

## COMPRENDRE

## Le comptage de photons corrélés en temps

Olivier ALIBART

Virginia D'AURIA

Grégory SAUDER

Laurent LABONTE

Sébastien TANZILLI

Université Côte d'Azur,  
CNRS, Institut de Physique  
de Nice, France[olivier.alibart@inphyni.cnrs.fr](mailto:olivier.alibart@inphyni.cnrs.fr)

L'analyse des corrélations temporelles entre des photons se trouve au cœur des protocoles de traitement de l'information quantique (communication, métrologie et calcul) présentés dans ce dossier. Ces mesures de corrélation sont issues de techniques d'optique quantique fondamentale formalisées par R. Glauber en 1963 [*Phys. Rev.* **130**, 2529] qui permettent de mesurer les propriétés des champs électromagnétiques et d'en détecter des régularités, des signatures dans un signal bruité. D'une façon plus générale, elles sont le résultat d'interférences d'ordre supérieur et sont, dans certains cas, directement liées à la cohérence « classique » des champs optiques.

L'analyse des corrélations temporelles entre deux modes, 1 et 2, du champ électromagnétique se traduit par une fonction mathématique normalisée du type

$$g_{1,2}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} = \frac{\langle :N_1(t)N_2(t+\tau): \rangle}{\langle N_1(t) \rangle \langle N_2(t) \rangle},$$

qui permet de déterminer le degré de corrélation des fluctuations des intensités optiques  $I(t)$  des deux modes observés à deux instants séparés par une durée  $\tau$ . Notons que, d'un point de vue quantique, nous pouvons également exprimer cette grandeur à l'aide des nombres de photon  $N_i(t)$  dans le mode  $i$ . Une interprétation aisée de  $g_{1,2}^{(2)}(0)$  peut être obtenue dans une expérience simple, comme illustrée à la *figure 1*. Elle consiste à comparer, pour chaque instant, le nombre de photons détectés dans chacun des modes. Si la distribution temporelle des photons dans chaque mode est parfaitement aléatoire et indépendante, alors il n'existe aucune corrélation, ce qui se traduit par un degré de corrélation égal à 1. En revanche, si les distributions temporelles des photons sont corrélées, c'est-à-dire qu'il y a simultanément un photon dans chaque mode, alors la fonction  $g_{1,2}^{(2)}(0)$  prend une valeur supérieure à 1,

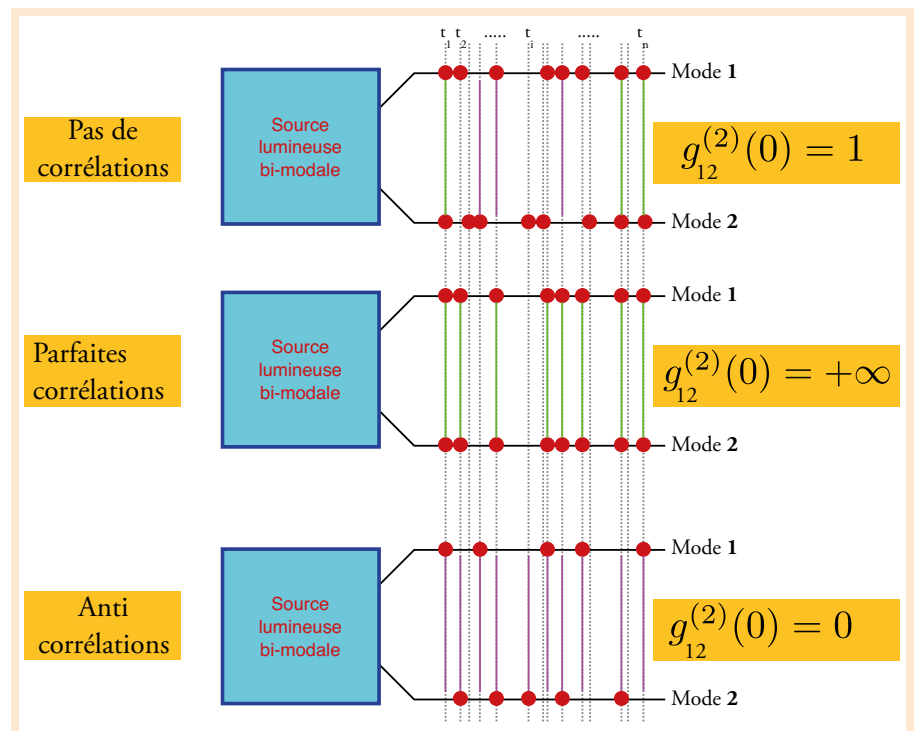
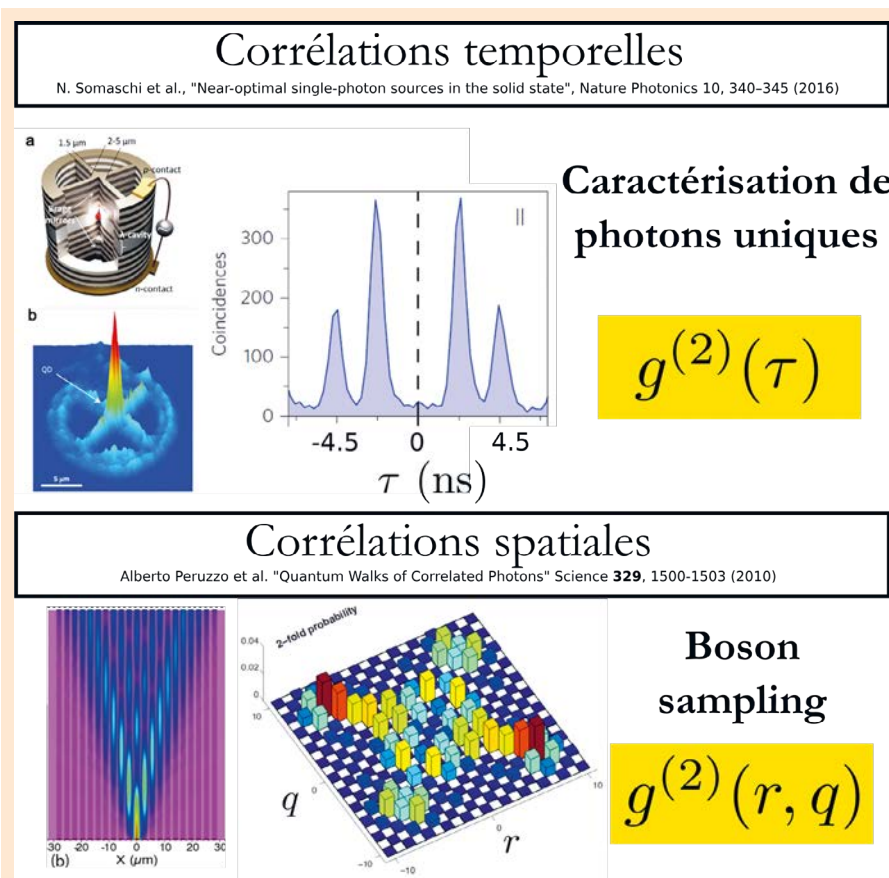


Figure 1. Étude des corrélations du nombre de photons entre deux modes. Les **corrélations** (présence d'un photon dans chaque mode à l'instant  $t$ ) sont identifiées par une **trace verte**, tandis que les **anti-corrélations** (présence d'un photon uniquement dans un mode ou l'autre) sont identifiées par une trace violette. Il s'agit ici de mesurer les corrélations des fluctuations de l'intensité lumineuse entre les modes 1 et 2 au cours du temps. À l'échelle des photons, cela se traduit par la probabilité conditionnelle qu'un photon soit présent dans le mode 2 compte tenu de la présence d'un photon dans le mode 1. Nous avons représenté 3 cas (pédagogiques) correspondant respectivement à une source de paires de photons (corrélations parfaites), un laser cohérent (absence totale de corrélations) et une source de photons uniques (anti-corrélations parfaites).



**Figure 2.** Deux applications quantiques de la mesure de corrélations de photons. Dans le cas des corrélations temporelles, il s'agit de la caractérisation d'une source de photons uniques impulsionnelle à base de boîte quantique [2]. Ici, c'est l'absence de pic de corrélation à  $\tau = 0$  qui est significative. Elle traduit, en effet, que deux photons ne sont jamais produits simultanément par la source. En revanche, la présence de pics de corrélation à  $\tau \neq 0$  s'interprète comme les probabilités qu'un second photon unique soit émis dans les impulsions suivantes ou précédentes. C'est typiquement le ratio des deux pics (central sur latéral) qui permet de déterminer la qualité d'une source de photon unique. Dans le cas spatial, nous introduisons le *boson sampling* qui consiste à calculer quelles sont les corrélations spatiales d'une paire de photon à la sortie d'un réseau de guides optiques couplés de dimension  $k \times k$  où le couplage entre les guides permet de simuler l'action des lames semi-réfléchissantes [3]. Ici, la détection corrélée de photons est essentielle car elle permet d'identifier les couples de photons qui ont réellement voyagé ensemble (c'est-à-dire sous la forme d'un paquet d'onde à deux photons) de ceux qui ont voyagé indépendamment l'un de l'autre (sous la forme de deux paquets d'onde à un photon). Il se trouve que la signature spatiale en sortie du réseau dans les deux cas diffère profondément à cause de l'interférence à deux photons qui n'a aucun équivalent classique.

qui traduit directement le degré des corrélations. Enfin, si la distribution temporelle est telle qu'il existe des anti-corrélations parfaites entre les deux modes, alors  $g_{1,2}^{(2)}(0) = 0$ , matérialisant l'unicité d'un photon entre les deux modes.

D'une façon générale, le degré de corrélation s'exprime en fonction de l'espace et du temps sous la forme  $g^{(2)}(x, t)$ . En pratique, cette fonction est ramenée à une seule variable en fonction des besoins. Comme illustré sur la *figure 2*, la configuration « temporelle » est par exemple utilisée pour la caractérisation des sources de photons uniques pour lesquelles on cherche à

observer des anti-corrélations à  $\tau = 0$  [2]. En effet, pour une source idéale, la présence d'un photon ne doit jamais s'accompagner d'un second photon au même instant, si bien que la fonction d'auto-corrélation  $g^{(2)}(0)$  présente alors une valeur inférieure à 1 (idéalement 0). Les corrélations spatiales sont étudiées, quant à elles, en calcul quantique, pour le *boson sampling* qui s'avère être une tâche très difficile pour un ordinateur classique [3]. Il s'agit d'étudier la distribution spatiale d'une paire de photon à la sortie d'un réseau de lames semi-réfléchissantes (chacune des lames réfléchit ou transmet un photon avec une



## Bancs de caractérisation par la lumière

**COMPOSANTS**

- Monochromateurs
- Sources : UV, VIS, IR
- Détecteurs
- Amplificateurs

**BANCS MODULABLES**

- Caractérisation de sources
- Propriétés optiques des matériaux
- Risque photobiologique
- Cosmétique
- Photovoltaïque



Spectroradiomètre haute-sensibilité



Banc de mesure de transmission sur fibre optique



Design d'un double Monochromateur

Distributeur officiel de :



Light Measurement Excellence.

**Trioptics France**

76 rue d'Alsace  
69100 Villeurbanne  
Tel. 07 72 44 02 03  
Fax : 04 72 44 05 06  
www.trioptics.fr

probabilité 50 %) de dimension  $k \times k$ . Ici, nous nous intéressons directement aux corrélations spatiales simultanées (c'est-à-dire la probabilité jointe qu'un photon sorte du réseau par le port  $r$  et, au même instant, l'autre photon sorte par le port  $q$ ) au travers de la fonction de corrélation  $g_{r,q}^{(2)}(0) = g^{(2)}(r,q)$ .

Ces quelques exemples nous permettent de situer les enjeux de la détection de photon corrélés, mais ouvrent plusieurs questions : comment détecter un photon unique ? À quel type de signal correspond la détection d'un photon ? Quelles sont les grandeurs importantes qui définissent un bon « compteur de photon » ? Quelles sont les méthodes expérimentales qui permettent de "dater" précisément la détection d'un photon ?

### Quelle différence entre un détecteur à quelques photons et un détecteur à photon unique ?

Supposons que nous disposions d'une source idéale de photons uniques à 980 nm qui émette des photons à la demande au rythme de 1 MHz telle que

présentée dans l'article de J.M. Gérard et J. Claudon (p. 29 de ce numéro) : cela correspond à une puissance lumineuse de  $2 \cdot 10^{-13}$  W. S'il est vrai qu'un détecteur classique — en faisant l'hypothèse que chaque photon incident libère un électron par effet photoélectrique — peut facilement « accumuler » temporellement une centaine de photoélectrons pour obtenir une charge mesurable aux bornes d'un condensateur, son gain beaucoup trop faible ne lui permet pas de détecter un photon unique. La solution adaptée est celle d'un tube photomultiplicateur comme schématisé sur la *figure 3*. Dans un tube à vide sont enfermés une dizaine d'électrodes mises à des potentiels croissants. La première, à la tension la plus basse, est une photocathode qui, sous l'action d'un photon, émet un photoélectron.

Ce dernier est accéléré vers la seconde électrode et la frappe avec une énergie cinétique permettant d'arracher plusieurs électrons au métal. Une fois libérés, ces nouveaux électrons sont à leur tour accélérés vers l'électrode suivante pour à nouveau arracher plusieurs électrons chacun. Le nombre d'électrons se trouve ainsi multiplié de

proche en proche et la charge  $Q$  recueillie par la dernière électrode est rapidement amplifiée par un facteur  $10^6$ . Ce gain est suffisamment important pour permettre la détection individuelle du photoélectron initial aux bornes d'un condensateur de capacité  $C$ . Le phénomène peut être observé simplement à l'aide d'un oscilloscope sous la forme de courtes impulsions d'amplitude  $V_0 = Q/C$ . L'utilisateur recueille donc des impulsions électriques qu'il peut « compter » sur l'intervalle de temps de son choix  $\Delta T$ . Il est possible de moyenner ce nombre et de l'exprimer en Hz dans certaines circonstances, mais l'information contenue dans l'instant d'arrivée du photon serait perdue [4].

La différence entre des « détecteurs de photons » capable de mesurer des flux lumineux de quelques centaines de photons et de véritables « compteurs de photons » capables de résoudre le temps d'arrivée d'un photon est de taille. Il s'agit de deux dispositifs complètement différents qui ne fournissent pas le même signal et qu'il ne faut pas confondre. Les technologies quantiques nécessitent de détecter les photons un à un.

#### Quels détecteurs en pratique ? Les détecteurs de photons uniques conventionnels et moins conventionnels

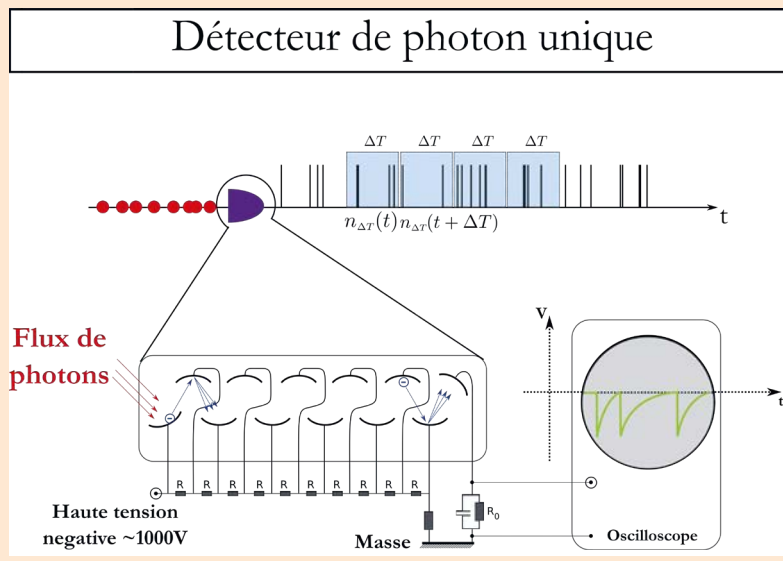
Il s'agit de détecteurs fonctionnant selon le principe du photomultiplicateur, c'est-à-dire sensibles aux photons uniques et capables de renvoyer un signal classique permettant de « marquer » les temps d'arrivée individuels de ces photons. En pratique, les expérimentateurs disposent aujourd'hui de détecteurs à très fort gain à base de diodes semi-conductrices polarisées en inverse à la limite de la tension de claquage (tension pour laquelle la diode devient conductrice). Le principe d'amplification se déroule comme suit : l'arrivée d'un photon donne naissance à une paire électron-trou qui est accélérée vers les bords de la jonction et qui déclenche une avalanche en faisant basculer la diode dans l'état conducteur. Une avalanche d'électrons est ensuite mesurable aux bornes d'une simple résistance (voir l'article « acheter un SPAD » en page 43 de ce numéro).

Récemment, une nouvelle technologie à base de matériaux supraconducteurs est apparue. Le concept de fonctionnement s'apparente au fonctionnement d'un bolomètre extrêmement sensible à l'échauffement du matériau lors de l'absorption d'un photon unique. Une fibre optique délivre de la lumière à la surface d'un ruban supraconducteur (de résistance nulle à environ 2 K) dans lequel circule un courant continu de quelques nA. La quantité d'énergie apportée par un photon ( $2 \cdot 10^{-19}$  J) est suffisante pour localement rendre le matériau résistant au passage du courant. L'augmentation de la différence de potentiel aux bornes du ruban permet de « voir » l'arrivée d'un photon unique. Aujourd'hui, l'activité de recherche et de développement des détecteurs supraconducteurs progresse à grand pas.

Les performances des dispositifs de laboratoire présentent des efficacités proches de 95 %, des giges temporelles de l'ordre de 10 ps, des taux de comptage maximal de 100 MHz pour des taux de coups sombres inférieurs à  $10^{-9}$  ns. Toutes ces qualités ne se trouvent pas réunies dans un seul détecteur pour l'instant, mais la communauté a observé un gain des performances des détecteurs de photons uniques par un facteur 100 en 10 ans. De manière anecdotique, l'œil humain pourrait faire office de compteur de photon. Il est communément admis qu'un œil entraîné et bien habitué à l'obscurité est sensible à un flux de 100 photons par seconde, mais des expériences récentes montrent qu'il est, en fait, capable de résoudre le photon unique [5]. Cependant, l'œil ne doit être utilisé qu'avec une confiance toute relative puisque la fiabilité (non pas l'efficacité qui exclut la probabilité de croire qu'on a vu un photon alors qu'il n'y avait rien) n'est que très légèrement supérieure à 50 % pour « compter » les photons.

Dans un autre registre, tous les détecteurs présentés jusqu'à présent sont inexorablement associés à l'absorption du photon : mesurer le photon revient souvent à perdre le photon ! Une activité de recherche prolifique consiste à mettre en œuvre des techniques de mesure quantique non destructives de photons uniques. Ces mesures s'appuient en général sur un montage d'interférométrie atomique et exploite l'interaction lumière-matière pour induire de petites variations de phase au cœur de l'interféromètre. Toute la difficulté de la technique réside dans la capacité à résoudre ces petits sauts de phase lors du passage d'un photon [6].





**Figure 3.** Principe d'un photomultiplicateur. Des photons incidents produisent, par cascade, des impulsions électriques dont la distribution temporelle reflète celle des photons incidents. En pratique, un photon donne naissance à un photoélectron qui n'est pas suffisant pour obtenir un signal qui peut être mesuré directement. Toutefois, après une dizaine de rebonds, l'amplification est telle que la quantité d'électrons est assez importante pour permettre la détection de chaque photoélectron. Un million d'électrons forment en effet une charge électrique  $Q = 10^{-13}$  C dont l'action électrostatique, bien que faible, est tout à fait mesurable. Arrivant tous ensemble d'un seul coup, ils chargent momentanément le condensateur de lecture  $C_L$  placé au niveau de la dernière électrode. Une capacité de 10 pF peut conduire à des tensions de l'ordre de  $Q/C \sim 10$  mV, facilement observables et dénombrables avec un oscilloscope. L'utilisateur peut alors extraire une grandeur  $n(t)$  qui correspond à un nombre de photons détectés par unité de temps  $\Delta T$ .

### Les systèmes de datation de signaux électriques

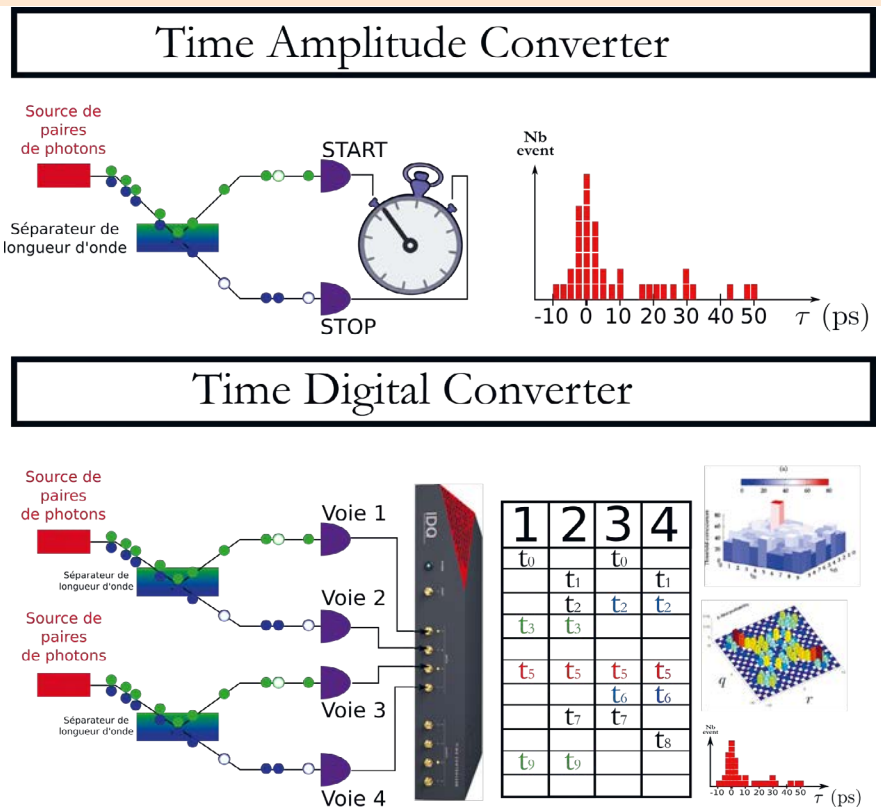
De façon surprenante, les premiers dispositifs de corrélation temporelle sont issus de la recherche en physique des particules mais ne permettaient pas d'attribuer un temps d'arrivée aux photons. Il s'agissait de corrélateurs à deux canaux (*time to amplitude converter*) qui ne mesuraient que le temps relatif qui s'écoulait entre deux événements reçus sur chacune des voies. Autrement dit, ils correspondaient à de simples chronomètres de précision dotés d'une voie « start » et d'une voie « stop » couplés à un convertisseur analogique-numérique. Ce type d'appareil permettait alors de dresser des histogrammes présentant les coïncidences en fonction du temps  $\tau$  qui sépare les événements start et stop, tel que celui présenté sur la *figure 4*. On montre facilement que ce diagramme est directement relié à la fonction de corrélations temporelle  $g^{(2)}(\tau)$  présentée au début de l'article. Leur résolution temporelle reste aujourd'hui inégalée ( $\sim 1$  ps). Cependant, leur fonctionnement à deux seules voies limite toute utilisation dans des expériences exploitant plus de deux photons.

Avec les progrès de l'électronique, des systèmes de datation (*time-digital-converter*) à haute précision sont apparus. Ici, il s'agit simplement

d'une horloge ultra-précise (entre 10 et 100 ps) qui permet d'attribuer à chaque détection une étiquette temporelle qui est ensuite conservée en mémoire. Sa force réside dans le nombre de canaux accessibles et sur la richesse des analyses possibles en post-traitement.

### Application à l'observation de l'intrication en énergie-temps de paires de photons

Pour les technologies quantiques à base de solutions photoniques, les paires de photons intriqués représentent une



**Figure 4.** Principe du « marquage » temporel des photons. Il existe deux façons de traiter les données associées à la détection de photons uniques. La première consiste à mesurer des intervalles de temps entre deux événements à l'aide d'un *time-amplitude converter*. La seconde est plus sophistiquée et plus flexible puisqu'elle consiste à associer une étiquette portant une information temporelle précise à chaque détection.

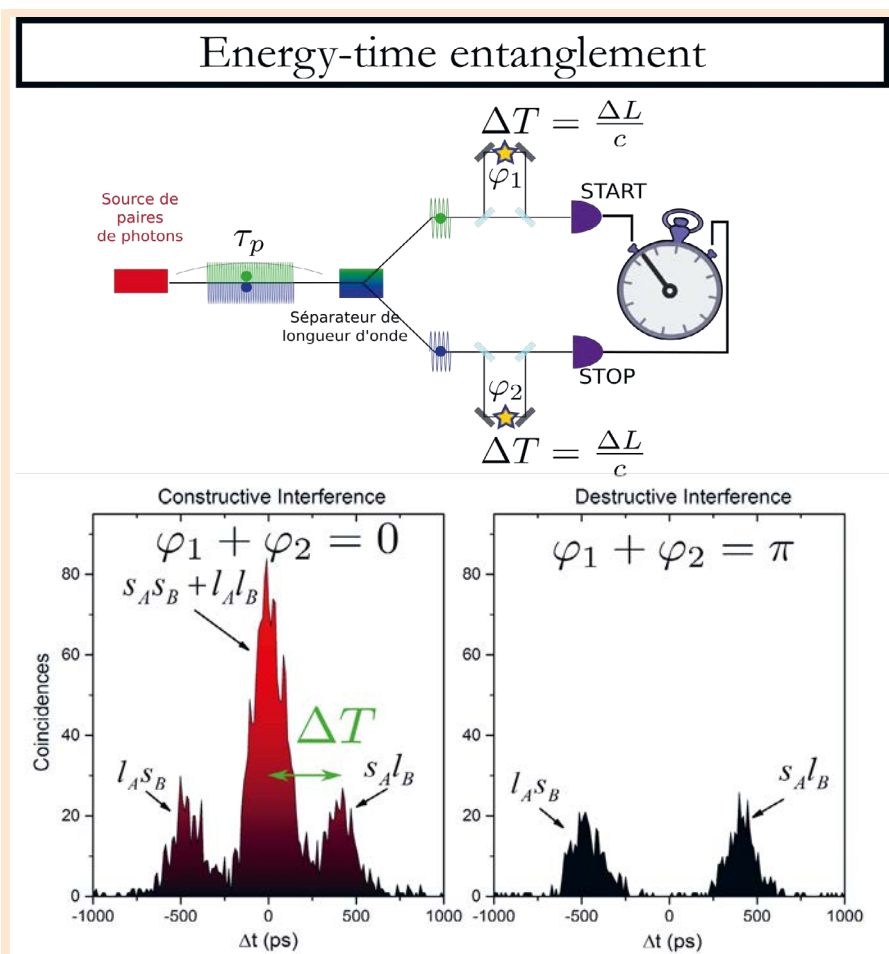


Figure 5. Mesure des corrélations en énergie-temps de paires de photons intriqués via un montage interférométrique de type « Franson ». Le point clef de ce dispositif consiste à observer la cohérence des paires de photons via un phénomène d'interférence, tout en évitant de l'observation des interférences des photons uniques. Pour cela, les conditions expérimentales requièrent des interféromètres fortement déséquilibrés et un système d'analyse temporel permettant de séparer les contributions de la paire de photons (pic central) de celle des deux photons individuels (pics latéraux). Il est ainsi possible d'observer des franges d'interférence (non représentées) qui oscillent avec la sommes des phases ( $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ ) ajustées dans les bras longs des interféromètres. En imaginant les interféromètres séparés par plusieurs dizaines de km, nous pouvons présager de « l'influence à distance » d'un choix de phase ( $\varphi_1$  ou  $\varphi_2$ ) sur le résultat de la mesure jointe. Cela est une manifestation de la non-localité des corrélations quantiques.

d'observer les interférences de la paire avec elle-même en s'affranchissant des interférences à photons uniques. Pour cela, deux interféromètres de Mach-Zehnder fortement déséquilibrés  $\Delta T = \Delta L/c$ , mais identiques l'un à l'autre, sont utilisés comme présenté sur la figure 5. Après les interféromètres, l'état de la paire de photon s'écrit comme la superposition cohérente de 4 configurations :

$$|\psi\rangle = e^{i\varphi_2} |s_1 l_2\rangle + |s_1 s_2\rangle + e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} |l_1 l_2\rangle + e^{i\varphi_1} |l_1 s_2\rangle$$

où  $s$  et  $l$  correspondent respectivement aux chemins « short » ou « long » suivis par les photons de chaque mode (1 et 2) et  $1,2$  sont les déphasages introduits sur les bras longs des deux interféromètres. La trace de corrélation temporelle d'un tel état correspond à trois pics et il convient de remarquer que le pic central est le résultat de la superposition de deux chemins indiscernables  $|s_1 s_2\rangle$  et  $|l_1 l_2\rangle$  dans le cas où la cohérence  $\tau_p$  de la paire de photon (qui est reliée à celle du laser de pompe) est bien supérieure à  $\Delta L/c$ . Il est donc possible d'observer un phénomène d'interférence (non-locale) qui se traduit par une disparition du pic central sous certaines conditions de la somme des phases  $\varphi_1 + \varphi_2$ . Seul le comptage de photons corrélés en temps, c'est-à-dire en utilisant des compteurs de photons associés à un dispositif d'analyse de corrélations temporelles, permet d'observer expérimentalement ce phénomène quantique.

ressource largement exploitée. Ces paires sont communément générées par conversion paramétrique d'un photon de pompe en une paire de photons au sein d'un cristal non linéaire. Ce processus respecte la conservation de l'énergie qui impose de fortes corrélations entre les photons d'une même paire. Sachant que les photons appariés sont forcément générés simultanément, mais que l'instant d'émission d'une paire est délocalisée de façon cohérente sur la cohérence du laser, on parle alors d'intrication énergie-temps. Un montage expérimental permettant de révéler ces corrélations a été proposé par J.D. Franson [8] et requiert

**POUR EN SAVOIR PLUS**

- [1] R.J. Glauber, The quantum theory of optical coherence, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963)
- [2] N. Somasch *et al.*, Near-optimal single-photon sources in the solid state), *Nature Photonics* **10**, 340 (2016)
- [3] A. Peruzzo *et al.*, Quantum Walks of Correlated Photons), *Science* **329**, 1500 (2010)
- [4] P. Grangier, G. Roger and A. Aspect, Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences), *EPL* **1**, 173 (1986)
- [5] J.N. Tinsley *et al.*, Direct detection of a single photon by humans, *Nature Communications* **7**, 12172 (2016)
- [6] S. Gleyzes *et al.*, Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity, *Nature* **446**, 297 (2007)
- [7] Q.-C. Sun *et al.*, Quantum teleportation with independent sources and prior entanglement distribution over a network, *Nature Photonics* **10**, 671 (2016)
- [8] J.D. Franson, Bell inequality for position and time, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2205 (1989)