalise une excitation à deux photons vers le niveau de Rydberg (de nombre quantique principal de l'ordre de 50 à 100). Ces lasers peuvent être branchés et débranchés à volonté dans les étapes successives de l'expérience (préparation du système, excitation vers l'état de Rydberg et détection). Sans entrer ici dans les détails, ces dispositifs ont permis de montrer de façon précise l'effet de blocage (impossibilité d'exciter un atome en présence d'un atome déjà excité si les deux atomes sont assez proches) et la possibilité d'intriquer les deux atomes et de réaliser une porte quantique de fidélité modérée entre eux. Enfin, en analysant en détail la forme de l'oscillation de Rabi de deux atomes en fonction de leur distance, il a été possible de mesurer de façon quantitative l'énergie d'interaction de deux atomes en fonction de leur distance et de retrouver avec une bonne précision la loi en n^{11}/r^6 de l'interaction van der Waals entre deux atomes de Rydberg.

Blocage Rydberg dans des ensembles mésoscopiques d'atomes

La cinquième leçon a étudié le comportement d'un ensemble d'atomes en présence d'une excitation vers un état de Rydberg et montré comment le mécanisme de blocage Rydberg pouvait être utilisé pour préparer des états atomiques collectivement intriqués. Le couplage au rayonnement de ces états peut conduire à la génération de « polaritons Rydberg », états d'excitation mixte de l'ensemble atomique et du champ. Ces polaritons peuvent évoluer adiabatiquement et réversiblement entre états purement atomiques et états purement radiatifs, ouvrant ainsi la possibilité de communication quantique, en transférant de l'information quantique stockée dans un premier ensemble d'atomes vers un champ optique, qui la transfère ensuite en une information recopiée dans un second ensemble atomique.

La leçon a commencé par analyser le principe de ces expériences. L'idée simple est qu'une excitation laser agissant sur un ensemble de N atomes contenus dans un volume sphérique de rayon inférieur au rayon de blocage Rydberg ne peut exciter qu'un atome, l'excitation étant symétriquement répartie entre tous les atomes de l'ensemble, formant un état collectivement intriqué. De plus, la fréquence de Rabi associée à cette excitation collective est proportionnelle à la racine carrée du nombre total N d'atomes, ce qui rend le couplage beaucoup plus rapide que dans le cas d'un ou deux atomes. L'intrication impliquant un atome de Rydberg excité a une durée de vie limitée par le temps d'émission spontanée de l'état de Rydberg. Elle peut être recopiée sur un ensemble d'atomes n'impliquant que des états fondamentaux en transférant par une impulsion laser l'état de Rydberg sur un sous-niveau fondamental (différent de l'état atomique initial). On prépare ainsi une excitation atomique collective stable dans un ensemble d'atomes à deux niveaux, ce qu'on appelle une onde de spin, dans laquelle $N-1$ atomes sont dans un état et un atome dans un autre, cette répartition étant symétriquement distribuée entre tous les

atomes. Le processus peut être répété en excitant alors un second atome dans un niveau de Rydberg, puis en le transférant vers l'état fondamental, réalisant une excitation symétrique où $N-2$ atomes sont dans un niveau et 2 dans l'autre et ainsi de suite. La superposition de ces états peut constituer l'état général d'un qubit collectif couplé beaucoup plus fortement au champ qu'un qubit monoatomique et le couplage de deux qubit collectifs peut conduire à la réalisation de portes quantiques plus rapides que celles couplant des qubits monoatomiques.

Ces ondes de spin atomique peuvent être adiabatiquement couplées à un champ optique conduisant à un système mixte atome-champ de type « polariton ». La composante atomique et la composante champ apparaissent dans une superposition quantique cohérente, les poids des deux composantes évoluant adiabatiquement au fur et à mesure que le champ passe sur l'échantillon atomique. On peut ainsi transformer continûment l'onde de spin en champ quantique et inversement, copiant les amplitudes de probabilité d'un système sur l'autre. Si le champ se propage dans une fibre optique, on crée ainsi les conditions d'une expérience de communication quantique, copiant l'information portée par un premier ensemble d'atomes sur un second, à une distance arbitraire du premier.

Après ces considérations théoriques, basées sur l'analyse d'articles parus au début des années 2000, la leçon est passée à la description d'une expérience récente, mettant certains des effets en évidence. L'excitation collective d'un ensemble d'atomes de rubidium a montré que la fréquence de Rabi de l'excitation est effectivement proportionnelle à la racine du nombre total d'atomes. L'observation de l'état de Rydberg excité est effectuée par un processus d'émission stimulée à deux photons dont la somme des fréquences est égale à celle de la transition de l'état de Rydberg à l'état fondamental. Un faisceau laser à l'une de ces fréquences stimule l'émission d'un photon à la fréquence complémentaire. Le photon ainsi émis est envoyé sur une lame semi-réfléchissante suivie de deux détecteurs dans les voies de sortie de la lame. L'anti-coïncidence des détections dans ces deux voies démontre qu'un seul photon est émis dans le processus et que donc un seul atome est bien excité dans l'ensemble d'atomes. Le processus de transfert de cette excitation atomique unique vers un champ contenant un seul photon est analogue au processus de transfert d'excitation atome-champ décrit théoriquement plus haut.

Nous avons conclu la leçon en décrivant une belle expérience réalisée à l'Institut Max Planck d'optique quantique de Garching, dans laquelle des ensembles d'atomes de Rydberg sont préparés à partir d'un cristal de Mott d'atomes dans un réseau de pièges optiques à deux dimensions. Les atomes ne peuvent être excités que s'ils sont à des distances supérieures au rayon de blocage et leur interaction les contraint à réaliser des structures où ils maximalisent leurs distances mutuelles dans une géométrie de disque circulaire à deux dimensions. On observe alors la formation de « cristaux » composés soit de deux atomes (disposés suivant un diamètre du disque) soit de trois atomes (disposés en triangle équilatéral inscrit dans le disque), soit de quatre atomes (disposés en carré) ou encore de cinq atomes formant un pentagone régulier. Ces figures sont observées en partant d'un réseau régulier d'atomes dans l'état fondamental et en excitant l'ensemble à l'aide de lasers résonnants avec la transition vers un état de Rydberg. On « chasse » ensuite les atomes restés dans l'état fondamental en les poussant hors de leur puits par la pression de radiation d'un laser résonnant, puis on fait retomber vers l'état fondamental les atomes excités dans l'état de Rydberg par émission stimulée à l'aide d'un laser. On détecte enfin les atomes retombés par imagerie de fluorescence, révélant ainsi les structures

d'atomes de Rydberg formées transitoirement. En répétant l'expérience, on observe une structure dont l'orientation varie aléatoirement d'une réalisation à l'autre. Ceci suggère que l'expérience prépare en fait des cristaux quantiques d'atomes de Rydberg, superpositions cohérentes de structures d'orientations différentes, une seule structure étant révélée par projection quantique au moment de la mesure. L'expérience a permis de mesurer les corrélations radiales et angulaires des atomes dans ces cristaux, qui sont en bon accord avec les modèles théoriques.

Le blocage Rydberg induit un fort couplage entre photons

La sixième et dernière leçon a présenté un aperçu des effets d'optique non-linéaire géants que produit l'effet de blocage Rydberg pour des champs optiques se propageant dans un ensemble dense d'atomes. L'effet repose sur le phénomène de transparence électromagnétiquement induite (TEI) (*electromagnetically induced transparency* ou EIT en anglais). Nous avons donc commencé par rappeler ce qu'est la TEI habituelle (c'est-à-dire pour un gaz d'atomes évoluant entre des niveaux modérément excités), avant d'en voir les effets lorsque l'un des niveaux concernés est un état de Rydberg fortement excité.

Un milieu atomique fortement absorbant pour un faisceau sonde résonnant sur une transition optique entre un état fondamental $|b\rangle$ et un état excité $|e\rangle$ devient transparent pour cette sonde en présence d'un faisceau pompe (ou « faisceau contrôle ») satisfaisant une condition de résonance à deux photons vers un troisième niveau $|a\rangle$ (les trois niveaux $|b\rangle$, $|a\rangle$ et $|e\rangle$ formant une configuration en Λ ou en échelon). Par interférence quantique, l'état $|e\rangle$ devient un « état noir » non couplé au rayonnement. L'effet se produit dans une fenêtre de transparence en fréquence étroite autour de la condition de résonance. Les photons de la sonde se couplent fortement à une « onde de spin » atomique portant les atomes du milieu dans une superposition des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. La sonde couplée à l'onde de spin devient une onde de « polariton d'état noir » (*dark state polariton*) se propageant dans le milieu avec une vitesse de groupe beaucoup plus petite que dans le vide (« lumière lente »). Cet effet est dû à une variation très rapide sur la largeur de la fenêtre de transparence de l'indice de réfraction vu par la sonde.

Un effet dispersif analogue se produit pour une sonde non résonnante avec la transition $|b\rangle$ - $|e\rangle$, lorsque sonde et pompe satisfont une condition de résonance à deux photons sur la transition $|b\rangle$ - $|a\rangle$. L'indice de réfraction (réel) vu par la sonde devient égal à 1 dans une fenêtre de non-réfraction étroite, la sonde non réfractée se propageant lentement dans le milieu sous forme de « polariton d'état noir ». Nous avons décrit en détail ces effets de transparence électromagnétiquement induite qui ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales au cours des vingt dernières années. Ces effets sont souvent réalisés dans des ensembles d'atomes froids. La vitesse très faible des atomes rend alors négligeables les déphasages Doppler auxquels la condition d'établissement du polariton d'état noir est très sensible. De plus, ces gaz peuvent avoir, malgré leur faible densité absolue, une grande densité optique (en absence de faisceau contrôle), ce qui est une condition nécessaire à l'observation de la TEI. Le concept de « polariton d'état noir » associé à la TEI est très voisin de celui décrit lors de la leçon précédente. Ce polariton décrit la propagation d'une onde mixte, atomique et photonique dans le milieu, et la lumière lente correspond à la transformation adiabatique quasi-complète

de l'onde lumineuse en onde de spin atomique lorsque la lumière a pénétré dans le milieu atomique optiquement dense.

Nous avons ensuite étudié ce qui se passe lorsque le niveau $la>$ est un état de Rydberg (dans une configuration en échelon $lb>$, $le>$, $la>$). Le phénomène de TEI peut se produire pour la propagation d'un paquet d'onde à un seul photon car il n'y a alors qu'un seul atome excité dans l'état $la>$ impliqué. Supposons qu'en présence du champ contrôlé, le paquet sonde à un photon se propage sous forme de lumière lente dans un milieu ayant une forme de pinceau cylindrique très fin et qu'en son milieu on excite (à l'aide d'un faisceau de laser transversal) un atome dans un état de Rydberg. Le blocage Rydberg va avoir un effet spectaculaire sur la transparence électromagnétiquement induite le long du milieu cylindrique. Lorsque le « polariton à un photon » approche de l'atome excité, le polariton est détruit car deux excitations Rydberg ne peuvent cohabiter dans un rayon de blocage. Le milieu devient alors opaque pour le photon qui est absorbé, l'état $le>$ n'étant plus un état noir et diffusant rapidement ce photon. Si l'atome bloquant est préparé dans une superposition d'état de Rydberg et d'état fondamental, on réalise une porte quantique qui, avec une certaine amplitude de probabilité, bloque le photon, et avec une amplitude complémentaire le laisse passer.

Des phénomènes analogues sont attendus dans le cas où le milieu est non-résonnant pour le photon. En présence du champ contrôlé, le photon se propage sans dispersion à vitesse de groupe lente tant qu'il n'a pas rencontré l'atome « bloquant ». Il « voit » lorsqu'il approche de cet atome une « lame » dont l'épaisseur est de l'ordre de deux fois le rayon de blocage. La condition de non-dispersion est alors détruite et la traversée de cette « lame » s'accompagne d'un déphasage du photon. Ce déphasage dépend de l'état de l'atome bloquant. Si celui-ci est dans une superposition de l'état de Rydberg et de l'état fondamental, on réalise une situation d'intrication, superposant un état où un photon déphasé est associé à l'état de Rydberg de l'atome « bloquant » et un photon non déphasé à cet atome bloquant dans son état fondamental.

Ces situations n'ont à notre connaissance pas été réalisées sous cette forme idéale, mais des expériences ont récemment démontré les effets d'interaction entre photons dans un milieu cylindrique soumis à la TEI. La leçon a brièvement décrit une de ces expériences, réalisée au MIT. Dans un premier temps, elle a consisté à observer le pic de transmission électromagnétiquement induit par un champ contrôlé en fonction de l'intensité du champ sonde, dans le cas d'une configuration en échelon dans laquelle le niveau supérieur est un état de Rydberg fortement excité. La saturation de la transmission apparaît clairement dès que le champ contient plus d'un photon à la fois dans le milieu, ce qui démontre bien l'effet de forte non-linéarité décrit plus haut. L'expérience s'est poursuivie en mesurant la statistique des photons transmis par le milieu soumis à la TIE. Elle a constaté un effet de dégroupement de photons, démontrant que la transparence électromagnétiquement induite ne laisse effectivement passer qu'un photon à la fois dans le milieu. L'analyse quantitative de ces expériences et d'autres situations analogues est assez complexe car elle implique la résolution d'une hiérarchie d'équations non-linéaires d'évolution couplées. Cette analyse sortait du cadre de ce cours qui s'est contenté d'une description qualitative de ces effets.

La physique des atomes de Rydberg froids en interaction est très riche et ce cours n'a pu en donner qu'un aspect très partiel. Un certain nombre d'effets non décrits dans le cours ont été évoqués dans les séminaires qui l'accompagnaient.

SÉMINAIRES ACCOMPAGNANT LES COURS

Les six leçons ont été suivies chacune d'un séminaire. La plupart ont porté sur un aspect de la physique récente des atomes de Rydberg^b.

25 mars 2014 : Per Delsing, Chalmers University, Göteborg, Suède : « Propagating photons and phonons interacting with artificial atoms ».

1^{er} avril 2014 : Tilman Pfau, Université de Stuttgart, Allemagne : « How electrons catch ground state atoms – from two to few to many-body physics ».

8 avril 2014 : Matthias Weidemüller, Université de Heidelberg, Allemagne : « Interaction enhanced imaging and energy transport in ultracold Rydberg gases ».

29 avril 2014 : Frederick Merkt, École polytechnique de Zurich, ETH (Suisse) : « Manipulating Rydberg atoms and molecules in the gas phase and near surfaces ».

6 mai 2014 : Klaus Mølmer, Université de Aarhus, Danemark : « Exciting physics with excited atoms ».

13 mai 2014 : Sébastien Gleyzes, LKB, ENS et Collège de France : « Démonstration de l'effet Zénon dynamique dans un atome de Rydberg ».

AUTRES ACTIVITÉS

Conférences et séminaires de Serge Haroche

Serge Haroche a donné les séminaires et conférences suivants entre juillet 2013 et juin 2014 :

Juillet 2013

Conférence au congrès annuel des prix Nobel de Lindau, Allemagne : « Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary ».

Conférence invitée au colloque célébrant les 80 ans de L. Pitaevski, Trento, Italie : « Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary ».

Conférence à l'ambassade de France de Rome, Italie : « Puissance et étrangeté du quantique ».

Conférence invitée à la conférence Frontiers of quantum and mesoscopic thermodynamics (FQMT'13), Prague, République tchèque : « Juggling with photons in a box to explore the quantum to classical boundary ».

Septembre 2013

Petit déjeuner débat sur le Collège de France avec la commission économie-défense de l'Institut des hautes études de la défense nationale (IHEDN)

Conférence invitée au Congrès joint annuel des sociétés autrichienne et suisse de physique : « Manipulating single quantum particles ».

Conférence au Deutsches Museum de Munich : « Manipulating photons non destructively and taming Schrödinger cat states of light ».

Deux conférences au First Congress Research in Buenos Aires, La Plata, Argentine : « The ingredients of successful blue sky research » et « Juggling with photons in a box to explore the quantum world ».

b. Les interventions sont disponibles en vidéo sur le site internet du Collège de France : <http://www.college-de-france.fr/site/serge-haroche/seminar-2013-2014.htm> [NdÉ].

Conférence invitée au Congrès de la Société argentine de physique, Bariloche, Argentine : « Juggling with photons in a box to explore the quantum world ».

Octobre 2013

Conférence à la Cité des sciences de la Villette : « La physique quantique cent ans après l'atome de Bohr ».

Conférence à l'ENS pour la réunion annuelle du Labex/département de physique : « Fifty years of atomic and quantum optics ».

Conférence devant les étudiants du M2, centre international de physique de l'ENS : « Power and Strangeness of the quantum ».

Contribution invitée au colloque célébrant les 100 ans de l'atome de Bohr à Copenhague, Danemark : « Bohr's legacy in Cavity Quantum Electrodynamics experiments ».

Conférence dans le cadre de la fête de la science à la Sorbonne : « La physique quantique ».

Conférence publique dans le cadre du 3^e Humboldt Award Winner's Forum, Bonn, Allemagne : « Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary ».

Conférence au Symposium pour le 80^e anniversaire de D. Kleppner, Cambridge, États-Unis : « From the early days of Cavity QED to the non-destructive control of trapped photons ».

Conférence à la réunion annuelle de l'Institut universitaire de France à la Sorbonne : « La physique quantique cent ans après l'atome de Bohr ».

Conférence plénière à l'Advanced Solid State Conférence de la Société d'optique américaine (OSA), Hôtel Marriott, Paris : « Juggling with photons in a box to explore the quantum world ».

Novembre 2013

Conférence à la Western Cape University (UWC) dans le cadre de l'UWC research open day, Le Cap, Afrique du Sud : « Power and Strangeness of the Quantum World ».

Adresse aux élèves des lycées du Cap sur la recherche et la physique quantique.

Colloquium de l'université Pierre et Marie Curie : « Le photon d'Einstein et l'atome de Bohr revisités par l'électrodynamique en cavité ».

Colloquium à l'École polytechnique de Zurich (ETH) : « Manipulating trapped photons and raising Schrödinger cat states of light ».

Nobel Lecture à la Dublin City University, Dublin, Irlande : « Shedding new light on Schrödinger's cat ».

Adresse aux élèves du Belvedere College, Dublin, Irlande.

Conférence à l'université Joseph Fourier de Grenoble : « Étrangeté et paradoxe du monde quantique ».

Conférence au Congrès annuel de l'Académie suisse des sciences naturelles, Winterthur, Suisse : « Manipulating trapped photons and raising Schrödinger cats of light ».

Adresse au dîner des anciens élèves de l'ENS, Paris, et adresse au dîner des anciens élèves du Lycée Louis-Le-Grand, Paris.

Décembre 2013

Séminaire général au Synchrotron Soleil, Orsay : « Jongler avec des photons dans une boîte pour explorer la frontière classique-quantique ».

Conférence au séminaire Poincaré sur le centenaire de l'atome de Bohr : « Bohr's legacy in Cavity QED ».

Deux Conférences au 6th Science Conclave de Allahabad, Inde : « Power and strangeness of quantum physics » et « Juggling with photons in a box to explore the quantum world ».

Janvier 2014

Colloquium au Max Planck Institute for the science of light, Erlangen, Allemagne : « Juggling with photons and raising Schrödinger cats of light ».

Conférence au lycée Saint-Louis, Paris : « Étrangeté et paradoxe du monde quantique ».

Février 2014

Conférence publique au Megaron dans le cycle des conférences Collège de France de l'Institut français, Athènes, Grèce : « Puissance et étrangeté du monde quantique ».

Conférence au symposium en l'honneur de Michel Broyer, Lyon : « Jongler avec des photons dans une boîte ».

Conférence à la société berlinoise de physique, Berlin, Allemagne : « Manipulating photons non destructively and taming Schrödinger cats of light ».

Conférence publique au café-débat de l'association Mai Pourquoi, Nogent-Le-Rotrou : « Atomes, lumière et physique quantique ».

Mars 2014

Débat avec des jeunes chercheurs européens dans la table ronde « Nobel inspiration: a conversation with young researchers » à l'Innovation Convention 2014, Bruxelles, Belgique.

Conférence publique organisée par l'Institut français, Madrid, Espagne : « Étrangeté et paradoxe du monde quantique ».

Conférence à la Société espagnole de physique, Madrid, Espagne : « Manipulating photons and taming Schrödinger cats of light ».

Adresse aux élèves du lycée français de Madrid.

Conférence au French Israeli inter-academic meeting, Jerusalem, Israël : « Juggling with photons in a box ».

Conférence plénière au COST (European cooperation in science and technology framework) meeting on Fundamental problems in quantum physics, Institut Weizmann, Israël : « Controlling photons in cavities ».

Avril 2014

Participation au débat sur le thème : « Knowledge for what? Have universities lost sight of their purpose? » au Princeton-Fung Global Forum, Paris.

Conférence à l'Okinawa Institute of Science and Technology (OIST), Okinawa, Japon (dans le cadre de la conférence « Coherent Control of Complex Quantum Systems »), Okinawa, Japon : « Juggling with photons in cavities ».

Conférence au symposium en l'honneur de Berg Englert à la National University of Singapore (NUS), Singapour : « Controlling photons in a box ».

Conférence dans le cadre du « Nobel across China project », Dalian, Chine : « Controlling single atoms and photons and exploring the quantum-classical boundary ».

Conférence dans le cadre des célébrations du cinquantième anniversaire des relations diplomatiques franco-chinoises à l'université de Jiao Tong, Shanghai, Chine : « Juggling with photons in a box to explore the quantum world ».

Conférence aux étudiants de Paris-Tech Shanghai Jia Tong : « Étrangeté et paradoxe du monde quantique ».

Mai 2014

Trois conférences « Scott Lectures » au Cavendish Laboratory, Cambridge, Grande-Bretagne : « Juggling with photons in a box and raising Schrödinger cats of radiation (1) », « Counting and controlling photons non-destructively (2) » et « Rydberg atoms in interaction: a new kind of quantum matter (3) ».

Séminaire au James Franck Institute de Chicago, États-Unis : « Exploring the properties of Rydberg atoms: a century of exciting physics with excited atoms ».

Colloquium au département de physique de l'université de Chicago, États-Unis: « Controlling photons in a box and raising Schrödinger cats of light ».

Juin 2014

Participation à un débat sur la science et la recherche à la « Nuit de la science de l'ENS », Paris.

Séminaire aux étudiants de première année du premier cycle universitaire PSL/H4, Paris : « Puissance et étrangeté de la physique quantique ».

Participation à un déjeuner-débat avec des parlementaires sur le thème « Plus de science pour plus de démocratie » organisé par le club « Science et débats », Paris.

Conférence à ESOF2014 (Euroscience Open Forum 2014) à Copenhague, Danemark : « Controlling single photons in a box: a long scientific adventure ».

Conférence invitée à EFTF14 (European Frequency and Time Forum) : « An atomic clock tames light ».

Interventions dans les médias

Serge Haroche a été interrogé par le Journal *Le Point* sur ce qu'il pense de la science et de ses relations avec la société. Il a répondu à des questions posées par la revue de Paris Tech en Chine et donné une interview à l'*Asia Pacific Physics Newsletter* de Singapour. Il a également parlé de physique quantique et du sujet de son cours 2013-2014 dans l'émission l'Éloge du savoir de France Culture. Il a été par ailleurs invité de l'émission Hors champ de France Culture. Sur France Info, il a été le grand témoin le jour de la rentrée scolaire 2013 et l'invité de l'émission la Mémoire vive. Enfin, un entretien avec Serge Haroche de six minutes sur la physique quantique a été mis en ligne pendant plusieurs semaines sur le site internet du *Monde*, dans la rubrique « Sciences ^c ».

Distinctions

Serge Haroche a reçu le diplôme de docteur *honoris causa* des universités de Patras et de Montréal. Il a reçu une médaille honorifique du parlement de la République tchèque et le diplôme d'hôte d'honneur des villes de La Plata et de Bariloche en Argentine.

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 codirige, avec ses collègues Jean-Michel Raimond (professeur à Paris VI) et Michel Brune (directeur de recherche au CNRS) une équipe de chercheurs et d'étudiants (groupe

c. Cet entretien est disponible sur le site Internet du Collège de France : <http://www.college-de-france.fr/site/entretiens/L-etrangete-quantique-6-.htm> [NdÉ].

d'électrodynamique quantique en cavité). Depuis début 2010, ce projet est soutenu par un contrat européen de l'ERC (projet DÉCLIC, acronyme pour « Decoherence of Light in Cavities »).

Depuis le 1^{er} janvier 2014 le Collège de France est cotutelle du LKB (avec l'ENS et l'université Paris VI). Le laboratoire de l'équipe de S. Haroche a déménagé de l'ENS vers le Collège de France où il occupe depuis le mois d'avril 2014 le rez-de-chaussée du bâtiment E du site Marcelin Berthelot.

Le thème général des recherches du groupe est l'étude des effets quantiques (intrication, complémentarité et décohérence) et de leurs applications dans des systèmes constitués d'atomes en interaction avec des photons. 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.

Les travaux de l'année 2013-2014 ont prolongé les activités des années antérieures du groupe, avec comme but le développement de nouvelles méthodes de contrôle et de mesure d'états sur un système quantique isolé. Trois axes de recherche ont donné des résultats importants au cours de la dernière année.

Préparation d'un « chat de Schrödinger » atomique par effet Zénon dynamique

Un système physique préparé dans un état propre non dégénéré d'une observable ne peut évoluer si celle-ci est mesurée de façon répétitive ou continue. L'effet en retour de l'observation (*measurement « back action »* en anglais) projette alors le système sur son état initial et fige son évolution. C'est ce qu'on appelle l'« effet Zénon quantique ». De nombreux exemples de cet effet ont été observés sur des systèmes divers (spins atomiques ou oscillateurs harmoniques). Le groupe ENS-Collège de France a observé en 2008-2009 cet effet sur un champ micro-onde piégé dans une cavité.

Une généralisation de l'effet Zénon quantique (déjà évoquée dans les résumés des cours et travaux 2009-2010 et 2012-2013) consiste à effectuer une mesure d'une observable à spectre dégénéré. Dans ce cas, la mesure répétée (ou continue) force le système à évoluer à l'intérieur de l'espace de dégénérescence et lui laisse donc plus de liberté que s'il était complètement figé, conduisant à la préparation d'états quantiques aux propriétés intéressantes. Le groupe ENS-Collège a proposé de démontrer cet effet sur un champ quantique micro-onde piégé dans une cavité, assimilé à un oscillateur harmonique. En faisant interagir ce champ avec un atome de Rydberg unique et en appliquant à cet atome « habillé » par ce champ une sonde micro-onde auxiliaire, on peut effectuer la mesure d'un signal répondant à la question : « le champ de la cavité a-t-il ou non atteint un nombre de photons donné n_0 ? » ? On effectue ainsi la mesure d'une observable dégénérée à deux valeurs propres arbitraires, par exemple 0 si le nombre de photons prend la valeur n_0 , 1 s'il prend toute autre valeur.

La théorie montre que si l'état de l'oscillateur-champ est initialement contenu dans le sous-espace sous-tendu par des états de Fock avec $n < n_0$, il ne peut sortir de ce sous-espace et ne peut jamais voir apparaître plus de n_0-1 photons. Si le champ est initialement vide et si la cavité est couplée à une source classique résonnante, un champ cohérent va commencer à se bâtir, représenté dans l'espace

des phases par un état gaussien dont le support s'éloigne de l'origine de cet espace. Lorsque ce support s'approche du cercle de rayon $\sqrt{n_0}$ de l'espace des phases, il se réfléchit sur ce cercle en se déphasant de π , ce qui induit l'apparition d'une composante au point diamétralement opposé de ce cercle avec disparition progressive de la composante originale. L'évolution se poursuit alors à partir de la position réfléchie, le champ subissant ainsi une oscillation à l'intérieur du cercle de rayon $\sqrt{n_0}$ sans jamais sortir du sous-espace de Hilbert correspondant. Au moment de chaque réflexion sur la limite qu'il ne peut atteindre, il apparaît transitoirement dans le champ une superposition de deux composantes gaussiennes associées à deux phases classiques opposées du champ. La fonction de Wigner du champ à cet instant présente, entre ces deux composantes gaussiennes, des franges d'interférences caractéristiques, reflétant le caractère cohérent de cette superposition d'états. Des variantes de cette expérience devraient permettre de préparer des superpositions arbitraires d'états cohérents du champ. L'équipe ENS-Collège prépare une expérience visant à démontrer ces effets. Cette expérience nécessite la réalisation d'un montage d'électrodynamique en cavité nouveau, avec des atomes de Rydberg « lents » interagissant longtemps avec le champ quantique piégé dans la cavité.

Ce montage est en préparation et demande que l'on puisse préparer des atomes de Rydberg circulaires *in situ*, dans la cavité. En mettant au point cette préparation, on s'est aperçu que l'on pouvait réaliser une expérience d'effet Zénon dynamique non pas sur le champ-oscillateur, mais directement sur un atome de Rydberg. Le processus de « circularisation » d'un atome de Rydberg permet en effet d'isoler dans son spectre de niveaux d'énergie une échelle d'états analogue à ceux d'un grand moment angulaire (typiquement de $J = 25$ si l'on cherche à préparer un état circulaire de nombre quantique principal 50). Sous l'effet d'un champ radiofréquence de fréquence et de polarisation convenables, ce moment angulaire effectue une rotation complète sur une sphère de Bloch, le système atomique évoluant sous la forme d'un état cohérent de spin, analogue à un état cohérent d'un oscillateur harmonique. L'état de Rydberg circulaire, représenté sur la sphère de Bloch par un de ses pôles, est l'analogue du vide de l'oscillateur harmonique et la rotation sur la sphère de Bloch ressemble, à son début, à la croissance d'un champ cohérent à partir du vide, l'espace des phases de l'oscillateur étant remplacé par la calotte polaire de la sphère de Bloch.

Les premiers états de l'échelle du moment angulaire atteints à partir de l'état circulaire sont les analogues des états à 1, 2, 3, etc. quanta d'un oscillateur harmonique quantique. Un champ radiofréquence auxiliaire appliqué à l'atome permet alors de répondre à la question : le moment angulaire atomique a-t-il ou non atteint une certaine latitude sur la sphère de Bloch ? En réalisant cette mesure, on empêche le moment angulaire de traverser cette latitude. L'état cohérent du moment angulaire rebondit alors sur la latitude limite, en faisant apparaître transitoirement deux composantes en deux points de longitudes opposées sur la sphère de Bloch. On a alors un chat de Schrödinger, superposition de deux composantes cohérentes du moment angulaire atomique, tout à fait analogue au chat de Schrödinger de l'oscillateur-champ décrit plus haut. L'expérience a été réalisée et la fonction de Wigner de cet état « chat », préparé grâce à l'effet Zénon dynamique, a été complètement reconstruite. Cette fonction présente des franges d'interférence dont les caractéristiques sont extrêmement sensibles à de faibles variations de champs électriques ou magnétiques, ce qui rend ces états intéressants pour des applications métrologiques.

Estimation améliorée de trajectoires quantiques : l'analyse de l'« état passé »

Pour suivre l'évolution d'un système quantique jusqu'à un temps t (le champ dans une cavité par exemple) à partir d'un état initial connu à l'instant $t = 0$, on peut effectuer à intervalle régulier la mesure d'une observable du système (par exemple son nombre de photons dans le cas d'un champ) et estimer après chacune de ces mesures l'état du système en tenant compte de l'action en retour de la mesure et de l'évolution irréversible due au couplage avec l'environnement entre les mesures. C'est ainsi que nous avons pu déterminer les trajectoires quantiques individuelles d'un champ piégé dans une cavité et observer ses sauts quantiques lorsque le nombre de photons diminue sous l'effet de la relaxation du champ. Ces mesures, décrites en détail dans des cours des années antérieures, sont effectuées à l'aide d'atomes de Rydberg traversant la cavité un à un, la phase de leur superposition d'états étant détectée par interférométrie Ramsey, constituant une mesure non-destructive du nombre de photons.

Après chaque atome, on infère l'effet de la mesure sur le système par un argument bayésien, le résultat observé fournissant une information sur la cause qui l'a provoqué, en l'occurrence le nombre de photons contenu dans la cavité. Le raisonnement est classique, basé sur l'assomption que tout se passe comme si le champ dans la cavité était une variable objective cachée à l'observateur, dont la valeur était révélée par les informations successives fournies par les mesures. En fait, le nombre de photons avant la mesure n'a pas d'existence objective, le champ initial étant dans une superposition cohérente d'états correspondant à des valeurs de nombre de photons différentes. Mais, puisque la mesure ne fournit aucune information sur ces cohérences, l'analyse classique rend parfaitement compte de la dynamique de la mesure et l'argument bayésien reste valable. Les trajectoires quantiques du nombre de photons ainsi observés présentent du bruit, de nature quantique (en raison du caractère aléatoire du résultat de chaque mesure atomique) et classique (en raison des imperfections de l'interféromètre). De plus, la détection de l'évolution du système souffre d'un retard lié au temps de réponse fini de l'interféromètre (il faut que plusieurs atomes aient interagi avec le champ pour obtenir une information sur la phase des superpositions atomiques). Enfin, la détection interférométrique est entachée d'une ambiguïté fondamentale : elle fournit une information à caractère périodique, la même phase atomique étant obtenue pour des nombres de photons différents d'un multiple d'une valeur dépendant d'un paramètre essentiel du réglage de l'interféromètre (le déphasage par photon, fonction du désaccord entre la fréquence du champ et celle de la transition atomique utilisée).

Ces défauts et limitations peuvent être atténués en exploitant une information qui manque dans la procédure de mesure décrite plus haut. L'état du système à un instant t est déterminé par son évolution jusqu'à cet instant, mais il influence aussi l'état tel qu'il évoluera aux instants ultérieurs à t . En continuant à mesurer le système après t , on obtient des informations qui contribuent à lever les ambiguïtés à l'instant t , à diminuer le bruit et à rendre la mesure plus rapide, plus réactive aux changements de l'état du système. Une analogie classique peut servir à comprendre qualitativement d'où viennent ces améliorations. Se contenter pour décrire un événement à un instant donné d'observations précédant cet instant ressemble au travail du journaliste. Analyser l'événement à la lumière de ce qui va se produire ensuite ressemble plus au travail de l'historien qui peut se servir de ce qui est

survenu après l'événement pour mieux l'éclairer, séparer ce qui est essentiel du bruit contingent et lever certaines ambiguïtés qui brouillent la représentation que le journaliste, témoin immédiat, peut se faire de l'événement. Il en est de même en physique, classique ou quantique. La description de l'évolution d'un système est considérablement améliorée si on « lisse » le bruit inhérent à l'observation par une analyse « en avant et en arrière » (*forward-backward analysis*) tenant compte pour décrire le système à l'instant t de ce qui a été observé avant et après cet instant.

Un article théorique du groupe de Klaus Mølmer (université de Aarhus) a formalisé cette approche dans l'étude d'un système quantique et nous l'avons exploitée pour estimer la trajectoire quantique d'un champ dans une cavité, initialement préparé dans un état cohérent contenant en moyenne une douzaine de photons. L'estimation de l'état du système se fait à partir de deux quantités mathématiques. L'une est la matrice densité ρ du système telle qu'on peut la déterminer à partir des mesures « en avant » (*forward analysis*) et l'autre une matrice d' « état passé » E , dépendant des mesures accumulées en remontant le temps (*backward analysis*), depuis un temps T ultérieur à t et diminuant jusqu'à t . Les matrices ρ et E exploitées séparément correspondent à des informations partielles, bruitées et ambiguës, alors que celles que l'on déduit de l'exploitation combinée de ρ et de E sont beaucoup plus précises, et reflètent plus rapidement les changements réels du système, donnant en particulier une vision beaucoup plus nette des sauts quantiques du champ.

Afin de démontrer clairement l'amélioration de l'estimation liée à l'exploitation de l'état passé décrit par E , nous avons préparé un état connu du champ à un instant donné, un état de Fock à un photon produit par un atome résonnant émettant un photon dans la cavité, et nous avons suivi l'évolution de cet état au cours du temps. L'apparition du photon et sa disparition ultérieure par perte dans les parois de la cavité apparaît de façon plus nette, avec moins de bruit et à un instant beaucoup plus proche du temps réel auquel le processus s'est produit lorsqu'on emploie la méthode d'estimation basée sur l'exploitation combinée des matrices ρ et E . Nous comptons utiliser systématiquement à l'avenir cette méthode lissée de mesure « en avant et en arrière » pour analyser l'évolution des systèmes quantiques que nous serons amenés à étudier.

Spectroscopie d'atomes de Rydberg sur puce atomique cryogénique

La mise au point d'une puce cryogénique à atomes de Rydberg est un des projets expérimentaux importants de l'équipe LKB ENS-Collège de France, déjà évoqué dans ses précédents résumés de cours et travaux. D'abord conçu dans le but de réaliser une source déterministe préparant des atomes de Rydberg uniques pour expérience d'électrodynamique en cavité, le projet se propose également d'explorer la possibilité de coupler des atomes de Rydberg à des qubits supraconducteurs. La recherche dans cette voie est actuellement poursuivie par plusieurs groupes dans le monde et l'expertise que l'équipe a acquise dans le domaine des pièges atomiques cryogéniques constitue un atout certain dans cette compétition. La cryogénie est indispensable dans ces expériences, d'une part pour protéger les états de Rydberg du rayonnement thermique auquel ils sont très sensibles, et d'autre part pour manipuler en leur présence des circuits supraconducteurs, en particulier ceux qui créent les courants du piège magnétique confinant les atomes. Au cours des années

passées, l'équipe a mis au point un montage réalisant un piège magnétique sur une puce refroidie à la température de l'hélium liquide. Ce montage a permis de caractériser les paramètres du piège (taille, température, distance par rapport aux surfaces métalliques du piège) et d'y préparer de petits condensats de Bose-Einstein d'atomes de rubidium. L'excitation laser d'atomes de Rydberg dans le piège a permis d'observer le spectre optique de ces atomes.

Une limitation importante de cette expérience venait de la présence de champs électriques mal contrôlés au voisinage des surfaces solides du montage, qui perturbaient fortement par effet Stark les états de Rydberg. Ces champs sont essentiellement produits par la déposition d'atomes de rubidium sur les parois, créant par effet « *patch* » des champs de contact de l'ordre du volt par centimètre. Ces champs évoluent dans le temps, déplaçant et élargissant les raies spectrales optique et micro-onde et raccourcissant considérablement les temps de relaxation des cohérences entre états de Rydberg.

Pour s'affranchir de ces champs, l'équipe a procédé à un dépôt systématique de rubidium sur les surfaces en couplant la cellule cryogénique à un réservoir à rubidium pendant plusieurs heures. Ce dépôt uniforme a eu pour effet de faire disparaître en grande partie les potentiels de contact incontrôlés, réduisant considérablement les gradients de champ perturbateur. On observe maintenant des raies optiques d'excitation Rydberg ainsi que des raies micro-ondes entre états de Rydberg fines et stables. Des expériences d'interférométrie de Ramsey micro-onde ainsi que d'écho de spin ont permis de mesurer des temps de cohérence de superpositions d'états de Rydberg supérieurs à la milliseconde, ce qui est très encourageant pour des expériences d'information quantique utilisant des atomes de Rydberg comme qubit, avec en perspective la possibilité de coupler ces qubits atomiques à des qubits supraconducteurs.

Dans cette première expérience spectroscopique affranchie des perturbations Stark, on s'est limité à exciter des atomes un à un. L'étape suivante a consisté à exciter des échantillons plus importants, contenant plusieurs atomes de Rydberg dans un petit volume de quelques microns de dimensions linéaires. Dans ces conditions, l'effet de blocage Rydberg (voir plus haut) commence à se manifester. L'équipe a commencé à observer des manifestations de cet effet sur les spectres micro-onde des transitions Rydberg. L'analyse de ces expériences sera présentée dans le résumé des cours et travaux de l'année prochaine.

PUBLICATIONS DU GROUPE D'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE EN CAVITÉ

PEAUDECERF B., RYBARCZYK T., GERLICH S., GLEYZES S., RAIMOND J.M., HAROCHE S., DOTSENKO I. et BRUNE M., « Adaptive Quantum Nondemolition Measurement of a Photon Number », *Physical Review Letters*, 112(8), février 2014, 080401, DOI : 10.1103/PhysRevLett.112.080401.

SIGNOLES A., FACON A., GROSSO D., DOTSENKO I., HAROCHE S., RAIMOND J.-M., BRUNE M. et GLEYZES S., « Confined quantum Zeno dynamics of a watched atomic arrow », *Nature Physics*, 10(10), octobre 2014, 715-719, DOI : 10.1038/nphys3076 [publication en ligne : 31 août 2014].

RYBARCZYK T., GERLICH S., PEAUDECERF B., PENASA M., JULSGAARD B., MOELMER K., GLEYZES S., BRUNE M., RAIMOND J.-M., HAROCHE S. et DOTSENKO I., « Past quantum state analysis of the photon number evolution in a cavity », *ArXiv:1409.0958 [quant-ph]*, 3 septembre 2014, <http://arxiv.org/abs/1409.0958>.

HERMANN-AVIGLIANO C., TEIXEIRA R.C., NGUYEN T.L., CANTAT-MOLTRECHT T., NOGUES G., DOTSENKO I., GLEYZES S., RAIMOND J.M., HAROCHE S. et BRUNE M., « Long coherence times for Rydberg qubits on a superconducting atom chip », *Physical Review A*, 90(4), octobre 2014, 040502, DOI : 10.1103/PhysRevA.90.040502.