

Photons indiscernables : qui se ressemble s'assemble

Lorsque deux photons identiques arrivent simultanément sur les deux faces d'une lame semi-réfléchissante, ils la quittent toujours ensemble. Il s'agit là de l'une des plus spectaculaires manifestations de la nature quantique de la lumière. En effet, ni une approche purement corpusculaire ni une approche purement ondulatoire ne peuvent rendre compte de ce phénomène d'interférence quantique à deux photons identiques, appelé coalescence.

Tout au long de l'histoire de la physique, deux conceptions antagonistes sur la nature de la lumière se sont succédées et affrontées : la théorie corpusculaire et la théorie ondulatoire. Bien que la théorie ondulatoire semble, à la fin du XIX^e siècle, pouvoir décrire la quasi-totalité des phénomènes optiques connus (diffraction, interférences...), les travaux de Heinrich Hertz sur l'effet photo-électrique et de Max Planck sur le rayonnement du corps noir montrent à la fin du siècle que la matière absorbe ou émet de l'énergie électromagnétique par *quanta* de valeur bien déterminée. Ces travaux conduisent Einstein à introduire, en 1905, la notion de photon, remettant ainsi au goût du jour une description corpusculaire de la lumière. Ce n'est qu'un quart de siècle plus tard que Dirac, en posant « les principes de la mécanique quantique », formule le cadre théorique qui permettra d'unifier les conceptions corpusculaires et ondulatoires. Cependant, si le photon, *quantum* d'énergie lumineuse sujet à la dualité « onde-corpuscule », est un concept relativement bien accepté, d'importantes zones d'ombre subsisteront encore pendant plus d'un demi-siècle, en particulier en ce qui concerne les effets d'interférence mettant en jeu plusieurs photons identiques – nous préciserons plus loin ce que cela signifie. Il faudra attendre, pour avoir une vision claire de la nature de la lumière, que Roy Glauber (Prix Nobel 2005) élabore, en 1963, les outils théoriques permettant de comprendre les phénomènes d'interférence dans le cadre d'une théorie quantique de la cohérence optique.

Sur le plan expérimental, les aspects quantiques de la lumière n'ont été observés que récemment. La principale difficulté est que le grand nombre de photons produit par les sources macroscopiques de lumière est responsable d'effets de moyenne qui effacent toute manifestation corpusculaire, si bien que le formalisme ondulatoire suffit pour interpréter la plupart des phénomènes optiques. Ainsi, la mise en évidence de l'existence même de photons individuels ne sera incontestablement établie qu'en 1977 lorsque le groupe de Leonard Mandel, à Rochester, obtient la première source de photons uniques, en isolant spatialement l'émission d'atomes individuels. La première démon-

stration éclatante de la dualité onde-corpuscule pour un photon unique n'aura lieu, quant à elle, qu'en 1986, avec les travaux menés à l'Institut d'Optique par Philippe Grangier et Alain Aspect.

Nos travaux s'inscrivent dans cette lignée. Nous nous intéressons ici à un effet ne pouvant s'expliquer que dans un cadre strictement quantique, dont la première observation a été obtenue en 1987 par l'équipe de Leonard Mandel : en produisant simultanément deux photons identiques dans un même cristal au moyen d'un processus non linéaire, cette équipe a montré que si ces photons sont séparés et dirigés simultanément sur les deux faces d'une lame semi-réfléchissante, on n'observe jamais de détection simultanée d'un photon d'un côté de la lame et d'un autre photon de l'autre côté. Ce phénomène, appelé coalescence, semble obliger les deux photons à quitter la lame ensemble, par la même face, en leur interdisant de se séparer après s'être rencontrés. Persiste-t-il dans le cas de photons produits indépendamment l'un de l'autre ? Sous quelles conditions ? Comment peut-on l'interpréter ? C'est à ces questions que répondent les expériences récentes que nous présentons ici.

Nous allons commencer par donner quelques éléments relatifs à l'interprétation de phénomènes d'interférence en termes de photons et expliquer comment se manifeste la dualité onde-corpuscule dans les expériences d'interférences optiques où interviennent des photons uniques. Cela nous servira de base pour interpréter le phénomène de coalescence.

Photons uniques : dualité onde-corpuscule

En termes ondulatoires, les effets d'interférence qui sont observés dans un interféromètre à deux ondes tels qu'un interféromètre de Michelson ou de Mach-Zender s'expliquent de la façon suivante (*figure 1a*) : lorsqu'une onde lumineuse rencontre une lame semi-réfléchissante, elle se divise en deux (une partie

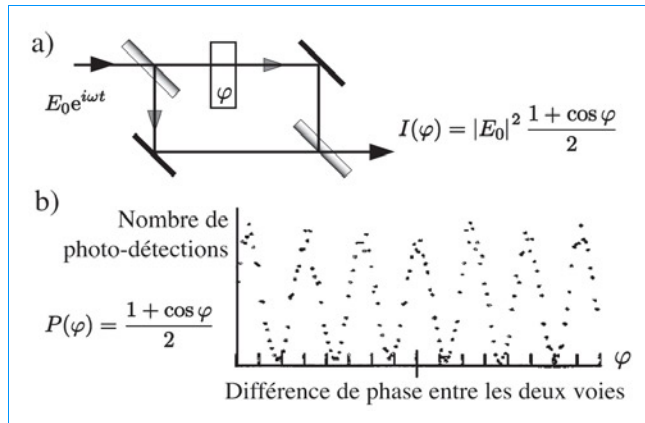


Figure 1 – a) Dans un interféromètre alimenté par un champ classique, l'intensité lumineuse $I(\varphi)$ en sortie oscille avec la différence de phase φ entre les deux chemins. b) Lorsqu'un photon unique est envoyé dans l'interféromètre, la probabilité de photo-détection $P(\varphi)$ en sortie varie avec φ comme l'intensité qui serait obtenue pour un champ classique. En traçant l'histogramme du nombre de photo-détections en fonction de φ lorsque l'expérience est répétée un grand nombre de fois, on retrouve le système de franges attendu dans le cas classique (Histogramme extrait de la thèse de P. Grangier, 1986).

transmise et une partie réfléchi) et lorsque ces deux ondes sont recombinaées en arrivant sur une seconde lame semi-réfléchissante, l'intensité observée après l'une des faces de la lame est égale au carré de la somme des champs représentant ces deux ondes ; le phénomène d'interférence se manifeste par le fait que cette intensité présente, à la sortie de l'interféromètre, une oscillation en fonction de la différence de phase relative accumulée par les deux ondes lors de leur propagation selon deux chemins différents. En faisant varier cette phase, on voit défiler des franges alternativement sombres et brillantes.

Supposons maintenant que nous disposons d'une source produisant des impulsions lumineuses ne contenant qu'un seul photon. On notera qu'une telle source ne s'obtient pas facilement : il ne suffit pas, contrairement à l'intuition naïve, d'atténuer une source d'impulsions lumineuses classiques pour obtenir une source de photons uniques (*voir encadré 1*). Que se passe-t-il si, au lieu d'alimenter l'interféromètre avec une onde lumineuse classique, on utilise cette source de photons uniques ? L'expérience montre qu'un détecteur sensible au photon unique, placé à la sortie de l'interféromètre, ne pourra fournir que deux résultats possibles de mesure : ou bien un photon a été détecté ou bien aucun photon n'a été détecté. En répétant l'opération un grand nombre de fois, photon par photon, et en faisant varier la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre, on observera que la probabilité de détecter le photon oscille exactement de la même façon que le signal d'interférence obtenu avec une onde classique dans les mêmes conditions (*figure 1b*). On pourrait être ainsi conduit à penser que chaque photon emprunte les deux chemins à la fois et « interfère avec lui-même ». On imaginerait donc que les interférences observées dans le cas d'une onde classique résultent de l'interférence de chaque photon qui compose l'onde avec lui-même.

Que se passe-t-il à présent si un détecteur sensible au photon unique est disposé de chaque côté de la première lame semi-réfléchissante de l'interféromètre ? Dans ce cas, l'expérience montre que le photon est détecté tantôt d'un côté (transmis), tantôt de l'autre (réfléchi) et la probabilité de le trouver d'un côté ou de l'autre est égale aux coefficients de réflexion et de transmission de la lame. En conclusion, le photon est insécable et il semble qu'il ne puisse pas prendre les deux chemins à la fois. Pourtant, lorsque l'on recombine sur une seconde lame semi-réfléchissante les photons transmis et réfléchis par la première lame, sans chercher à savoir quel chemin ils empruntent, on observe des interférences. Nous voilà confrontés à la dualité onde-corpuscule : le photon semble se comporter tantôt comme une onde, tantôt comme un corpuscule.

Le paradoxe ne disparaît qu'en adoptant une vision complètement quantique de la lumière : le photon n'est, en soi, ni une onde, ni un corpuscule, c'est la plus petite excitation possible, en termes d'énergie, du champ électromagnétique. Le champ électromagnétique, même s'il ne contient aucune excitation (aucun photon, donc aucune énergie) est tout de même présent et vérifie les équations de Maxwell. Ainsi, même lorsque l'interféromètre n'est pas alimenté par de la lumière, les conditions aux limites posées par les lames et miroirs de l'interféromètre déterminent entièrement la structure du champ dont le module au carré s'interprète alors comme la probabilité de trouver un photon à un instant donné et à un endroit donné pour peu que l'on ait effectivement « mis un photon » dans le champ. A titre d'exemple, pour un photon unique, les coefficients de réflexion r et de transmission t des champs sur une lame semi-réfléchissante s'interprètent comme les amplitudes de probabilité de réflexion et de transmission : la probabilité de trouver le photon transmis par une lame unique vaut alors $T = |t|^2$ et celle de le trouver réfléchi vaut $R = |r|^2$; dans un interféromètre de Mach-Zehnder (*figure 1a*), les amplitudes de probabilité qui correspondent aux deux chemins possibles valent $A_1 = t e^{i\varphi} r$ et $A_2 = r t$ et conduisent à $P(\varphi) = |A_1 + A_2|^2 = 2RT(1 + \cos \varphi)$ (*figure 1b*, pour $R = T = 0,5$). Selon cette approche, les photons n'interfèrent jamais entre eux, seuls interfèrent les champs qui déterminent où et quand on peut les trouver et avec quelle probabilité.

Cette interprétation est très générale : il y a interférence à chaque fois qu'un système physique peut prendre plusieurs « chemins » distincts, que ce soit dans l'espace ordinaire ou dans un espace des phases, pour évoluer vers un même état final, sans qu'il soit possible, par quelque mesure que ce soit, de savoir quel chemin a été emprunté. A chaque chemin est associée une amplitude de probabilité et le carré du module de la somme de ces amplitudes donne la probabilité de trouver le système dans l'état final considéré. Ainsi, dans un interféromètre à deux ondes comme un interféromètre de Mach Zehnder ou de Michelson, ce ne sont pas les photons qui



Encadré 1

Comment produire une impulsion contenant un photon et un seul ?

Contrairement à ce que pourrait laisser penser une intuition « corpusculaire », une impulsion de lumière produite par une source macroscopique, suffisamment atténuée pour contenir en moyenne moins d'un photon, a toujours une probabilité non nulle d'en contenir deux (le nombre de photons de l'impulsion suit la loi de Poisson). Ainsi, lorsqu'une telle impulsion lumineuse tombe sur une lame semi-réfléchissante, la probabilité d'observer de la lumière simultanément en réflexion et en transmission n'est jamais nulle, contrairement à ce qui est attendu pour une impulsion contenant un photon unique. Une façon de produire une impulsion qui contient un photon et un seul consiste à utiliser, plutôt qu'une source macroscopique, un dipôle émetteur unique : un tel émetteur, porté dans son état excité par une impulsion optique ou électrique, relaxe spontanément vers son état fondamental en émettant un et un seul photon.

Au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), une source de photons uniques a été développée en utilisant un unique atome de rubidium (voir figure 1). L'essentiel de la difficulté résidait dans la nécessité d'isoler

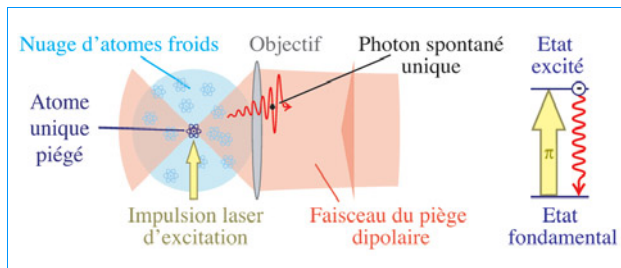


Figure 1 – Emission de photons uniques par un atome piégé unique. Un faisceau laser, focalisé à la limite de diffraction par un objectif de grande ouverture, forme un piège dipolaire d'environ 1 μm³ au centre d'un nuage d'atomes froids et capture un unique atome. Cet atome est soumis à une impulsion laser résonante pendant une durée courte devant la durée de vie de l'état excité, et dont l'intensité est ajustée pour porter l'atome de son état fondamental à l'état excité (impulsion π). Il se désexcite ensuite en émettant un unique photon, collecté par l'objectif qui sert à former le piège dipolaire.

un unique atome à une position bien définie. La technique utilisée consiste à se servir d'un piège dipolaire, ou pince optique, pour capturer un atome au centre d'un nuage d'atomes froids, lui-même obtenu grâce à un piège magnéto-optique dans une enceinte à vide. L'unicité de l'émetteur dans la pince optique est garantie par un mécanisme collisionnel, dû à la très petite taille du piège, qui éjecte l'atome piégé si un autre atome entre dans la pince.

Au Laboratoire de Photonique et de Nanostuctures (LPN), la source de photons uniques développée repose sur l'utilisation de boîtes quantiques qui sont des structures solides composées d'îlots de taille nanométrique d'un semi-conducteur (par exemple l'InAs) isolés dans un deuxième semi-conducteur (comme le GaAs). Ces objets se comportent comme des atomes artificiels (voir figure 2) et constituent des émetteurs uniques, fixes dans la structure solide et faciles à isoler par microscopie 1.

1. Voir l'article de L. Desombes « Contrôle du spin d'un atome magnétique dans une boîte quantique de semi-conducteurs » dans ce même numéro.

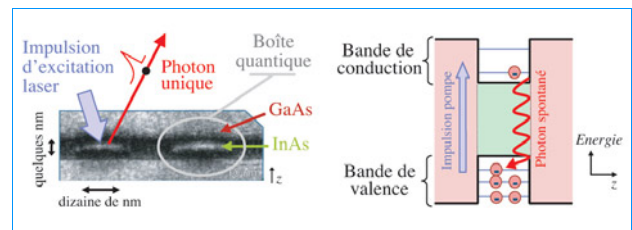


Figure 2 – Emetteur de photon unique reposant sur l'utilisation d'une boîte quantique. Les dimensions nanométriques d'un îlot d'InAs dans du GaAs sont responsables du confinement des porteurs de charge (électrons ou trous) dans les trois directions de l'espace dans un volume si faible que les états électroniques de la bande de conduction (pour les électrons) et de la bande de valence (pour les trous) sont quantifiés, donnant naissance à des niveaux d'énergie discrets. Cette structure, appelée boîte quantique, constitue une sorte d'atome artificiel unique figé dans le matériau semi-conducteur. A basse température (-260°), une impulsion laser courte devant la durée de vie radiative de la boîte quantique porte celle-ci dans un état excité, qui se désexcite ensuite en émettant un photon unique.

interfèrent un à un ; pour chaque photon, ce sont les amplitudes de probabilité associées aux deux chemins qu'il peut prendre qui interfèrent.

Nous verrons que ces considérations permettent d'envisager le phénomène de coalescence comme un effet d'interférence entre deux chemins menant à un même état final. A la différence des situations envisagées précédemment, le système physique qui suit ces deux chemins possibles est l'ensemble des deux photons mis en jeu dans la coalescence et non pas un photon unique, c'est pourquoi on parle d'interférence « à deux photons ». Il faut bien garder à l'esprit qu'en aucun cas il ne s'agit d'interférence entre deux photons : ce ne sont jamais les photons qui interfèrent, mais les chemins qu'ils prennent.

Coalescence : interférence à deux photons

Intéressons-nous donc maintenant au problème suivant : que se passe-t-il lorsque deux impulsions lumineuses identiques en termes de polarisation, fréquence, distribution spatiale et temporelle, contenant chacune un photon unique, arrivent chacune d'un côté d'une lame semi-réfléchissante ?

Si l'on adopte un point de vue corpusculaire et si la lame est équilibrée, c'est-à-dire si elle réfléchit 50 % de la lumière et en transmet 50 %, chaque photon a une chance sur deux d'être transmis ou réfléchi. On s'attend donc à obtenir une détection de chaque côté de la lame

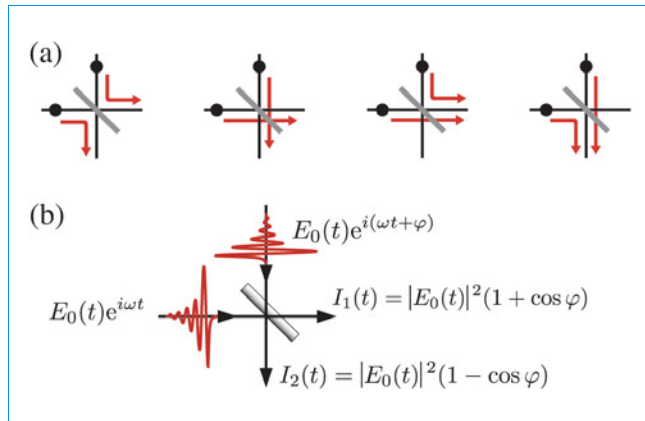


Figure 2 – a) Dans une approche corpusculaire, dans deux des quatre configurations équiprobables (50 % des cas) les deux photons quittent la lame séparément. b) Dans une approche ondulatoire, les photons sont représentés par des « paquets d’onde » $E_0(t)e^{i\omega t}$ déphasés de φ qui déterminent les intensités lumineuses I_1 et I_2 sur les deux sorties. Si on assimile l’intensité lumineuse au nombre de photons, la probabilité de photo-détectations simultanées sur les deux voies de sortie est donnée par : $\gamma(t) = I_1(t)I_2(t)/|E_0(t)|^4 = \sin^2 \varphi$. Si φ est aléatoire, la valeur moyenne de γ vaut 1/2.

une fois sur deux, le reste du temps les deux photons sortant du même côté – une fois sur quatre d’un côté, une fois sur quatre de l’autre (figure 2a). Si on adopte un point de vue ondulatoire, les deux impulsions étant identiques, elles sont représentées par des champs qui ne peuvent différer que d’une phase relative φ à chaque fois. Cette phase peut être fixe ou aléatoire. Pour une réalisation donnée du processus, on se retrouve formellement dans la même situation qu’au niveau de la lame semi-réfléchissante de sortie d’un interféromètre de Mach-Zender : de la lumière sort des deux côtés de la lame simultanément dans des proportions fixées par φ (figure 2b) : dans le cas particuliers où φ est fixe et vaut 0 ou π , toute la lumière sort d’un seul côté, toujours le même ; hors de ces deux cas, que la phase fluctue aléatoirement ou qu’elle soit fixe, on observera toujours un nombre de détections simultanées non nul.

L’expérience ne s’accorde avec aucun de ces deux points de vue. Historiquement, la première réalisation expérimentale, menée par Hong, Ou et Mandel en 1987 conduit aux observations suivantes : deux photons identiques, émis simultanément par la même source et arrivant simultanément sur chacune des faces d’une lame semi-réfléchissante équilibrée, la quittent aléatoirement d’un côté ou de l’autre avec la même probabilité, mais on n’observe jamais de lumière simultanément des deux côtés. Il faut donc rejeter l’approche corpusculaire qui prévoit une observation de lumière simultanément des deux côtés une fois sur deux. En ce qui concerne l’approche ondulatoire, une phase aléatoire conduit à 50 % de détection simultanée de lumière sortant par les deux faces de la lame et ne conduit donc pas à une explication acceptable. Une phase fixe conduit également à un résultat en désaccord avec l’expérience : pour avoir la même probabilité de détecter de la lumière d’un côté ou de l’autre de la lame, il faudrait avoir une

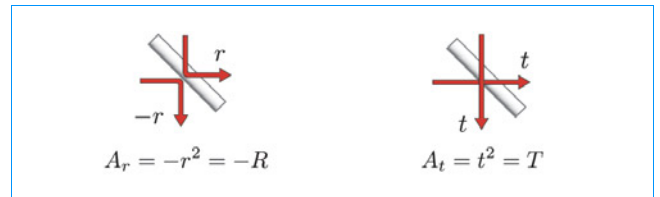


Figure 3 – Amplitudes de probabilité associées aux deux chemins qui conduisent au même état final responsable d’une coïncidence. Chacune de ces amplitudes résulte de la conjonction de deux chemins indépendants caractérisés eux-mêmes par leur amplitude de probabilité : + et $-r$ pour les réflexions et t pour les transmissions.

phase de $\pm \pi/2$, ce qui conduit à une probabilité de 50 % de détecter de la lumière simultanément des deux côtés, contrairement à ce qui est observé.

Pour comprendre cette expérience, il faut l’envisager comme un phénomène d’interférence quantique à deux photons. En partant d’une situation bien déterminée où deux photons identiques arrivent simultanément sur les deux côtés d’une lame semi-réfléchissante, on mesure la proportion de cas où la détection des deux photons est simultanée sur les deux voies de sortie (coïncidence). Le calcul quantique conduit à une probabilité de coïncidence $P_c = |T - R|^2$ pour une lame qui transmet une fraction T et réfléchit une fraction R de l’intensité. Cette probabilité peut se comprendre comme le module au carré de la somme de deux amplitudes de probabilité associées à deux chemins possibles qui conduisent au même état final responsable d’une coïncidence (figure 3). Dans le cas d’une lame semi-réfléchissante équilibrée ($R = T = 50\%$), la probabilité s’annule exactement : les deux chemins possibles interfèrent destructivement, ce qui signifie que les deux photons quittent toujours la lame ensemble.

On peut être tenté d’attribuer la nature destructive de l’interférence au signe moins qui apparaît dans l’expression de la probabilité de coïncidence. En réalité, les choses sont plus subtiles. Dans le cas d’une expérience similaire, menée avec deux électrons arrivant de part et d’autre d’une barrière de potentiel telle que la probabilité de franchissement par un électron soit T et que la probabilité de réflexion soit R , la mécanique quantique prévoit que $P_c = |R + T|^2$, c’est-à-dire une interférence constructive. Pour $R = T = 50\%$, les deux électrons sortent par deux voies différentes et jamais du même côté. La différence fondamentale tient au fait que les photons sont des bosons et les électrons des fermions. Si l’on envisage ces expériences comme la collision de deux particules quantiques identiques, on peut attribuer les amplitudes de probabilités $A_r = -R$ au chemin correspondant à une réflexion et $A_t = T$ à l’autre chemin, quelle que soit la nature des particules (figure 3). On montre que le signe moins qui apparaît ne traduit alors que la conservation du nombre de particules (ou de l’énergie).

Ce qui diffère, c’est que, dans une interprétation collisionnelle, les probabilités s’obtiennent pour des bosons en prenant le module au carré de la somme des



amplitudes de probabilité, alors que pour des fermions, elles s'obtiennent en prenant le module au carré de la *différence* des amplitudes de probabilité – ce qui est généralement présenté comme une conséquence du principe d'exclusion de Pauli. De ce point de vue, la coalescence est aux bosons ce que le principe de Pauli est aux fermions : deux bosons identiques tendent à se retrouver dans le même état quantique.

Si le caractère destructif ou constructif de l'interférence dépend de la nature des particules, son apparition repose, comme nous l'avons déjà indiqué, sur le seul fait que différents chemins conduisent au même état final. Il n'est d'ailleurs même pas nécessaire que les deux particules se rencontrent : dans des configurations expérimentales plus complexes, des interférences quantiques se produisent sans que les particules entrent en « collision ». Le point essentiel ici est que l'interférence a lieu parce que les particules mises en jeu sont « indiscernables », c'est-à-dire identiques en termes de nature (deux photons, deux électrons) et identiques en termes d'état quantique (même polarisation, même fréquence, même distribution spatiale et temporelle pour des photons ou même orientation du spin, même structure de paquet d'onde pour des électrons). En effet, l'état quantique de deux particules indiscernables est invariable par leur échange ; deux chemins distincts peuvent ainsi conduire au même état final (voir figure 3). En revanche, pour un système de deux particules discernables, chaque chemin conduit à un état final différent et l'on retrouve le résultat donné par une approche corpusculaire classique. Par exemple, dans le cas de deux photons de polarisations orthogonales qui tombent sur les deux faces d'une lame semi-réfléchissante, la mécanique quantique prévoit un nombre de coïncidences $P_c = |A_r|^2 + |A_t|^2 = R^2 + T^2$. Dans l'interprétation collisionnelle, pour des particules parfaitement discernables, la nature bosonique ou fermionique des particules n'a plus d'importance : ce sont alors directement les probabilités qui s'ajoutent, éliminant ainsi tout terme d'interférence. Cette remarque est d'une importance cruciale dans la pratique car le contraste du signal d'interférence dépend du degré d'indiscernabilité des deux photons utilisés : plus les photons utilisés sont semblables en termes de polarisation, de fréquence, de distribution spatiale et temporelle, plus ils ont tendance à « coalescer », c'est-à-dire à quitter la lame séparatrice ensemble, et moins on observera de coïncidences.

Interférence à deux photons indépendants

Dans l'expérience pionnière menée dans le groupe de Mandel, les deux photons identiques étaient générés simultanément dans un cristal non linéaire au cours d'un même processus élémentaire appelé fluorescence paramétrique. Les photons ainsi produits sont non

seulement créés ensemble, mais ils présentent aussi de très importantes corrélations. Aussi, on pourrait être tenté d'invoquer une sorte de connivence entre eux sur la direction à emprunter en sortie de la lame, pour expliquer les résultats observés sans avoir recours à une approche quantique. Ces arguments sont évacués par les expériences que nous avons menées et qui font apparaître l'effet de coalescence entre deux photons produits indépendamment. Il nous a fallu, pour cela, disposer de sources produisant périodiquement des photons uniques, indépendants les uns des autres et qui soient identiques, condition *sine qua non* de la coalescence.

De telles sources ont été développées dans nos deux laboratoires : au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO) et au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN). Dans les deux cas, la production de photons uniques repose sur le même principe : l'excitation par une impulsion laser d'un émetteur unique, assimilable en première approximation à un système à deux niveaux, conduit à l'émission spontanée d'un photon unique. Au LCFIO, l'émetteur unique utilisé est un atome de rubidium unique, maintenu dans un piège optique ; au LPN, il s'agit d'une boîte quantique unique en semi-conducteur (voir l'encadré 1). Ces sources ont permis à nos deux groupes de mettre en évidence indépendamment le phénomène de coalescence entre deux photons uniques indépendants.

Au LCFIO, les deux photons sont produits en excitant simultanément deux atomes piégés uniques distincts, séparés spatialement, ce qui conduit à deux photons spontanés identiques provenant de deux points distincts de l'espace. Les photons spontanés sont collectés au moyen d'un objectif de grande ouverture et les deux faisceaux de lumière produits sont ensuite combinés sur les deux faces d'une lame semi-réfléchissante. La coalescence est observée en comptant le nombre de coïncidences de photo-détection produites par deux photodiodes à avalanche sensibles au photon unique placées de part et d'autre de la lame (figure 4a).

Au LPN, les deux photons sont produits par la même boîte quantique excitée par deux impulsions lumineuses successives, séparées temporellement, ce qui conduit à l'émission spontanée de deux photons à deux instants distants dans le temps. Les deux impulsions sont séparées par une lame semi-réfléchissante de manière à retarder le premier photon pour qu'il soit rejoint par le deuxième sur une seconde lame. Après cette seconde lame, la coalescence est observée de la même façon qu'au LCFIO, en comptant le nombre de coïncidences de part et d'autre de la lame (figure 4b).

Dans les deux expériences, le taux de coïncidences observé est inférieur au taux de 50 % qui serait obtenu pour des particules parfaitement discernables ou pour des corpuscules classiques : dans l'expérience du LPN ce taux descend à 11 % et dans l'expérience de LCFIO il descend à 18 %, ce qui indique clairement qu'une



Encadré 2

Qu'est-ce qui limite la coalescence ?

La coalescence est une interférence à deux photons qui se produit lorsque les deux photons sont indiscernables, c'est-à-dire identiques en termes de polarisation, de fréquence (longueur d'onde), de distribution spatiale (mode spatial du faisceau dans lequel se propage le photon) et temporelle (forme temporelle de l'impulsion contenant le photon unique). Lorsque les photons sont au contraire parfaitement discernables, c'est-à-dire lorsqu'il est possible de les distinguer avec certitude par une mesure de l'une ou plusieurs de leurs caractéristiques, l'interférence disparaît totalement. Entre ces deux cas extrêmes, la discernabilité est partielle et conduit à un contraste plus ou moins grand de l'interférence. Ce contraste est lié au degré de « recouvrement » de l'état des deux photons, « recouvrement » évalué par le produit scalaire des directions de polarisation, par l'écart relatif des fréquences, par l'intégrale de recouvrement de la forme temporelle des impulsions et par l'intégrale de recouvrement des modes spatiaux associés aux deux photons.

Dans la pratique, deux photons produits par deux sources différentes présenteront forcément des différences, même minimales. Ainsi, dans les deux expériences présentées, des limitations expérimentales ont fait apparaître une discernabilité partielle des deux photons, dont la mesure donne des valeurs compatibles avec les niveaux de contraste observés.

Dans le cas du Laboratoire de Photonique et Nanostructure (LPN), la discernabilité partielle des photons se situait au niveau de la distribution en énergie des impulsions produites. Les boîtes quantiques utilisées comme sources de photons uniques sont situées dans un environnement avec lequel elles interagissent fortement, si bien que des fluctuations aléatoires des niveaux d'énergie apparaissent au cours du temps. En conséquence, au cours de deux émissions successives, la fréquence d'émission fluctue, donnant lieu à des trains d'onde à un seul photon, à chaque fois différents. Les photons émis sont donc *a priori* discernables. Cette discernabilité a pu être atténuée fortement en utilisant des boîtes quantiques en cavité : la présence d'une cavité optique autour d'un dipôle émetteur permet de réduire la durée de l'émission spontanée d'un facteur 20 à 30 (figure 1), de manière à ce qu'elle devienne environ 6 fois plus courte que le temps caractéristique des fluctuations de l'environnement, augmentant ainsi l'indiscernabilité des photons émis et par conséquent le contraste de l'interférence.

Dans le cas de l'expérience du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), les émetteurs étant isolés de l'environnement et par nature identiques, la différence essentielle entre les deux photons produits se situe au niveau du mode spatial des photons, c'est-à-dire la « forme

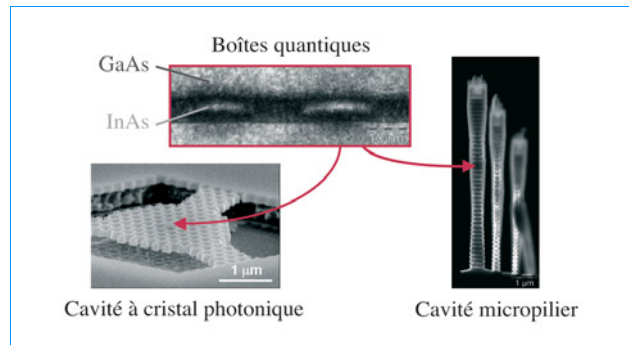


Figure 1 – Boîtes quantiques en cavité (LPN). Les boîtes quantiques d'InAs sont insérées au centre de cavités optiques de dimensions submicrométriques afin d'accélérer leur processus d'émission spontanée. Ces cavités sont des structures semi-conductrices qui peuvent prendre la forme d'un micropilier (la boîte quantique est placée entre les deux miroirs de Bragg qui constitue le pilier) ou d'un cristal photonique gravé dans une membrane suspendue dans l'air (la boîte est placée au centre de la membrane). Les miroirs hautement réfléchissants de ces cavités et leurs dimensions de l'ordre de la longueur d'onde optique modifient la densité de modes électromagnétiques, ce qui, compte tenu de la règle d'or de Fermi, permet d'agir sur l'émission spontanée (effet Purcell).

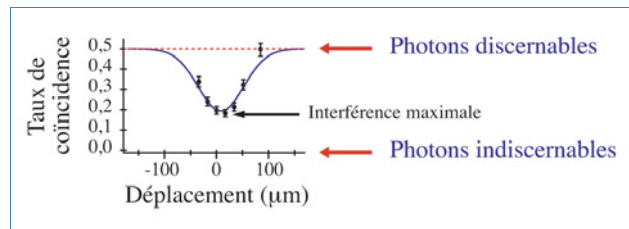


Figure 2 – Courbe expérimentale (LCFIO). Le déplacement d'un faisceau par rapport à l'autre permet de faire varier la valeur de l'intégrale de recouvrement des modes et donc le degré de discernabilité des photons. L'interférence destructive est maximale lorsque le recouvrement est optimal. Le taux de coïncidence atteint 50 % lorsque les photons sont complètement discernables et que le phénomène d'interférence disparaît.

du faisceau » dans lesquels ils se propagent : les deux faisceaux doivent être exactement identiques et se superposer parfaitement après combinaison par la lame semi-réfléchissante. En faisant varier la qualité du recouvrement des modes spatiaux, on agit directement sur le degré de discernabilité des photons (figure 2). Le taux de coïncidences observé (18 %) peut être directement relié à l'intégrale de recouvrement des modes spatiaux et conduit à une valeur d'environ 80 % parfaitement compatible avec la géométrie de l'expérience : la superposition des faisceaux en espace libre après la lame est rendue délicate à la fois par des signaux de photo-détection en régime de comptage de photons et la faible distance d'alignement disponible.

interférence quantique a bien lieu même dans le cas de deux photons uniques qui n'ont pas d'histoire commune. La raison essentielle pour laquelle on n'observe pas une interférence totale, qui conduirait à la suppression complète des coïncidences, tient au fait que les

photons produits ne sont que partiellement indiscernables. Une analyse détaillée permet de justifier ce signal résiduel (voir encadré 2) en parfait accord avec la théorie quantique.

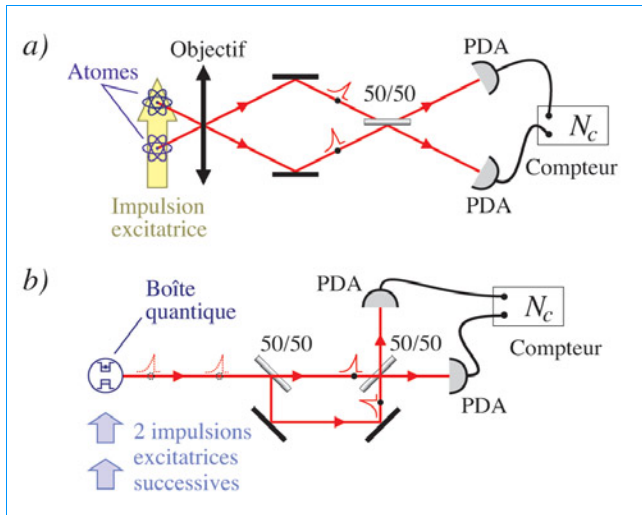


Figure 4 – Schémas de principe des expériences menées au LCFIO et au LPN pour observer le phénomène de coalescence. Dans les deux cas, les deux photons produits sont combinés sur une lame semi-réfléchissante équilibrée (50/50) avant d'être détectés par deux photodiodes à avalanche (PDA). a) Au LCFIO, deux sources de photons uniques sont utilisées et produisent simultanément un photon chacune. b) Au LPN, une seule source de photons uniques est utilisée, mais elle est excitée deux fois de suite, de façon à produire deux photons uniques successifs. Ces deux photons sont séparés par une première lame semi-réfléchissante et peuvent chacun emprunter un chemin court ou un chemin long de façon à ce que, une fois sur quatre, les deux photons arrivent simultanément sur la seconde lame où la coalescence est alors observée.

Perspectives

La mise en évidence du processus de coalescence de deux photons uniques indépendants n'est pas seulement une illustration de l'étrangeté du monde quantique qui échappe à toute image intuitive en termes de particules classiques ou d'ondes en interférence. C'est aussi une avancée importante pour le domaine du traitement quantique de l'information (ordinateur quantique) et des communications quantiques (cryptographie quan-

tique). En effet, la capacité à obtenir ce processus conditionne notre capacité à produire des « états intriqués » de la lumière ou de la matière, c'est-à-dire des états à deux particules entre lesquelles existent de profondes corrélations non locales. Ces états intriqués, qui sont au cœur de la nature quantique des objets microscopiques, sont une des principales ressources nécessaires au traitement quantique de l'information et des communications quantiques.

POUR EN SAVOIR PLUS

J. Beugnon, M.P.A. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys, P. Grangier, « *Nature* », *440*, 2006, p. 779.

B. Darquié, M.P.A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sortais, G. Messin, A. Browaeys, P. Grangier « *Science* », *309*, 2006, p. 454.

S. Laurent, S. Varoutsis, L. Le Gratiet, A. Lemaître, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip, and I. Abram « *Appl. Phys. Lett.* », *87*, 2005, p. 163107.

S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, « *Phys. Rev.* », *B72*, 2005, p. 041303(R).

P. Grangier, G. Roger and A. Aspect, « *Europhys. Lett.* », *1*, 1986, p. 173.

C.K. Hong, Z.Y. Hou, and L. Mandel, « *Phys. Rev. Lett.* », *59*, 1987, p. 2044.

T.B. Pittman, D.V. Strekalov, A. Migdall, M.H. Rubin, A.V. Sergienko, and Y.H. Shih, « *Phys. Rev. Lett.* », *77*, 1996, p. 1917.

P. Grangier, « *Nature* », *419*, 2002, p. 577.

Ont également participé à ce travail B. Darquié, M.P.A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sortais, P. Grangier du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique d'Orsay, ainsi que S. Varoutsis, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaître, L. Le Gratiet, I. Abram du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis.