

SCUOLA NORMALE SUPERIORE

QUADERNI

Note :

L'article qui suit a été écrit pour un ouvrage collectif réalisé en l'honneur du professeur Adriano GOZZINI

PISA - 1987

Dualité onde-particule pour un photon unique

A. ASPECT (*)

1. - Introduction

Les problèmes soulevés par l'interprétation de la Mécanique Quantique ont toujours passionné le Professeur Gozzini. Je l'ai vu souvent poser à ses interlocuteurs une question dont il connaissait la réponse technique, mais pour laquelle il souhaitait savoir comment chacun comprenait cette réponse technique.

Les expériences que je souhaite décrire ici, expériences réalisées à l'Institut d'Optique d'Orsay avec Philippe Grangier et Gérard Roger, sont reliées au problème sans doute le plus ancien, et pourtant toujours aussi étonnant (si on veut bien retrouver la fraîcheur d'esprit du physicien débutant): il s'agit de la dualité onde corpuscule, illustrée ici par des expériences portant sur des paquets d'onde à un seul photon. J'espère qu'elles donneront au Professeur Gozzini l'occasion d'exercer son art des questions faussement naïves.

On lit souvent que les expériences historiques d'interférences dites "à un seul photon" constituent une preuve expérimentale de la dualité onde corpuscule pour la lumière. Nous voudrions nuancer cette affirmation. Certes des interférences ont été observées avec des flux lumineux extrêmement faibles, montrant un indiscutable comportement ondulatoire. Mais nous voulons faire remarquer que le comportement du type particule n'a pas été clairement observé dans ces expériences. On peut même affirmer, à la lumière des discussions modernes sur les propriétés quantiques de la lumière [1,2], qu'il était exclu d'observer un comportement du type particule. En effet, toutes ces expériences ont été faites avec des sources traditionnelles (source thermique, lampe à décharge, ou laser) dont on sait que la lumière est parfaitement décrite par un champ électromagnétique classique, même lorsqu'elle est extrêmement atténuée.

Nous verrons qu'au contraire des paquets d'onde à un seul photon manifesteraient un comportement typique de particule, l'anticorrelation des détections de part et d'autre d'une lame semi réfléchissante. Nous établirons un critère quantitatif, montrant que ce comportement est impossible à interpréter en terme d'onde classique.

Nous avons construit une source produisant des paquets d'onde "à un seul

(*) Collège de France - Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS - 24, rue Lhomond - 75005 Paris

photon. Il a alors été possible d'observer le comportement caractéristique de particule unique. La même source a été utilisée dans une expérience d'interférométrie, et nous nous sentons donc fondés à affirmer que nous avons observé des interférences à un seul photon [3].

2. - Interférences en lumière très atténuée

Dès le début de la théorie quantique, on s'est posé la question des interférences dites "à un seul photon". L'écrasante majorité des expériences en lumière très atténuée a permis d'observer un comportement ondulatoire (Table I), à l'image de la première expérience de Taylor (1909) qui observait la figure de diffraction d'une aiguille sur une photographie ayant requis six mois d'exposition. Dirac put en conclure "qu'un photon interfère...avec lui même"[4].

Table I: Interférences en lumière très atténuée. Toutes ces expériences ont été réalisées avec des sources traditionnelles très atténuées.

Auteurs	Date	Expérience	Détecteur	Flux de Photon (s^{-1})	Interférences
Laylor (a)	1909	Diffraction	Photographie	10^7	Oui
Dempster et al. (a)	1927	(i) Réseau	Photographie	10^2	Oui
		(ii) Fabry Pèrot	Photographie	10^2	Oui
Janossy et al. (c)	1957	Interferomètre de Michelson	Photomultiplicateur	10^2	Oui
Gottlieb (d)	1963	Fentes d'Young	Intensificateur d'image	2×10^4	Oui
Scarl et al. (e)	1968	Fentes d'Young	Photomultiplicateur	2×10^4	Oui
Dontsov et al. (f)	1967	Fabry Pèrot	Intensificateur d'image	10^2	Non
Reynolds et al. (g)	1969	Fabry Pèrot	Intensificateur d'image	10^2	Oui
Bozec et al. (h)	1969	Fabry Pèrot	Photographie	10^2	Oui
Grishaev et al. (i)	1969	Interferomètre de Jamin	Intensificateur d'image	10^3	Oui

Références de la Table I

- (a) G.I. TAYLOR, Proc. Cambridge Philos. Soc., 15, 114 (1909).
- (b) A.J. DEMPESTER et H.F. BATTIO, Phys. Rev., 30, 644 (1927).
- (c) L. JANOSSY et Z. NARAY, Acta Phys. Hungaria, 7, 403 (1967).
- (d) H.M. GRIFFITHS, Princeton University Senior Thesis (1963).
- (e) G.T. REYNOLDS et al., Advances in electronics and electron physics, 28 B, Academic Press, London (1969).
- (f) Y.P. DONTSOV et A.I. BAZ, Sov. Phys. JEPT, 25, 1 (1967).
- (g) G.T. REYNOLDS, K. SPARTALIAN et D.B. SCARL, Nuovo Cim., B 61, 355 (1969).
- (h) P. BOZEC, M. CAGNET et G. ROGER, C.R. Acad. Sci., 269, 883 (1969).
- (i) A. GRISHAEV et al., Sov. Phys. JEPT, 32, 16 (1969).

L'affirmation que le processus d'interférence met en jeu un seul photon

à la fois de...ait en général d'un raisonnement prenant en compte le flux énergétique Φ dans l'interféromètre, qui permet de calculer un "flux de photons" $\Phi/h\nu$. On montre alors qu'en moyenne, il y a moins d'un photon à la fois dans l'interféromètre. Si on admet l'indépendance statistique des photons, on peut en déduire que la probabilité d'avoir deux photons simultanément présents dans l'interféromètre est petite comparée à la probabilité d'en avoir un. On en conclut que l'effet observé est essentiellement dû à des phénomènes à un seul photon.

Ce type d'argument est correct, pour autant que l'on accepte le concept de photon, c'est à dire que l'on admet qu'un faisceau lumineux est constitué de grains d'énergie $h\nu$. Mais encore faut il montrer que le concept de photon est nécessaire. On dit généralement que la nature ponctuelle des processus de détection est une manifestation de l'existence du photon. Plus précisément, l'interprétation d'Einstein de l'effet photoélectrique est considérée comme une preuve de la nécessité de décrire la lumière comme constituée de photons.

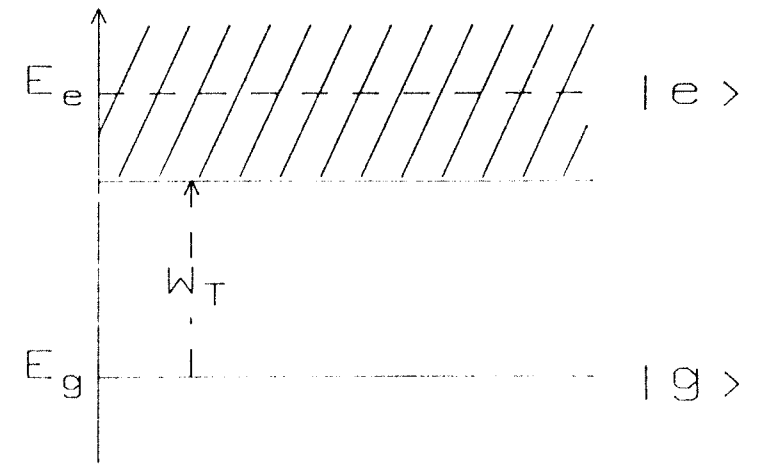


Figure 1. Modèle de détecteur pour l'effet photoélectrique: atome avec un état fondamental $|g\rangle$ et un continuum d'états ionisés. Dans l'état $|e\rangle$, l'électron libre a une énergie cinétique $E_e - E_g - W_t$.

En fait, il est très simple de montrer que toutes les caractéristiques de l'effet photoélectrique peuvent être obtenues à partir d'un modèle où la lumière est décrite comme une onde électromagnétique classique interagissant avec un détecteur qui est quantifié [1] [5]. Considérons par exemple un détecteur constitué d'un atome possédant un état fondamental $|g\rangle$ et un continuum d'états ionisés $|e\rangle$, séparés par un intervalle W_t (Fig. 1). Cet atome interagit avec un champ électromagnétique classique par interaction dipolaire électrique, représentée par l'hamiltonien $\epsilon \hat{D}$ où le champ électrique est un nombre, tandis que \hat{D} est l'opérateur dipole électrique. Si ϵ est un champ sinusoïdal d'amplitude ϵ_0 de pulsation ω , le taux de transition de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$ s'obtient par la règle

3.a. - Critère de distinction.

Pour établir un critère quantitatif, considérons une source émettant des impulsions lumineuses qui tombent sur une lame séparatrice (Fig. 2). Synchronisées avec ces impulsions, des portes électriques valident les photodétecteurs pendant un intervalle de temps w , recouvrant l'arrivée de l'impulsion lumineuse. On compte ainsi les détections simples dans les voies réfléchiée et transmise; une coïncidence est comptée s'il y a détection dans les deux voies durant la même porte w . En appelant N_r, N_t et N_c les taux de comptage correspondants (comptages validés) et N_1 le taux de génération de coïncidence durant une porte.

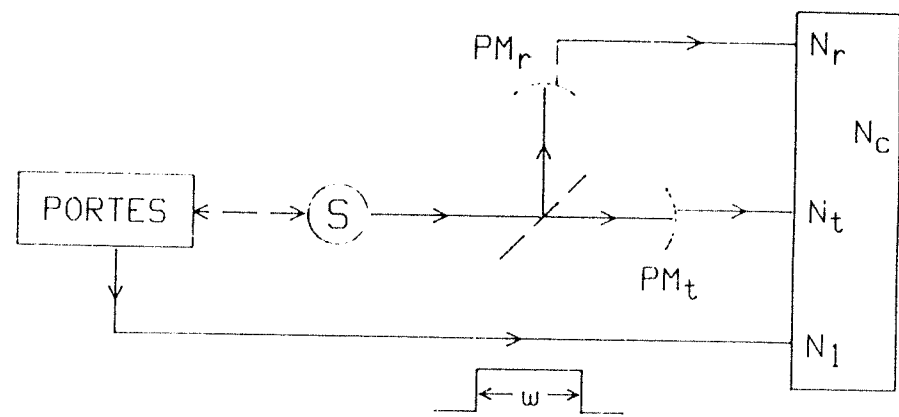


Figure 2. Mesure des corrélations entre détections de part et d'autre d'une séparatrice. La source s émet des impulsions lumineuses tombant sur la séparatrice. Un système électronique génère des portes de durée w synchrones avec les impulsions lumineuses. Les détections par PM_r et PM_t ne sont validées que durant les portes. On compte une coïncidence si deux détections se produisent pendant la même porte.

$$(2.a) \quad P_t = \frac{N_t}{N_1} \quad P_r = \frac{N_r}{N_1}$$

$$(2.b) \quad P_c = \frac{N_c}{N_1}$$

Dans une description classique de la lumière par une onde électromagnétique, l'intensité lumineuse $I(t)$ est divisée en fractions réfléchiée et transmise. Les probabilités de photodétection pendant la porte de comptage numéro n sont

d'or de Fermi:

$$1) \quad \frac{d}{dt} P_{g \rightarrow e} = \frac{\pi}{2\hbar} | \langle e | \hat{D} | g \rangle |^2 \epsilon_0^2 \rho(\epsilon) \delta(E_e - E - g - \hbar\omega)$$

Une intégration sur l'ensemble des états finaux donnerait le taux total d'ionisation, mais la formule (1) contient déjà toutes les caractéristiques de l'effet photoélectrique. L'existence d'un seuil est reliée au fait que la densité d'états excités $\rho(\epsilon)$ est nulle si $E_e < E_g + W_T$. La probabilité de détection est proportionnelle à l'intensité lumineuse ϵ_0^2 . L'énergie finale est $E_e = E_g + \hbar\omega$, et donc l'énergie cinétique de l'électron est $\hbar\omega - W_t$. Notons pour terminer que le caractère discret des photodétections peut être attribué au caractère quantique du détecteur.

Nous pouvons donc conclure cette discussion en disant que le concept de photon n'est pas nécessaire pour les expériences en lumière atténuée. On peut se contenter d'un modèle où la lumière est une onde électromagnétique classique (il n'y a alors aucune surprise à observer des interférences) et où le détecteur est quantique.

Il serait possible d'objecter que l'on connaît maintenant plusieurs effets - appelés "non classiques" - impossibles à interpréter par un tel modèle. Mais on sait que ces effets ne sont observables que pour de la lumière émise dans des états très particuliers. Or la lumière utilisée dans les expériences d'interférences de la Table I n'était pas dans un état non classique. Même très atténuée la lumière émise par les sources traditionnelles ne peut donner lieu à aucun comportement quantique. Ses propriétés sont radicalement différentes de celles d'états à un seul photon, comme nous allons le montrer maintenant.

3. - L'anticorrélation sur une lame semi-réfléchissante, comportement caractéristique d'un photon unique

Bien qu'un certain nombre de comportements non classiques de la lumière aient été observés [6 - 9], il n'y avait aucune étude de la situation conceptuellement très simple où un seul photon tombe sur une lame séparatrice. Dans ce cas, la théorie quantique de la lumière prédit une anticorrélation parfaite entre les détections de part et d'autre de la lame. On peut détecter le photon d'un côté ou de l'autre, mais jamais des deux côtés à la fois. Au contraire, une description en terme d'ondes conduit à la prévision d'un certain taux de coïncidences, puisqu'une onde se partage sur la lame séparatrice. Il est donc possible de caractériser expérimentalement le comportement corpusculaire d'un état à un seul photon par l'étude des coïncidences entre détections de part et d'autre d'une lame semi réfléchissante.

proportionnelles à la lamination pendant cette porte

$$(3) \quad L_n = \int_{t_n}^{t_n + \omega} I(t) dt$$

(on suppose que les diverses probabilités sont petites devant 1). En introduisant une moyenne sur l'ensemble des portes (notée $\langle \rangle$), on peut exprimer les probabilités simples

$$(4.a) \quad P_t = \eta_t \langle L_n \rangle \quad P_r = \eta_r \langle L_n \rangle$$

où η_t et η_r sont des rendements globaux de détection, incluant les coefficients de partage sur la lame séparatrice.

La probabilité de coïncidence par porte s'écrit avec les mêmes notations

$$(4.b) \quad P_c = \eta_r \eta_t \langle L_n^2 \rangle$$

L'inégalité de Cauchy-Schwartz

$$(5) \quad \langle L_n^2 \rangle \geq \langle L_n \rangle^2$$

s'applique à la moyenne sur les fenêtres $\langle \rangle$. En conséquence, toute description ondulatoire d'une telle expérience prévoit une probabilité minimale de coïncidences

$$(6.a) \quad P_c \geq P_r P_t$$

ce qui peut encore s'écrire:

$$(6.b) \quad \alpha \geq 1 \text{ avec } \alpha = \frac{N_c \cdot N_t}{N_r \cdot N_t}$$

Cette inégalité signifie que le taux de coïncidences ne peut (dans ce modèle) être inférieur au taux de "coïncidences fortuites".

Nous disposons donc d'un critère permettant de caractériser le comportement quantique d'une impulsion à un seul photon: il s'agit de la violation de l'inégalité (6), incompréhensible en terme de paquet d'onde classique, et au contraire clairement prévue par la théorie quantique si on a un paquet d'onde à un seul photon. Nous allons maintenant préciser quel type d'état est susceptible de donner un tel comportement.

3.b. - Description quantique d'un état à seul photon

Restreignons nous à des états du champ dans lesquels les seuls modes non vides correspondent à des ondes planes se propageant suivant $\vec{O}z$ avec une polarisation déterminée. L'état

$$(7) \quad |\psi\rangle = K \sum_{\omega} \frac{e^{i\omega t_0}}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2} |n_{\omega} = 1\rangle$$

est un état à un seul photon ($|n_{\omega} = 1\rangle$ est un état à un seul photon dans le mode de pulsation ω , tous les autres modes étant vides). On vérifie en effet immédiatement que $|\psi\rangle$ est un état propre de l'opérateur "nombre de photons" $N = \sum_{\omega} a_{\omega}^{\dagger} a_{\omega}$ (a_{ω} et a_{ω}^{\dagger} sont les opérateurs de destruction et de création dans le mode ω), la valeur propre correspondante étant 1.

Pour montrer qu'il s'agit d'un paquet d'ondes, calculons la probabilité $\frac{d}{dt} P(z, t)$ d'observer une détection à l'instant t au point z . En suivant Glauber [2], cette probabilité est proportionnelle à

$$(8.a) \quad \langle \psi | E^{-}(z, t) E^{+}(z, t) | \psi \rangle$$

expression mettant en jeu les opérateurs conjugués hermitiques E^{-} et E^{+} associés aux fréquences négatives et positives du champ électrique

$$(8.b) \quad E^{+}(z, t) = i \sum_{\omega} \xi(\omega) a_{\omega} e^{i(kz - \omega t)}$$

L'expression (8.a) se calcule en transformant les sommes \sum_{ω} en intégrales. En tenant compte du fait que $\xi(\omega)$ (proportionnel à $\omega^{1/2}$) varie peu sur un intervalle $\Delta\omega$ de l'ordre de Γ , on trouve finalement

$$(9) \quad \frac{dP}{dt}(z, t) = \epsilon \Gamma H\left(t - t_0 - \frac{z}{c}\right) e \exp\left(-\Gamma\left(t - t_0 - \frac{z}{c}\right)\right)$$

où $H(u)$ est la fonction échelon de Heaviside, et ϵ est une constante jouant le rôle d'un rendement de détection à ω_0 .

L'impulsion lumineuse se comporte donc comme un paquet d'ondes se déplaçant suivant Oz à la vitesse c , débutant à t_0 en $z = 0$, et exponentiellement amorti.

Mais si nous calculons maintenant la probabilité d'une détection en coïncidence dans l'expérience de la figure 2, cette probabilité va être proportionnelle à

$$(10) \quad \langle \psi | E^{-}(z_1, t_1) E^{-}(z_2, t_2) E^{+}(z_2, t_2) E^{+}(z_1, t_1) | \psi \rangle$$

Pour un état à un seul photon comme celui écrit en (7), l'expression (10) est identiquement nulle car les opérateurs de destruction sont appliqués deux fois. La théorie quantique prévoit donc bien une anticorrélation totale lorsque l'on a un photon unique.

3.c. Description quantique d'une impulsion émise par une source traditionnelle

Pour mieux comprendre l'originalité du paquet d'onde à un seul photon introduit ci dessus, nous allons le comparer à une impulsion lumineuse très atténuée émise par une source traditionnelle, une diode laser par exemple. On sait [1] [2] que la lumière émise par de telles sources peut être décrite comme un mélange d'états cohérents. (L'état cohérent de Glauber $|\alpha_\omega\rangle$ est un état propre de l'opérateur destruction a_ω , la valeur propre correspondante étant le nombre α_ω).

Considérons l'état cohérent

(11.a) $|\psi'\rangle = |\{\alpha_\omega\}\rangle = |\alpha_{\omega_1}\rangle \otimes |\alpha_{\omega_2}\rangle \otimes \dots$

avec

(11.b)
$$\alpha_\omega = \frac{e^{i\omega t_0}}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2}$$

Cet état est un état propre de l'opérateur de champ électrique $E^+(z, t)$, la valeur propre correspondante étant

(12.a)
$$\epsilon_{c1}^+(z, t) = \sum \xi(\omega) \frac{e^{-i\omega(t-t_0-z/c)}}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2}$$

En négligeant la variation de $\xi(\omega)$ autour de ω_0 , on trouve que ϵ_{c1}^+ a très exactement la même forme qu'un paquet d'onde classique amorti

(12.b)
$$\epsilon_{c1}^+(z, t) = \epsilon_0 H(\tau) e^{-\frac{\Gamma}{2}\tau} e^{-i\omega\tau}$$

(on a posé $\tau = t - t_0 - z/c$).

Il est facile de vérifier que, dans l'état $|\psi'\rangle$, les probabilités de détection, simples ou en coïncidence, sont identiques à celles de la théorie classique pour le champ classique (12.b):

(13.a)
$$\frac{d}{dt} P(z, t) = \epsilon\Gamma H(\tau) e^{-\Gamma\tau}$$

(13.b)
$$\frac{d^2}{dt_1 dt_2} P(z_1 t_1; z_2, t_2) = \epsilon^2 \Gamma^2 H(\tau_1) H(\tau_2) e^{-\Gamma(\tau_1 + \tau_2)}$$

Le comportement sur la lame semi réfléchissante de la figure 2 sera donc conforme à l'inégalité (6). Ici, on aura en fait

(14)
$$P_r \cdot P_t = P_c \text{ ou encore } \alpha = 1$$

Il est important de réaliser que cette propriété va rester vraie quelle que soit l'atténuation de l'impulsion. Nous allons tenter d'interpréter ce résultat en terme

de photons. Calculons d'abord le nombre moyen de photons par impulsion.

(15.a)
$$\bar{n} = \langle \psi' | \sum_\omega a_\omega^\dagger a_\omega | \psi' \rangle = \sum_\omega |\alpha_\omega|^2$$

Il est tout à fait possible d'être dans une situation où \bar{n} est petit devant 1, si l'impulsion a été suffisamment atténuée. Mais un tel état restera radicalement différent d'un état à un seul photon. Par exemple, $|\psi'\rangle$ n'est pas un état propre de l'opérateur N , nombre de photons, comme on le voit en calculant la variance de N :

(15.b)
$$\langle \psi' | N^2 | \psi' \rangle = \bar{n} + (\bar{n})^2$$

d'où

(15.c)
$$\Delta n^2 = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \bar{n}$$

Notons que la dispersion relative

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = (\bar{n})^{-1/2}$$

est d'autant plus grande que l'impulsion est plus atténuée.

De façon plus précise, on peut s'intéresser aux probabilités $\mathcal{P}(n)$ d'avoir n photons dans l'état $|\psi'\rangle$. Dans le cas où $\bar{n} \ll 1$, on trouve

(16)
$$\mathcal{P}(1) \simeq \bar{n} \quad |\mathcal{P}(2) \simeq \frac{(\bar{n})^2}{2}$$

(distribution de Poisson avec un paramètre petit devant 1). Ainsi même si le nombre moyen de photons par impulsion est très petit devant 1, il existe toujours une probabilité non nulle d'avoir 2 photons dans l'impulsion. La contribution de ce terme à deux photons permet de comprendre l'origine des coïncidences prévues pour une telle impulsion, dans l'expérience de la figure 2. En prenant pour simplifier une lame séparatrice dont la transmission et la réflexion sont égales, on trouve par simple dénombrement des résultats possibles

(17)
$$P_r = P_T \simeq \frac{\mathcal{P}(1)}{2} \quad P_c \simeq \frac{1}{2} \mathcal{P}(2)$$

ce qui, compte tenu de (16), donne bien

$$P_c = P_r P_t$$

3.d. - Conclusion

Dans ce § 3, nous avons donc présenté un schéma d'expérience permettant de distinguer entre les prévisions de la théorie quantique de la lumière et les prévisions des théories semi-classiques. Cette distinction n'apparaît que pour un paquet d'onde à un seul photon, tel que celui décrit au § 3.b. Au contraire un paquet d'onde émis par une source traditionnelle tel celui décrit au § 3.c, ne permet pas de faire la distinction, même si ce paquet d'onde transporte, en moyenne, beaucoup moins d'un photon. Il est essentiel de réaliser qu'une impulsion issue d'une source traditionnelle, même très atténuée, est radicalement différente d'une impulsion à un seul photon.

4. - Anticorrélation sur une lame séparatrice: expériences

Nous avons construit un appareillage correspondant au schéma de la Fig. 2. On mesure les taux de détections simples et en coïncidence de part et d'autre d'une lame séparatrice, pendant des portes synchronisées avec les impulsions lumineuses de la source. Nous avons ainsi étudié des impulsions lumineuses émises par une source traditionnelle atténuée (4.a). Puis nous avons analysé les impulsions lumineuses émises par une source spécifiquement conçue pour émettre des paquets d'onde à un seul photon (4.b).

4.a. - Source traditionnelle atténuée

Il s'agit d'une diode électroluminescente produisant des impulsions lumineuses dont le temps de montée est environ 1,5 ns, et le temps de retombée de l'ordre de 6 ns. Les portes synchrones, déclenchées par le générateur d'impulsions électriques excitant la diode, ont 9 ns de largeur, et recouvrent complètement les impulsions lumineuses.

Taux de portes $N_1 (s^{-1})$	Comptages simples		Durée $T (s)$	Coïncidences mesurées $N_c T$	Coïncidences attendues si $\alpha = 1$ $\frac{N_{21} \cdot N_{22} T}{N_1}$
	$N_{21} (s^{-1})$	$N_{22} (s^{-1})$			
4 760	3.02	3.76	31 200	82	74.5
8 880	5.58	7.28	31 200	153	143
12 130	7.90	10.2	25 200	157	167
20 400	14.1	20.0	25 200	341	349
35 750	26.4	33.1	12 800	329	313
50 800	44.3	48.6	18 800	840	798
67 600	69.6	72.5	12 800	925	955

Table II: Mesure de corrélation pour des impulsions émises par une diode atténuée (0.01 photon par impulsion). La dernière colonne indique le nombre de coïncidences attendues pour $\alpha = 1$. Toutes les mesures sont compatibles avec $\alpha = 1$. Il n'y a aucune anticorrélation. Remarquer que les taux de comptages simples sont proches de ceux de la table III.

Une densité neutre permet d'atténuer la lumière à un niveau donnant une détection pour 1000 impulsions. Le rendement quantique du détecteur étant d'environ 10%, on peut estimer l'énergie de chaque impulsion à environ 0.01 photon.

La table II montre les résultats des mesures d'anticorrélation. La quantité α intervenant dans l'inégalité (6) a été trouvée égale à 1 dans toutes les situations. Aucune anticorrélation n'a été observée.

Cette expérience confirme donc l'analyse théorique du § 3.c suivant laquelle les impulsions émises par une source traditionnelle, même très atténuées (ici moins d'un centième de photon par impulsion), ne donnent lieu à aucune anticorrélation.

4.b. - Impulsions à un seul photon

Un atome excité dans un niveau de résonance émet un photon unique, à cause de la conservation de l'énergie. Dans une lampe à décharge traditionnelle, les nombreux atomes émettent simultanément, et leur nombre fluctue. La lumière émise doit être décrite par une matrice densité prenant en compte ces éléments, et incluant en particulier la possibilité d'avoir plusieurs photons émis simultanément. On peut montrer que si le nombre d'atomes excités fluctue suivant une loi de Poisson la lumière émise peut être décrite par un mélange statistique d'états cohérents. C'est un exemple de ce que nous avons appelé une source traditionnelle.

L'observation d'un comportement non classique dans la lumière de fluorescence pourra se faire s'il est possible d'isoler les émissions d'atomes uniques. Kimble et al [8] ont ainsi pu observer un dégroupement de photons dans la lumière de fluorescence émise par une source où un seul atome est présent à la fois dans le volume d'interaction. Dans notre expérience [3], c'est dans le temps et non dans l'espace que l'on a isolé l'émission d'un seul atome.

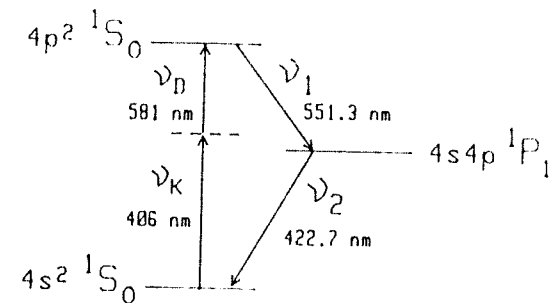


Figure 3. Cascade radiative du Calcium produisant les impulsions à un seul photon. Le photon ν_1 est utilisé pour déclencher la porte (Figure 2), tandis que ν_2 est envoyé sur la séparatrice. L'atome est excité dans l'état supérieur par deux lasers stabilisés produisant une transition à deux photons.

Notre source [10] comporte des atomes qui sont excités dans le niveau supérieur d'une cascade radiative atomique (Fig. 3). Deux photons de fréquence ν_1 et ν_2 sont alors réémis; les instants de détection sont séparés par un intervalle de temps qui est distribué suivant une loi de décroissance exponentielle. La constante de cette exponentielle est la durée de vie de l'état intermédiaire de la cascade, ici $\tau_s = 4.7$ ns. Lorsque le taux d'excitation de la cascade est beaucoup plus petit que $(\tau_s)^{-1}$, les cascades sont bien séparées dans le temps. On peut alors utiliser la détection de ν_1 pour déclencher porte de durée $W \approx 2\tau_r$ (Fig. 2), et on isole ainsi les processus à un atome. En effet, durant la porte, la probabilité de détecter le photon ν_2 associé à ν_1 est beaucoup plus grande que la probabilité d'observer un photon ν_2 provenant de n'importe quel autre atome. La lumière émise est alors proche d'une impulsion à un seul photon [11], et l'on peut espérer une forte anticorrélation sur la lame séparatrice.

Les valeurs attendues pour les taux de comptage se calculent en tenant compte de la possibilité que plusieurs atomes soient simultanément excités. Nous noterons N_c le nombre de cascades excitées par seconde et $\epsilon_1, \epsilon_t, \epsilon_r$ les rendements globaux de détection pour les photons ν_1 et ν_2 (les ϵ tiennent compte des rendements de collection, des transmissions des optiques y compris la séparatrice et du rendement quantique des détecteurs). On trouve

$$\begin{aligned} (18.a) \quad N_1 &= \epsilon_1 N_c \\ (18.b) \quad N_t &= N_1 \epsilon_t [f(w) + N_c w] \\ (18.b') \quad N_r &= N_1 \epsilon_r [f(w) + N_c w] \\ (18.c) \quad N_c &= N_1 \epsilon_r \epsilon_t [2f(w) N_c w + (N_c w)^2] \end{aligned}$$

La quantité $f(w)$, très voisine de 1, est le produit du facteur $[1 - \exp(-w/\tau_s)]$ (recouvrement de l'impulsion lumineuse et de la porte) par un facteur supérieur à 1 lié à la corrélation angulaire entre les photons ν_1 et ν_2 [12].

La prédiction quantique pour la quantité α de l'équation (6) est donc

$$(19) \quad \alpha_{MQ} = \frac{2f(w) N_c w + (N_c w)^2}{[f(w) + N_c w]^2}$$

Cette quantité est inférieure à 1, comme prévu, et elle se rapproche de 0 si $N_c w$ devient très petit devant $f(w)$, ce qui confirme l'argument intuitif demandant que $N_c \tau_s$ soit petit devant 1 pour observer une forte anticorrélation.

L'électronique de comptage, avec son système de portes, est un élément essentiel de l'expérience. La porte de validation w est en fait réalisée par décision logique, après mesure de l'intervalle de temps entre les détections de ν_1 et ν_2 par un convertisseur temps amplitude. Les portes peuvent ainsi être réglées à 0.1 ns près.

La table III montre les taux de comptage mesurés, pour diverses valeurs du taux d'excitation N_c . Les valeurs correspondantes de α ont été reportées sur la figure 4, en fonction de $N_c w$. Conformément à l'équation (19), la violation de l'inégalité (6) augmente lorsque $N_c w$ diminue. Mais le signal diminue alors,

et il devient nécessaire d'accumuler les données pour atteindre une précision statistique raisonnable. Une violation maximale de plus de 13 écarts-type a été obtenue après 5 heures d'accumulation. La valeur $\alpha = 0,18 \pm 0,06$ correspond à un nombre total de 9 coïncidences observées, au lieu de 50 comme limite inférieure de l'inégalité (6). Ce nombre est en accord avec l'expression (18.c) qui tient compte de la possibilité de quelques excitations simultanées.

Taux de portes	Comptages simples		Durée	Coïncidences mesurées	Coïncidences attendues si $\alpha=1$
$N_1 (s^{-1})$	$N_{2r} (s^{-1})$	$N_{2t} (s^{-1})$	$T (s)$	$N_c T$	$\frac{N_{2r} N_{2t} T}{N_1}$
4 720	2.45	3.23	1 200	6	25.5
8 870	4.55	5.75	17 200	9	50.8
12 100	6.21	8.44	14 800	23	64.1
20 400	12.6	17.0	19 200	86	204
36 500	31.0	40.6	13 200	273	456
50 300	47.6	61.9	8 400	314	492
67 100	71.5	95.8	3 600	291	367

Table III: Mesure de corrélation pour les impulsions à un seul photon émises par la cascade radiative. La dernière colonne indique le nombre de coïncidences attendues pour $\alpha = 1$. On observe une anticorrélation très nette. Comparer ces données à la table II.

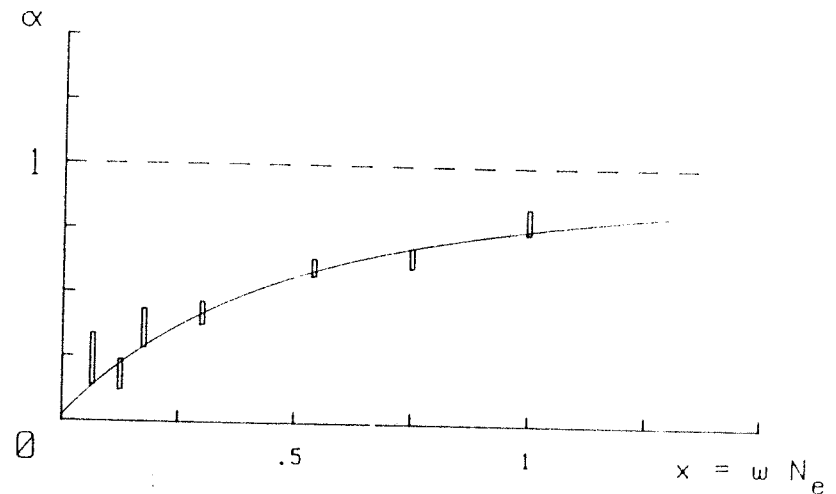


Figure 4. Paramètre de corrélation α , en fonction de $w N_c$ (nombre de cascades excitées pendant une porte). Les barres d'erreur indiquent ± 1 écart type. La ligne continue est le résultat du calcul quantique pour la source utilisée. L'inégalité $\alpha < 1$ (anticorrélation) caractérise un comportement typiquement quantique.

4.c. - Conclusion

Nous avons donc montré que nous disposons d'une source produisant des

impulsions lumineuses qui ont le comportement caractéristique des impulsions à un seul photon, à savoir une forte anticorrélation entre détections de part et d'autre d'une séparatrice.

Au contraire, des impulsions lumineuses issues d'une source traditionnelle très atténuée n'ont pas eu ce comportement. Il s'agissait pourtant d'impulsions contenant en moyenne beaucoup moins d'un photon, et qui, dans le contexte de la table I, auraient certainement été considérées comme utilisables pour des expériences d'interférences "à un seul photon".

Disposant pour notre part d'une source de véritables impulsions à un photon, nous avons pensé utile de reprendre la question des interférences photon par photon.

5. - Interférences à un seul photon

A partir de la même source et de la même séparatrice, nous avons construit un interféromètre de Mach-Zehnder (Fig. 5). Dans les deux voies de sorties z_1 et z_2 on a mis deux détecteurs, activés comme précédemment par des portes synchronisées avec les impulsions à un photon. On peut ainsi mesurer les probabilités P_{z_1} et P_{z_2} que le photon sorte dans la voie 1 ou 2, et étudier leur modulation en fonction de la différence de marche δ de l'interféromètre.

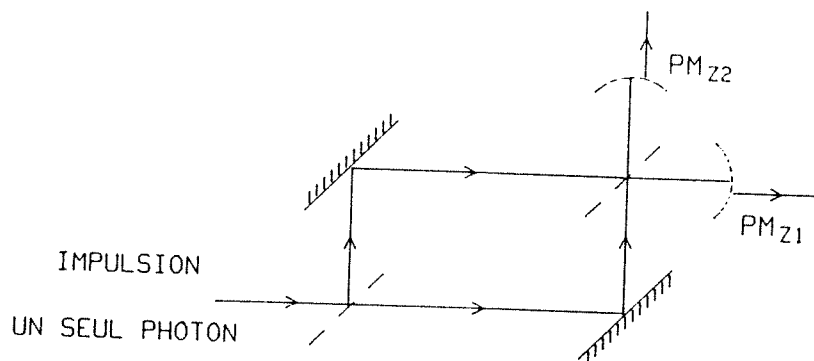


Figure 5. Interféromètre de Mach Zehnder. Les photomultiplicateurs PM_{z_1} et PM_{z_2} sont validés par les portes w , comme sur la figure 2, pour isoler les impulsions à un seul photon. La différence de marche δ est contrôlée par le déplacement des miroirs.

L'interféromètre a été conçu en fonction de la grande étendue du faisceau issu de la source (diamètre 40 mm, divergence 25 milliradians). On observe donc les interférences dans leur plan de localisation, c'est-à-dire au foyer des lentilles placées dans les voies z_1 et z_2 , et on travaille autour de la différence de marche nulle. La planéité des miroirs et des séparatrices est de l'ordre de $\lambda/50$ sur les 40 mm d'ouverture. L'orientation des miroirs est contrôlée avec une

précision du même ordre, et des systèmes mécaniques sophistiqués permettent de conserver cette orientation lors de la translation des miroirs, commandée par des céramiques piezo électriques. On contrôle ainsi électriquement la différence de marche δ .

L'interféromètre a été essayé avec la lumière émise par la source, mais sans les portes de validation. Nous avons pu ainsi mesurer un contraste de $v = 98,7\% \pm 0,5\%$, l'incertitude correspondant à un réglage plus ou moins bien réussi. Le contraste est défini par

$$(20) \quad V = \frac{N_{z_1}^{Max} - N_{z_1}^{Min}}{N_{z_1}^{Max} + N_{z_1}^{Min}}$$

où N^{Min} et N^{Max} sont le minimum et le maximum des taux de comptage lorsqu'on varie la différence de marche (les taux d'obscurité sont ici soustraits).

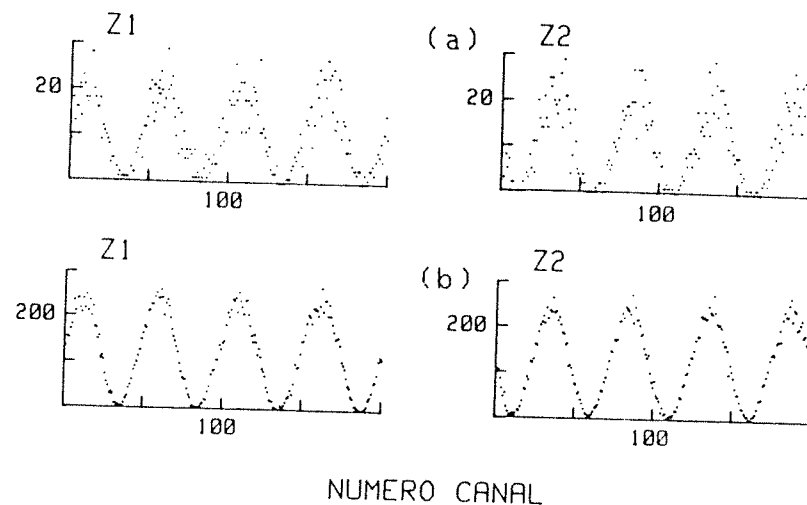


Figure 6. Nombre de coups validés dans les sorties complémentaires z_1 et z_2 , en fonction de la différence de marche δ (1 canal = $\lambda/50$): (a) durée de comptage = 1 seconde/canal; (b) durée de comptage = 15 secondes/canal. Source dans le régime à un seul photon (wN_e correspondant à $\alpha = 0.18$).

Pour les expériences d'interférence en photon unique le système de portes est activé. La différence de marche δ est balayée autour de $\delta = 0$ en 256 pas discrets de $\lambda/50$ chacun. La durée de comptage est habituellement de 1 s par pas. L'ensemble de l'expérience est piloté par un ordinateur qui commande le déplacement des miroirs et qui mémorise les résultats des comptages. Plusieurs balayages successifs peuvent être additionnés, pour améliorer la statistique. La figure 6 présente le résultat d'un balayage et le regroupement de 15 balayages successifs. L'expérience a été faite avec un régime de source correspondant à un paramètre $\alpha = 0.18$. On constate que la contraste des franges est néanmoins

Ces deux expériences sont une illustration directe de la notion de dualité onde corpuscule appliquée au photon unique. Si l'on souhaite utiliser des images (ou des concepts) classiques, pour interpréter ces expériences, on doit clairement recourir à une image corpusculaire pour la première ("un photon doit aller soit d'un côté, soit de l'autre, de la lame semi réfléchissante"). Au contraire, la seconde expérience ne peut être comprise que dans le cadre d'une théorie ondulatoire, seule capable de prédire une influence de la différence de marche δ sur les intensités dans les sorties z_1 et z_2 . Ici, on utilisera donc l'image "d'un paquet d'onde qui se divise sur la première lame semi réfléchissante, et qui se recombine sur la seconde". Le conflit logique entre ces deux images appliquées aux mêmes impulsions lumineuses constitue l'un des problèmes conceptuels les plus sérieux de la mécanique quantique.

très proche de 1.

Le mesure exacte du contraste des franges est un problème délicat. La définition (200) utilise manifestement très mal les données expérimentales, puisqu'elle ne tient pas compte des taux de comptage aux points intermédiaires. Nous avons donc utilisé une autre méthode consistant à étudier la régression linéaire entre les taux validés par les portes et les taux non validés. On peut alors exprimer le contraste des franges "validées" en fonction du contraste des franges "non validées", qui est connu avec une incertitude négligeable. Cette méthode donne des résultats cohérents avec la méthode directe, mais la précision est meilleure.

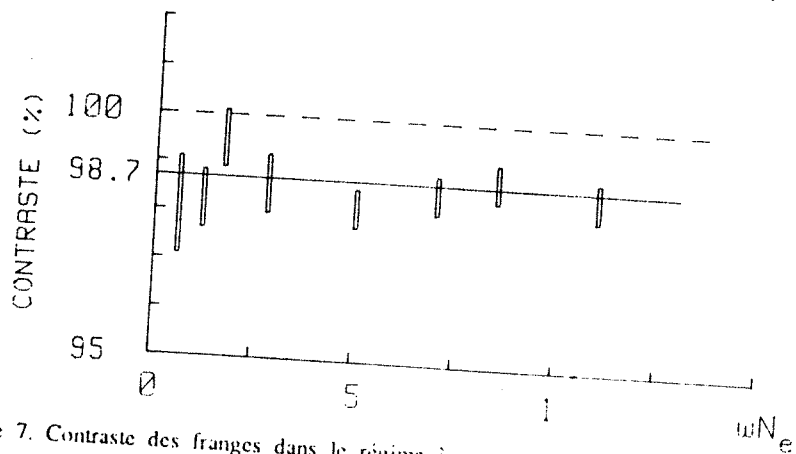


Figure 7. Contraste des franges dans le régime à un seul photon, en fonction de wN_e . On a soustrait les coups d'obscurité (correction inférieure à 0.3 %).

Les valeurs de contraste ainsi mesurées sont présentées sur la figure 7, en fonction du régime de la source. On voit clairement que le contraste reste autour de sa valeur nominale y compris pour des valeurs de wN_e aussi petites que 0.06, correspondant à un paramètre d'anticorrélation $\alpha = 0.11$, ce qui est clairement une situation à un seul photon. Le comportement ondulatoire n'est donc pas altéré même lorsqu'on est en régime de photon unique.

6. - Conclusion: Dualité onde corpuscule pour un photon unique

Nous avons donc présenté deux expériences complémentaires, portant sur les impulsions lumineuses émises par notre source en synchronisme avec des portes électroniques utilisées pour valider les détecteurs. Dans la première expérience, on a observé une nette anticorrélation entre les détections de part et d'autre d'une séparatrice. Nous en avons conclu que les impulsions émises sont vraiment des paquets d'onde à un seul photon. Dans la deuxième expérience, nous avons observé des interférences de contraste proche de 1, dans le régime à un seul photon. Nous pensons que cette dernière expérience est une authentique expérience à un seul photon.

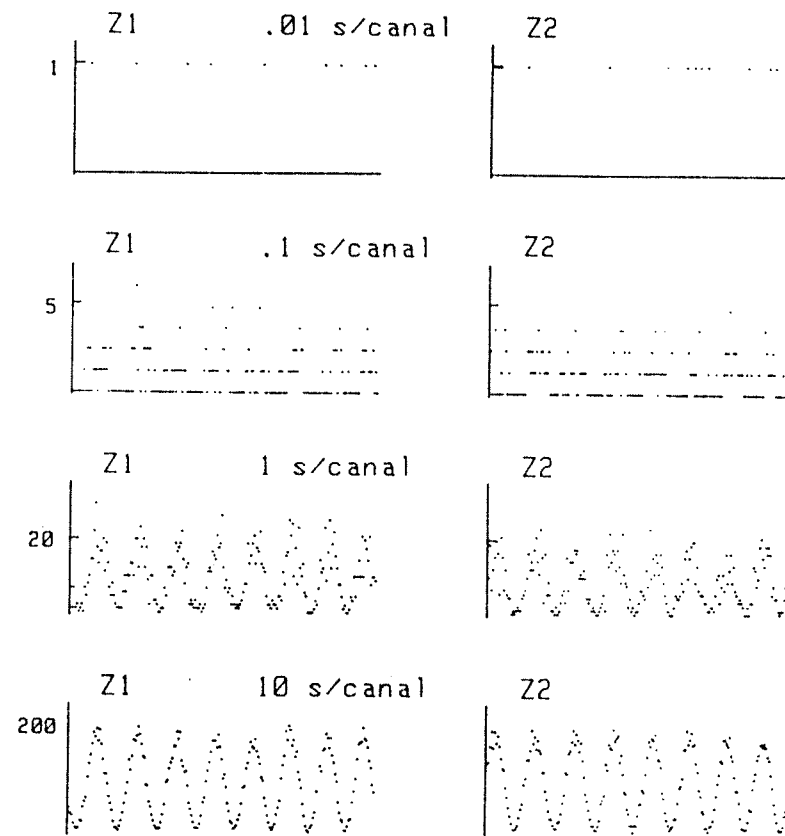


Figure 8. Apparition des franges photon par photon. Figure analogue à la figure 6. Ici le canal = $\lambda/25$. Le régime de la source correspond à $\alpha = 0.2$

Sans aucune prétention à résoudre ce problème, nous pouvons néanmoins

des considérations générales remontant aux discussions historiques sur ces problèmes. C'est ainsi que nous pouvons noter que les appareillages révélant les comportements incompatibles sont mutuellement exclusifs. Il serait impossible de réaliser simultanément les expériences décrites sur les figures 2 et 5. L'incompatibilité des appareillages correspondant à des descriptions complémentaires a souvent été présentée par Bohr comme un élément de cohérence de la théorie quantique.

Un autre point méritant l'attention, est le fait que le conflit logique n'apparaît que si l'on tient à tout prix à utiliser des concepts classiques tels que onde et particule. Si par contre on se limite au formalisme de la Mécanique Quantique, la description des impulsions lumineuses est unique. C'est le même vecteur d'état (le même matrice densité) que l'on utilisera aussi bien pour l'expérience de la figure 2 que pour celle de la figure 5. L'observable change, mais pas la description de la lumière.

Pour terminer, j'aimerais présenter l'apparition des franges d'interférence photon par photon. La figure 8 montre comment les franges se construisent. Elle a été réalisée dans le régime de photon unique. C'est une grande joie de voir apparaître cette figure sur l'écran de son appareil. Nous aimerions partager cette joie avec l'amoureux de la physique qu'est le Professeur Gozzini.

References

- [1] R. LOUDON, *Rep. Progr. Phys.*, 43, 913 (1980).
- R. LOUDON, *The Quantum Theory of Light*, 2nd edition (Clarendon, Oxford, 1983).
- [2] R.J. GLAUBER, In *Quantum Optics and Electronics*, Les Houches 1964, eds. C. de Witt, A. Blandin et C. Cohen-Tannoudji, Gordon and Breach (1965).
- [3] P. GRANGIER, G. ROGER et A. ASPECT, *Europhysics Lett.*, 1, 173 (1986).
- P. GRANGIER, thèse de doctorat d'état, Université Paris XI, Orsay (1986).
- [4] P.A.M. DIRAC, "The principles of Quantum Mechanism", Oxford University Press (1958).
- [5] J.W.E. LAMB et M.O. SCULLY, in "Polarisation, Matière et Rayonnement", ed. Société Française de Physique, Presses Universitaires de France, Paris (1969).
- [6] D.C. BUENHAM et D.L. WEIMBERG, *Phys. Rev. Lett.*, 25, 84 (1970).
- S. FRIBERG, C.K. HONG et L. MANDEL, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 2011 (1985).
- [7] J.F. CLAUSER, *Phys. Rev.*, D9, 853 (1974).
- [8] H.J. KIMBLE, M. DAGENAIS et L. MANDEL, *Phys. Rev. Lett.*, 39, 691 (1977).
- J.D. CRESSER, J. HAGER, G. LEUCHS, M. REATEIKE et H. WALTHER, in "Topic in current Physics", vol 27, Springer Verlag, Berlin (1982).
- [9] R. SHORT et L. MANDEL, *Phys. Rev. Lett.*, 51, 384 (1983).
- M.C. TEICH et B.E.A. SALEH, *J.O.S.A.*, B2, 275 (1985). Les observations récentes d'états comprimés constituent aussi une mise en évidence de comportement non classique.
- [10] A. ASPECT, P. GRANGIER et G. ROGER, *Phys. Rev. Lett.*, 47, 460 (1981).

- [11] Des impulsions à un seul photon ont été récemment produites par une technique différente, reposant sur des concepts voisins. Il s'agit de produire des paires de photons dans un amplificateur paramétrique, et de se servir de l'un de ces photons pour déclencher la porte. En principe, cette technique devrait donner des paires de photons mieux corrélés en temps et en direction.
- Voir C.K. HONG et L. MANDEL, *Phys. Rev. Lett.*, 56, 58 (1986).
- J.G. WALKER et E. JAKEMAN, *Optica Acta*, 32, 1303 (1985).
- [12] E.S. FRY, *Phys. Rev.*, A8, 1219 (1973).