L'OPTIQUE QUANTIQUE ATOMIQUE : APRES LES BOSONS, LES FERMIONS

Christoph I Westbrook, Alain Aspect, Denis Boiron

▶ **To cite this version:**

Christoph I Westbrook, Alain Aspect, Denis Boiron. L'OPTIQUE QUANTIQUE ATOMIQUE : APRES LES BOSONS, LES FERMIONS. Reflets de la Physique, 2007, pp.10-14. hal-00170591

HAL Id: hal-00170591
https://hal.science/hal-00170591

Submitted on 10 Sep 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Article paru dans *Reflets de la physique*, No. 4, p. 10-14, mai 2007

L'OPTIQUE QUANTIQUE ATOMIQUE : APRES LES BOSONS, LES FERMIONS

Alain Aspect, Denis Boiron, Chris Westbrook
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut Optique, CNRS, Univ Paris-sud
Campus Polytechnique RD 128, 91127 Palaiseau Cedex

Les avancées de l'optique atomique permettent de plus en plus de rapprochements avec l'optique traditionnelle ; les expériences fondatrices de corrélation de photons en optique quantique ont trouvé leurs analogues atomiques. L'observation récente du groupement et dégroupement d'atomes ouvre des perspectives sur des observations de systèmes fortement corrélés d'un grand nombre de particules.

Le plus souvent, le bruit est une nuisance pour l'expérimentateur qui cherche à l'éliminer. Pourtant à plusieurs reprises dans l'histoire de la physique, l'étude du bruit ou des fluctuations d'une grandeur a conduit à des découvertes importantes. Un exemple célèbre est l'analyse du mouvement Brownien par Einstein en 1905, étude qui a joué un rôle clef dans l'élaboration de la théorie atomique de la matière. Ce n'était pas la dernière fois qu'Einstein allait se pencher sur des questions de fluctuations. Dans un autre article célèbre[i] de 1925 sur ce que l'on appelle aujourd'hui la condensation de Bose-Einstein, il discute des fluctuations du nombre N de molécules d'un gaz sans intéraction dans un volume donné. Par des arguments thermodynamiques, il trouve la formule suivante pour la variance de N à une température donnée:

$$\delta N^2 = \langle N \rangle + \langle N \rangle^2 / g \qquad (1)$$

Rappelons que la variance est la moyenne du carré des fluctuations autour de la moyenne : $\delta N^2 = \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle$. Dans la formule (1), le facteur g est le nombre de cellules dans l'espace des phases, c'est-à-dire le rapport entre le volume occupé par les N molécules dans l'espace des phases[1] et le cube de la constante de Planck : $g = (\Delta x \Delta p / h)^3$.

Einstein avait déjà trouvé une formule analogue pour la lumière, ou plus précisément le rayonnement thermique[ii]. Il en avait fait, dès 1909, un argument pour conclure que la lumière a simultanément un caractère ondulatoire et corpusculaire. Il identifiait en effet le premier terme (linéaire en N) avec des fluctuations du nombre de corpuscules, ce que l'on appelle aujourd'hui le bruit de grenaille ("shot noise"). Quant au terme quadratique, il l'attribuait à des effets d'interférence entre ondes de phases aléatoires, nommés tavelures ("speckle" en anglais, voir encadré 1). Dans l'article de 1925, la fascination d'Einstein pour la formule (1) appliquée à des molécules est manifeste. Il insiste sur le terme quadratique caractéristique des ondes, alors qu'il s'agit de corpuscules massifs ! Peu de temps après, avec la formulation de la mécanique quantique, on constate qu'Einstein a mis le doigt, une nouvelle fois, sur la dualité onde-particule. Les fluctuations ont à la fois un caractère ondulatoire et un caractère corpusculaire.

Cette formule devint un incontournable de la plupart des ouvrages de physique statistique quantique[iii], mais comme beaucoup d'expériences des manuels d'enseignement, il s'agissait d'une expérience de pensée. Le terme quadratique est en effet généralement extrêmement faible par rapport au terme linéaire, lui-même déjà difficile à observer. Par exemple à pression et température ambiante 1 mm^3 d'air contient 2 10^{16} molécules. Le terme linéaire de la formule (1) conduit à un écart-type (racine de la variance) de 10^{-8} et le terme

[1] L'espace des phases est l'espace à 6 dimensions décrivant la position et l'impulsion de chaque particule. Ce volume est donc le produit du volume Δx^3 du récipient par le volume Δp^3 associé à la largeur $\Delta p / M$ de la distribution des vitesses suivant chaque axe.

quadratique est encore 10^6 fois plus faible ! En d'autres termes, la cohérence spatiale (et temporelle) des sources atomiques et photoniques usuelles est très faible. A notre connaissance, les premières expériences sur le sujet ont été réalisées… sur la lumière. Il s'agit des célèbres expériences de Robert Hanbury Brown et Richard Twiss (HBT), dans les années 1950 (voir la figure 1) que nous décrirons dans le prochain paragraphe. Elles ont suscité de profondes interrogations sur la description quantique de la lumière et ont donné naissance à l'optique quantique moderne. Cette ligne de recherche à été couronnée par l'attribution (de la moitié) du prix Nobel de physique 2005 à Roy Glauber pour " contribution à la théorie quantique de la cohérence optique"[2].

Depuis 1990 et l'avènement des premiers interféromètres à atomes, l'optique atomique a fait des grandes avancées s'inspirant souvent de l'optique photonique. Ce n'est que depuis quelques années qu'il est devenu possible de réaliser des expériences sur les fluctuations atomiques analogues à celles de HBT sur la lumière. Nous décrirons nos propres expériences dans la suite. Les premières expériences, réalisées avec des bosons, ont donné des résultats analogues aux résultats obtenus avec la lumière, ce qui n'est pas étonnant si on se souvient que les photons sont des bosons, mais qui permet de mettre en évidence ce que Einstein appelait en 1925 une "influence mutuelle entre molécules d'une nature, pour l'instant, tout à fait énigmatique." Influence que nous avons appris à interpréter comme des interférences quantiques à deux particules, depuis les travaux de Glauber. L'optique atomique quantique permet également d'étudier des fermions, donnant lieu à des phénomènes peut-être encore plus typiquement quantiques, et en tout cas sans équivalent en optique photonique. Le terme quadratique de la formule (1) est maintenant précédé d'un signe moins, faisant transparaître le principe d'exclusion de Pauli. Nous reviendrons sur ce point plus loin (voir également l'encadré 2).

Nous allons commencer par discuter les expériences optiques de Hanbury Brown et Twiss. Cette discussion va nous permettre d'introduire presque tous les concepts nécessaires pour la compréhension de l'effet. Ensuite on passera au cas des atomes, avec un égard particulier sur nos expériences avec des gaz d'hélium métastable ultra-froid.

L'Expérience de Hanbury Brown et Twiss

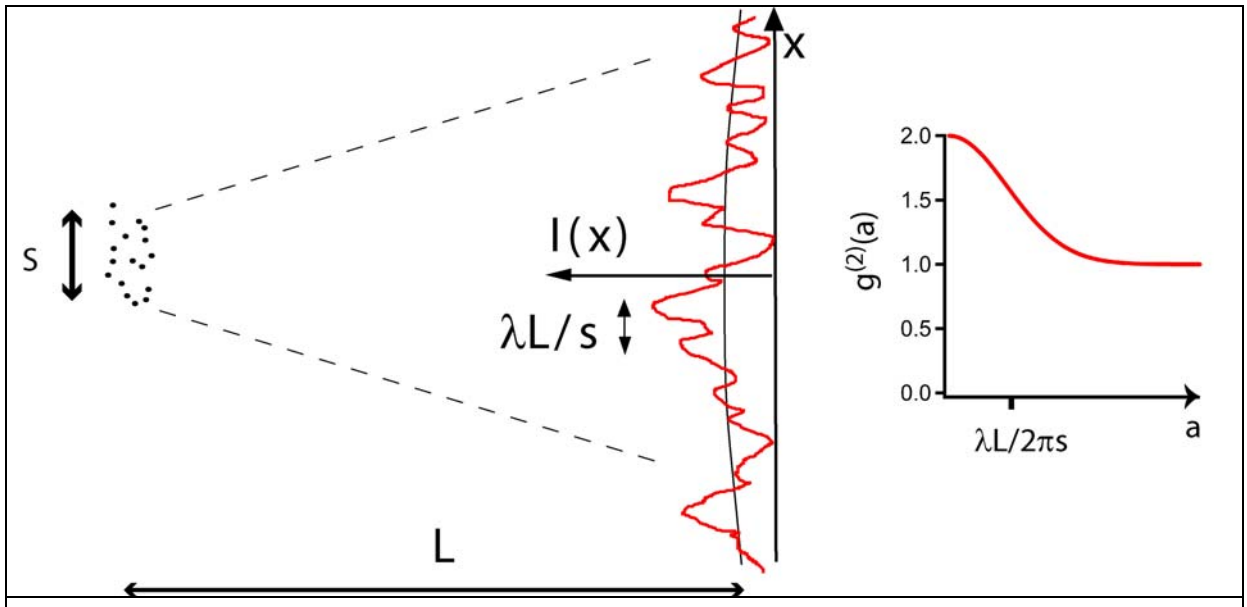
D'abord, un peu d'histoire sur les corrélations de photons, nom que l'on donne aujourd'hui aux corrélations dans les fluctuations des signaux optiques. Suite à son expérience dans le développement du radar lors de la deuxième guerre mondiale, Robert Hanbury Brown s'intéresse à la radioastronomie. Il propose une nouvelle méthode pour mesurer le diamètre angulaire des étoiles en étudiant la corrélation des fluctuations des signaux de deux radiotélescopes en fonction de leur séparation. Cette méthode repose sur la généralisation de la formule (1) aux fluctuations en deux endroits séparés dans l'espace (voir encadré 1). Si les deux télescopes sont suffisamment proches, leurs fluctuations sont corrélées et le second terme de la formule (1) est présent. Lorsqu'ils sont suffisamment éloignés, la corrélation est absente. La mesure de la distance à laquelle la corrélation disparaît (longueur de cohérence) permet de remonter au diamètre angulaire de l'étoile.

Après démonstration de sa méthode dans le domaine radio, HB propose de la mettre en œuvre dans le domaine visible. Sa proposition rencontre beaucoup de scepticisme. C'est peut être que, avec le développement récent des photomultiplicateurs basés sur l'effet photoélectrique, les scientifiques se sont habitués à traiter la lumière en termes de photons, le photocourant étant proportionnel à la probabilité de détection d'un photon. Or la description de la méthode de HB en termes de photons est pour le moins surprenante. La corrélation entre

[2] L'autre moitié allant à J. L. Hall et T. W. Hänsch pour leur travaux sur les peignes de fréquences optiques.

les probabilités de photodétection semble en effet impliquer que deux photons "savent" qu'ils doivent arriver ensemble, et cela même si ils ont été émis par deux points très éloignés l'un de l'autre sur l'étoile observée. Comment est-ce possible? Une explication quantique de ce groupement de photons est donnée dans l'encadré 2. Mais en 1955 HB ne peut convaincre ses collègues ni les bailleurs de fonds de la validité de sa proposition.

Pour convaincre les sceptiques, Hanbury Brown établit une collaboration avec R.Q. Twiss, et ils montent une expérience de laboratoire, aujourd'hui devenue célèbre, pour prouver la valeur de la méthode[iv] (voir figure 1). Leur système à deux détecteurs qui observent la même source à travers une lame séparatrice, est aujourd'hui courant dans le domaine de l'optique quantique. L'expérience donne le résultat prévu par HB, et les deux physiciens font une première observation astronomique, sur l'étoile Sirius dont la magnitude élevée facilite l'observation. Mais l'opposition est restée forte en Angleterre, et c'est en Australie qu'ils iront monter un observatoire où ils réussiront à mesurer des diamètres angulaires de plusieurs étoiles jamais mesurés auparavant.



Encadré 1. Les corrélations d'intensités lumineuses peuvent être interprétées comme un effet de tavelure ("speckle" en anglais). On imagine une région de taille s avec un grand nombre de sources ponctuelles lumineuses indépendantes (source incohérente). Sur un écran à grande distance L, on observe une figure d'interférence aléatoire en temps et en position, le speckle. Pour deux points x et $x+a$ suffisamment séparés, les intensités mesurées au même temps t ne sont pas corrélées et $\langle I(t,x)\, I(t,x+a)\rangle = \langle I\rangle^2$. En revanche, pour une séparation nulle, les photocourants sont corrélés et on a $\langle I^2\rangle \geq \langle I\rangle^2$. A l'équilibre thermodynamique, et en négligeant le bruit de grenaille, la formule d'Einstein s'écrit $\langle I^2\rangle = 2\langle I\rangle^2$. Les moyennes $\langle . \rangle$ peuvent être comprises soit comme des moyennes d'ensemble sur différentes réalisations de la source, soit comme des moyennes temporelles en supposant que les phases relatives des sources varient (par exemple à cause de l'effet Doppler dans une lampe à décharge). On définit la fonction de corrélation par $g^{(2)}(a) = \langle I(t,x)\, I(t,x+a)\rangle / \langle I(t,x)\rangle \langle I(t,x+a)\rangle$. La largeur de cette fonction correspond à la largeur typique des taches de speckle et représente la distance sur laquelle les déphasages relatifs associés aux différents chemins entre les points sources et les deux points d'observation varient de moins de 1 radian. Elle vaut $\lambda L / 2\pi s$, et une mesure du diamètre angulaire s / L de la source est possible en étudiant la largeur de la fonction de corrélation.

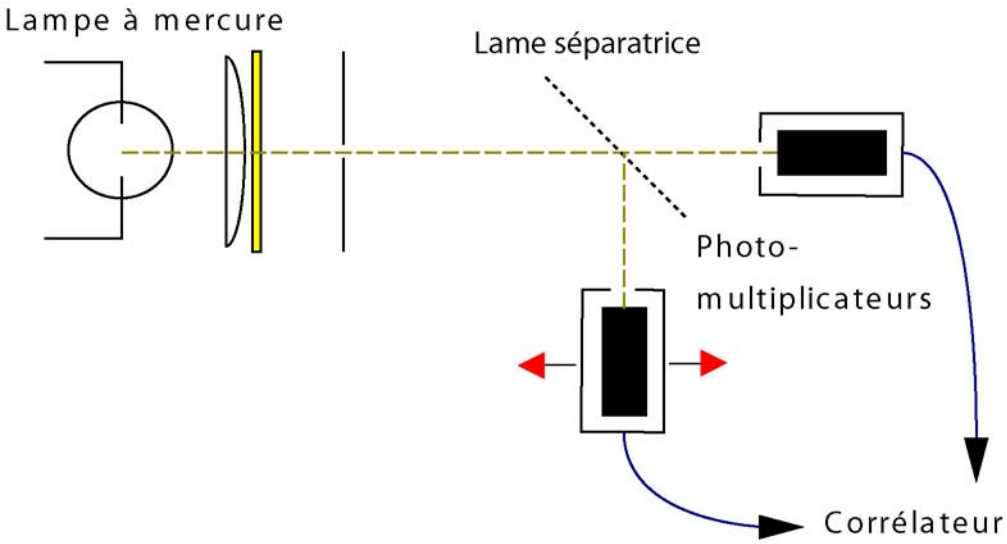
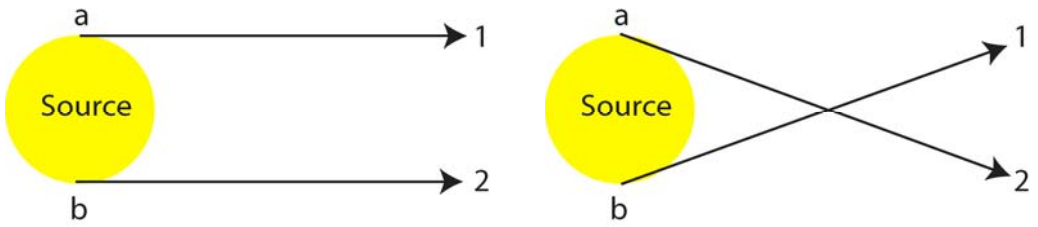


Figure 1. L'expérience de laboratoire de Hanbury Brown et Twiss. La source effective est le petit trou éclairé par une lampe à mercure dont une composante spectrale est sélectionnée par un filtre. La sélection spectrale permet d'approcher l'échelle temporelle des fluctuations et le temps de réponse du détecteur. Le corrélateur fait le produit des photocourants des deux photomultiplicateurs et moyenne le résultat sur le temps. Lorsque les deux photodétections sont associées au même point, parce que les deux photomultiplicateurs sont exactement images l'un de l'autre dans la lame séparatrice, les photocourants ont des fluctuations corrélées. Déplacer l'un des détecteurs (à l'aide d'une platine de translation symbolisée par les flèches rouges) revient à varier le paramètre *a* de l'encadré 1. On constate que la corrélation disparaît lorsque les photodétections sont séparées d'une distance supérieure à la longueur de corrélation, dont la valeur est inversement proportionnelle à la taille de la source (encadré 1). Si on décrit cette observation en termes de photons, on constate qu'ils ont tendance à être détectés "groupés", ce qui ne laisse pas d'étonner pour des photons émis par des éléments de source indépendants et qui, dans le cas d'une étoile, peuvent être séparés par des millions de kilomètres.

Malgré ces résultats expérimentaux, les controverses autour de l'expérience HBT ne sont pas terminées. L'invention du laser en 1960 provoque de nouvelles questions. Le laser, source cohérente par excellence, présenterait-il des fortes corrélations entre photons? Au début des années 60, le débat est vif. Glauber donne en 1963 une réponse claire avec une formulation en termes de théorie quantique du champ électromagnétique[v]. Il montre qu'à la différence de ceux émis par une source incohérente, les photons d'un laser, tous dans le même mode du champ, ne sont donc *pas* corrélés (voir encadré 2). Dès 1965 les expériences confirment la justesse de l'analyse de Glauber. Au-delà de ce résultat, la formulation de la théorie quantique de la cohérence va permettre dans les décennies suivantes d'imaginer de nouvelles situations où les corrélations entre photons ne peuvent pas se comprendre en considérant des ondes électromagnétiques classiques, à la différence de l'expérience de HBT, certes surprenante en terme de photons, mais aisément interprétable en invoquant les tavelures résultant d'interférences d'ondes classiques. Avec la caractérisation expérimentale de nouveaux états de la lumière que seul le formalisme quantique permet de décrire (états "comprimés", états à un photon, paires de photons intriqués), l'optique quantique moderne est née.



Amplitude: $\langle a|1\rangle\langle b|2\rangle$ $\langle a|2\rangle\langle b|1\rangle$

Encadré 2. Interprétation quantique des corrélations d'intensité. Deux photons issus de deux points de la source, *a* et *b* peuvent produire des détections aux points 1 et 2 selon les deux chemins possibles ci-dessus. A chaque chemin est associée une amplitude quantique et on les ajoute pour trouver la probabilité de détecter deux photons :

$$P = |\langle a|1\rangle\langle b|2\rangle + \langle a|2\rangle\langle b|1\rangle|^2.$$

Le terme d'interférence entre les deux chemins est brouillé par la moyenne sur tous les points de la source sauf pour une distance suffisamment faible entre les points 1 et 2. Cette distance correspond à la tache de diffraction de la source. Il est important de noter qu'au niveau quantique, l'interférence se produit dans une espace abstrait où les deux photons sont décrits comme un seul système, ce qui explique la difficulté conceptuelle de l'interprétation quantique. C'est un exemple où la physique classique cache un effet quantique subtil. Dans un laser, tous les photons sont dans le même mode du champ ; les photons a et b sont donc totalement identiques et le moyennage sur la source ne brouille jamais les interférences.

Dans le cas de fermions, l'antisymétrisation sous l'échange des particules conduit à un signe moins entre les deux termes. Ainsi la probabilité de détecter deux fermions au même point est nulle, et l'on retrouve le principe d'exclusion de Pauli. Le cas des fermions, avec ses fluctuations anticorrélées, n'a pas d'analogue en termes de tavelures ou de n'importe quelle autre interprétation classique, qu'elle soit ondulatoire ou corpusculaire.

Effet Hanbury Brown et Twiss atomique

La possibilité de mettre en évidence un effet analogue sur des atomes a fasciné les chercheurs en optique atomique depuis l'émergence de ce champ de recherche, au début des années 1990. Si l'on peut facilement généraliser le formalisme de Glauber pour obtenir une théorie de la cohérence quantique pour les atomes, il faut se souvenir que l'effet Hanbury Brown et Twiss n'est vraiment surprenant que si on cherche à l'interpréter en terme de corpuscules, ce qui après tout n'est pas indispensable a priori pour la lumière. En revanche qui pourrait nier que les atomes sont des corpuscules ? Et si on observe qu'ils arrivent groupés, on ne pourra, comme Einstein, s'empêcher d'être troublé par cette "influence mutuelle" qu'on ne peut pas interpréter comme une interaction attractive ordinaire descriptible par une force.

De plus, le passage aux atomes permet de se poser une nouvelle question, inenvisageable dans le cas des photons : l'effet Hanbury Brown et Twiss est-il observable avec des fermions, à quoi peut-on s'attendre ? La théorie donne une réponse non ambiguë : dans le cas de deux fermions les deux amplitudes quantiques qui interféraient de façon constructive pour les bosons vont le faire ici de façon destructive, et la probabilité d'une détection conjointe est inférieure à celle que l'on aurait pour des particules indépendantes. On dit qu'il y a "dégroupement" pour traduire le fait que les deux fermions ont tendance à s'éviter. Cet effet est une manifestation du principe de Pauli qui interdit à deux fermions identiques d'occuper la même cellule élémentaire de l'espace des phases. Un point fascinant de cette prédiction théorique pour les fermions est qu'il n'existe aucun raisonnement classique

permettant de conclure à un tel dégroupement : en ce sens on peut dire que les fermions sont plus quantiques que les bosons dont de nombreuses propriétés s'interprètent aisément en termes d'ondes classiques.

En pratique, l'expérience sur les atomes est loin d'être triviale car, avec une vapeur ou un jet atomique traditionnel, la probabilité de trouver deux particules dans le même volume élémentaire de l'espace des phases est extrêmement faible. Il a fallu attendre le développement du refroidissement laser puis du refroidissement évaporatif pour atteindre un signal raisonnable. En effet abaisser la température permet de diminuer la largeur de la distribution Δp d'impulsions des atomes de la source et diminue le volume dans lequel les atomes sont piégés[3]. Avec des gaz proches du seuil de la condensation de Bose-Einstein, le nombre moyen de particules dans une cellule élémentaire de l'espace des phases se rapproche de 1, et les signaux attendus sont forts. Malheureusement le volume de corrélation à observer est extrêmement petit, et il est difficile d'avoir un détecteur dont la résolution est suffisante pour observer une seule cellule de l'espace des phases. Le facteur g est alors supérieur à 1 ce qui vient diminuer le second terme de l'équation (1), celui qui nous intéresse. Notre expérience actuelle est faite avec un facteur g de l'ordre de 15. On s'attend donc à une réduction du contraste du signal de corrélation, par un facteur de cet ordre.

L'expérience sur l'hélium métastable

Avec ces idées en tête, nous avons développé un détecteur capable de mesurer les corrélations spatio-temporelles entre atomes, en tirant profit de notre maîtrise de l'hélium métastable ultrafroid. L'état électronique métastable est 20 eV au-dessus de l'état fondamental. Dans le vide, sa durée de vie est de quelques heures, mais au contact d'une surface métallique, il se désexcite rapidement en libérant un électron du métal. Après multiplication grâce à un effet d'avalanche, cet électron donne une impulsion électrique macroscopique, analogue à celle produite par un photo-multiplicateur, et on dispose donc d'un système de détection d'atomes un par un. Grâce à une galette de micro-canaux, c'est en fait de 10^4 détecteurs côte à côte dont nous disposons, et nous pouvons directement mesurer la probabilité de détecter deux atomes de façon conjointe, en fonction de la séparation spatiale et temporelle entre les deux détections. Le schéma de l'expérience est présenté sur la figure 2. Le nuage d'atomes ultra froids, mais non condensé, est lâché et tombe par gravité sur le détecteur ; on mesure alors les positions et les instants de détection de chaque atome sur celui-ci. Un programme informatique permet alors de reconstruire la probabilité de détection conjointe en fonction de la séparation spatio temporelle des deux détections. Après normalisation par le produit des probabilités de détections simples, c'est à dire par le résultat que l'on aurait pour des détections statistiquement indépendantes, on obtient la fonction de corrélation en fonction de leur séparation. Un résultat expérimental est présenté sur la figure 3. Par convention, on convertit les temps d'arrivée des atomes en positions verticales (la vitesse verticale initiale des atomes est négligeable devant la vitesse acquise par gravité, identique pour tous les atomes).

En 2005 une expérience réalisée avec de l'hélium 4 (un boson) nous a permis d'observer avec un excellent rapport signal à bruit et de caractériser en détail un effet HBT atomique analogue à l'effet original avec des photons. De plus, poussant le refroidissement jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose Einstein, nous avons alors observé l'absence de groupement, ce qui met en lumière l'analogie profonde entre un condensat de Bose-Einstein et un laser. Plus récemment, en collaboration avec des collègues d'Amsterdam, nous avons pu

[3] En pratique, le potentiel piégeant est harmonique, et non pas « carré » comme dans les discussions théoriques traditionnelles.

effectuer une expérience analogue avec des atomes d'hélium 3, un fermion[vi]. En fait le même appareil nous permet de disposer au choix de nuages soit d'hélium 3 soit d'hélium 4, les températures et les conditions de piégeage étant les mêmes. Tous les paramètres étant identiques, et seul le caractère de boson ou fermion différenciant les deux situations, on a une mise en évidence directe d'un pur effet de statistique quantique. Un exemple de résultat est montré sur la figure 3. Pour les bosons, comme pour la lumière, la probabilité de trouver deux particules ensemble est augmentée, tandis que pour les fermions cette probabilité est réduite. L'échelle spatiale de la corrélation peut être déduite d'un calcul similaire à celui effectué pour la lumière (voir encadré 1). Après un temps de chute t, la longueur de corrélation vaut $ht / 2\pi ms$, où m est la masse de l'atome, et h la constante de Planck. Cette formule est l'analogue de l'expression $\lambda L / 2\pi s$ pour les photons, en identifiant h / mv à la longueur d'onde de de Broglie d'un atome se déplaçant à la vitesse $v = L / t$. Avec un détecteur de résolution parfaite, la théorie prédit une valeur 0 dans le cas des fermions, et 2 pour les bosons, à séparation nulle. L'amplitude de notre signal de groupement ou de dégroupement est nettement plus faible, mais cette réduction s'interprète par la résolution limitée de notre détecteur (facteur g de l'ordre de 15 signalé plus haut). La qualité des signaux est pourtant suffisante pour se convaincre que l'effet que nous observons est un pur effet de statistique quantique.

Perspectives

Dans un certain sens, les corrélations entre atomes que nous avons observées sont une conséquence presque élémentaire de la mécanique quantique, et l'on peut se demander pourquoi les chercheurs ont fait autant d'efforts pour les observer. La première réponse est que la mise en évidence expérimentale de phénomènes quantiques non triviaux, même élémentaires, provoque souvent des réflexions fructueuses conduisant à des percées nouvelles. Mais les chercheurs savent aussi que la mise en évidence de ce type de corrélation n'est qu'un début. L'interaction entre atomes (complètement négligée ici), la formation possible de dimères, ou la mise en œuvre de configurations plus complexes – par exemple en plaçant les atomes dans des réseaux optiques – devraient produire un riche éventail de phénomènes de corrélations. Des expériences similaires aux nôtres ont d'ailleurs été récemment faites avec des atomes bosoniques et fermioniques placés dans un réseau optique[vii]. On sait aujourd'hui que, piégés dans de telles structures, confinés à une ou deux dimensions, mis en rotation, les atomes ultrafroids constituent des systèmes permettant de tester les modèles inventés par les théoriciens de la matière condensée pour comprendre le comportement des électrons dans les solides. On espère même élucider des phénomènes qui résistent toujours à l'analyse, comme la supraconductivité haute température, et plusieurs groupes ont déjà réussi à montrer comment deux atomes fermioniques peuvent s'associer pour donner une paire ayant un comportement de boson.

Les expériences de corrélation de particules de type HBT interviennent en fait dans d'autres domaines. En physique nucléaire, les corrélations entre pions donnent des renseignements sur le volume d'une collision d'ions lourds, réalisant à l'échelle du femtomètre une mesure de dimension analogue à la mesure historique des diamètres angulaires des étoiles. Les électrons dans les solides constituent un gaz presque parfait de fermions dégénérés, et des anti-corrélations HBT y ont été observées. Comme dans le cas des atomes, on voit s'ouvrir des perspectives intéressantes pour l'étude de corrélations d'électrons dans des situations exotiques, comme dans l'effet Hall quantique fractionnaire, ou d'autres phénomènes où les fortes corrélations entre fermions jouent un rôle important.

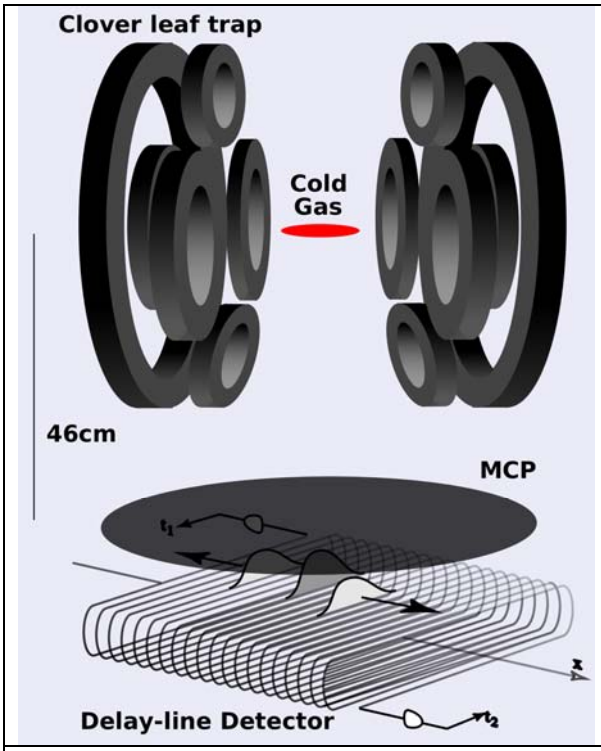


Figure 2. Dispositif développé à l'Institut d'Optique. La source d'atomes est préparée dans un piège magnétique, où le refroidissement par évaporation permet l'obtention d'un nuage de 10^5 atomes à une température de l'ordre du microKelvin. Le détecteur a un diamètre de 80 mm et permet de déterminer les coordonnées de l'atome détecté avec une résolution spatiale de 0.5 mm obtenue grâce à une anode à lignes à retard.

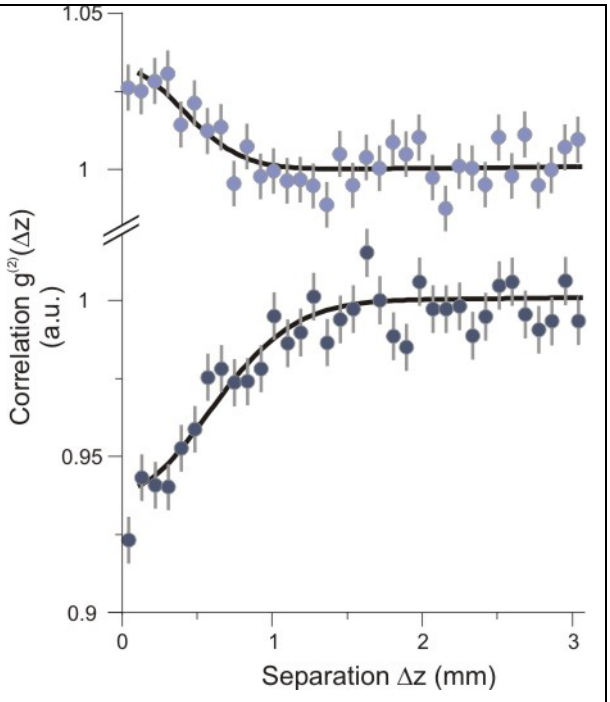


Figure 3. Fonction de corrélation mesurée pour l'hélium 4 (bosons, courbe du haut) et l'hélium 3 (fermions, courbe du bas). Les bosons présentent un phénomène de groupement, les fermions un phénomène de dégroupement. Comme la résolution du détecteur est plus grande que la longueur de corrélation, celui-ci moyenne des atomes qui ne sont pas corrélés. En conséquence, l'amplitude de la corrélation est réduite ; le calcul de cette réduction conduit au facteur $g \approx 15$ observé expérimentalement.

---

[i] A. Einstein, *Sitz. Ber. Preuss. Akad. Wiss.*, 3-14 (1925).
[ii] A. Einstein, *Phys. Z.* **10**, 817 (1909).
[iii] On peut retrouver cet argument par exemple dans L. Landau, E. Lifchitz, Physique statistique, Ellipse, edt Mir (1994).
[iv] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, *Nature* **177**, 27-29 (1956).
[v] R. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 84 (1963).
[vi] T. Jeltes. T. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect, C.I. Westbrook, *Nature* **445**, 402 (2007). Cet article contient plusieurs références à d'autres travaux récents.
[vii] T. Rom, T. Best, D. van Oosten, U. Schneider, S. Fölling, B. Paredes, I. Bloch, *Nature* **444**, 733-736 (2006).