

# Quelques tests expérimentaux du caractère quantique du rayonnement

## Buts de ce chapitre.

- Décrite 2 expériences où les signaux de photodétection observés violent des inégalités établies à partir des expressions semi-classiques de ces signaux (photodétecteurs excités par des ondes classiques).  
Donner ainsi 2 exemples concrets de situations où le champ émis par des atomes et arrivant sur les photodétecteurs ne peut être correctement représenté par une onde électromagnétique classique.
- Nous verrons en fait que les écarts entre prévisions semi-classiques et quantiques ne sont spectaculaires que pour le rayonnement émis par un seul atome source. Ceci nous amènera donc à discuter, à partir d'un modèle simple de source, les contributions aux signaux de détection des processus faisant intervenir un ou plusieurs atomes sources. Cette analyse nous conduira en particulier à une interprétation physique plus profonde de l'effet Hantsburg Brown et Twiss.

## A. Une expérience idéale

Commençons par analyser une situation où les descriptions semi-classique et quantique conduisent à des prédictions nettement opposées.

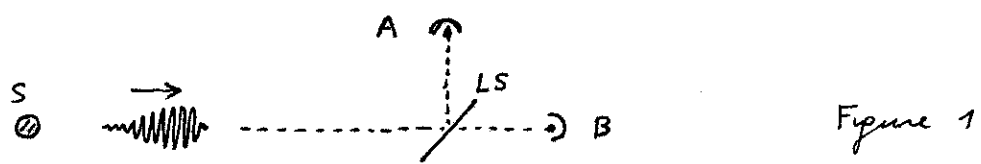


Figure 1

Considérons un atome S initialement excité qui se désexcite en émettant du rayonnement. Ce rayonnement, divisé par une lame séparatrice LS, tombe sur 2 photomultiplicateurs A et B disposés symétriquement par rapport à LS (Fig. 1).

### (i) Prédictions semi-classiques

Le rayonnement émis par l'atome, considéré comme un paquet d'ondes classiques, est divisé en 2 par LS et excite simultanément les 2 atomes A et B.

Il y a donc une probabilité non nulle pour que les 2 atomes A et B soient ionisés simultanément.

### (ii) Prédictions de la théorie quantique du rayonnement

L'état du champ après l'émission de S ne contient qu'un seul photon. Il peut être absorbé soit par A, soit par B, mais jamais par A et B à la fois. A et B ne peuvent pas être ionisés tous les deux

En d'autres termes, plus qualitatifs, le paquet d'ondes associé au photon est divisé en 2 par LS, mais pas le photon qui est absorbé soit par A, soit par B.

Remarque : point de vue "source-field"

le champ émis par S et agissant sur A et B à l'instant t est proportionnel au dipôle de S à l'instant  $t - r/c$ ,  $X_S(t - \frac{r}{c})$ , où r est le chemin optique  $SA = SB$ . L'hamiltonien d'interaction est donc proportionnel à

$$X_S(t - \frac{r}{c}) X_A + X_S(t - \frac{r}{c}) X_B \quad (IV-1)$$

(IV-1) A  $t=0$ , le système global S+A+B est dans l'état  $|e_S g_A g_B\rangle$  (atome S dans l'état excité  $e_S$ , atomes A et B dans l'état fondamental  $g$ ). Par suite des règles de sélection de X, l'hamiltonien ne peut coupler (au 1<sup>er</sup> ordre) cet état initial qu'aux états  $|g_S a_A g_B\rangle$  ou  $|g_S g_A a_B\rangle$  (à état excité, y compris du continuum), et jamais à  $|g_S a_A a_B\rangle$

Donc l'approche "source-field" conduit à la même prédiction que la théorie quantique du rayonnement (\*).

L'expérience de la figure 1 semble évidemment difficilement réalisable. Observer une seule émission d'un seul atome poserait des problèmes expérimentaux très ardues dans le domaine optique (on arrive certes maintenant à détecter la lumière émise par un seul atome, mais cet atome est excité en permanence par un laser et réémet en permanence de la lumière).

On peut alors songer à faire l'expérience de la figure 1 avec une source émettant en régime stationnaire un ensemble de trains d'ondes. Il faudrait étudier le temps de coïncidence entre A et B, et voir si on peut en extraire des informations sur le processus élémentaire analysé ci-dessus, c-à-d sur l'effet de l'excitation simultanée de A et B par un même train d'ondes élémentaire. La difficulté est bien sûr qu'il faut tenir compte du fait que A et B peuvent être en plus excités par 2 trains d'ondes différents qui se recouvrent et qui proviennent de 2 atomes différents de la source.

Avant de décrire les diverses expériences qui ont été réalisées, il semble donc intéressant d'analyser un peu plus en détail le rayonnement en provenance d'une source, de manière à bien discerner les deux processus physiques qui interviennent. Par exemple, dans le chapitre précédent, nous avons relié l'effet Hanbury Brown et Twiss (groupement spatio-temporel des photoélectrons) aux fluctuations d'intensité (au fait que  $I^2 \geq \bar{I}^2$ ). Peut-on comprendre cet effet en faisant intervenir les trains d'ondes émis par la source? Le groupement fait-il intervenir l'excitation simultanée des 2 atomes détecteurs par le même train d'ondes ou fait-il intervenir plusieurs atomes de la source?

(\*) Notons toutefois que le raisonnement précédent suppose implicitement que, lors de l'évolution de l'atome S sous l'effet de l'émission spontanée,  $X_S(t)$  reste un opérateur purement atomique. Nous reviendrons plus tard sur les difficultés associées à un tel point de vue.

Enfin, on pourrait se dire qu'il serait plus simple de commencer par étudier les corrélations d'intensité sur le rayonnement de fluorescence provenant d'un atome unique excité en permanence par une irradiation laser résonnante. En fait, dans les expériences qui ont été réalisées à ce jour sur ce problème, le nombre d'atomes dans le volume d'observation n'est pas 1 avec certitude. Il fluctue. Il est donc nécessaire de savoir calculer les effets à 2, 3... atomes de manière à pouvoir extraire des courbes expérimentales les informations sur la fluorescence à un seul atome.

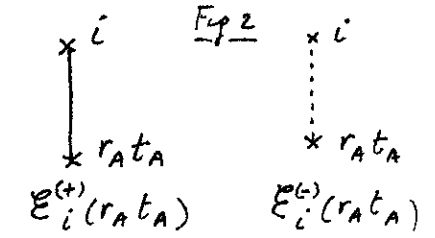
B. Analyse des signaux de détection pour un modèle simple de source.

Nous mènerons la discussion sur les signaux de détection semi-classiques. Les différences entre les 2 types de signaux seront mentionnées au fur et à mesure.

① Hypothèses - Notations.

- Source formée de  $N$  atomes, identiques, notés  $1, 2, \dots, i, \dots, N$ , répartis aléatoirement dans un volume  $V \gg \lambda^3$ .  
Atomes supposés immobiles pour simplifier (quelques remarques l'ont parfois sur l'effet du mouvement)

- On note  $E_i^{(+)}(r_A, t_A)$  le champ rayonné en  $r_A, t_A$  par l'atome  $i$  et on le représente par un trait plein joignant  $i$  à  $r_A, t_A$  (Fig. 2).  
 $E_i^{(-)}(r_A, t_A)$  est représenté par un trait tireté.



- Atomes supposés indépendants les uns des autres. Excités par des processus microscopiques (collisions...) différents les uns des autres (\*). On néglige en particulier tout couplage entre les atomes par l'intermédiaire du rayonnement (superradiance...)

Conséquence : la moyenne du produit de grandeurs relatives à des atomes différents est égale au produit des valeurs moyennes.

$$\overline{E_i E_j} = \overline{E_i} \overline{E_j} \quad \overline{E_i E_j E_i} = \overline{E_i} \overline{E_i} \overline{E_j} \quad (IV-2)$$

- Le champ rayonné par un atome a une valeur moyenne nulle  
 $\overline{E_i} = 0 \quad (IV-3)$

En effet, l'atome  $i$  est excité par un processus aléatoire (\*) de sorte que la phase de son dipole n'a pas une valeur bien définie.

(\*) Voir la remarque (ii) du § 2 suivant pour la discussion du cas où les atomes sont excités par une onde laser cohérente.

## ② Structure de $G^{(1)}(r_A t_A, r_B t_B)$

IV-4

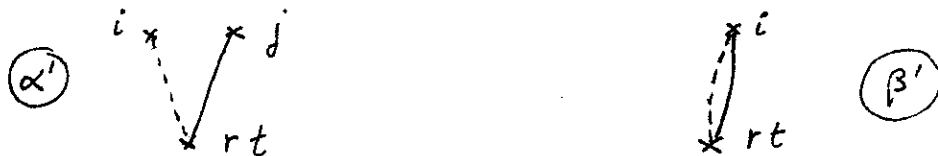
Représentation graphique des deux termes

$$G^{(1)}(r_A t_A, r_B t_B) = \left( \sum_i E_i^{(-)}(r_A t_A) \right) \left( \sum_j E_j^{(+)}(r_B t_B) \right) \quad (IV-4)$$

- En utilisant la représentation graphique de la figure 2, on obtient



- Cas particulier  $r_A t_A = r_B t_B = r t$



Élimination des termes à 2 atomes sources

D'après (4-2) les 2 contributions  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont proportionnelles à  $\overline{E_i E_j}$  et nulles d'après (IV-3). Il reste  $\beta$  ou  $\beta'$

Variation avec  $r_A, t_A, r_B, t_B$

- Le terme  $\beta'$  est égal à  $\overline{I_i(r t)}$  qui varie peu avec  $r t$  et avec  $i$ . La somme sur  $i$  de  $\beta'$  varie peu avec  $r t$ .
- Dans  $\beta$  les chemins  $i - r_A t_A$  et  $i - r_B t_B$  correspondent à des déphasages différents qui ne se compensent pas. La somme sur  $i$  de  $\beta$  tend vers 0 quand  $|r_A - r_B|^2 \gg \sigma$  (aire de cohérence) et  $|t_A - t_B| \gg \tau_c$  (temps de corrélation)

Remarques

(i) On peut se convaincre aisément que le temps  $\tau_c$  associé à  $\beta$  est sensible à l'élargissement inhomogène (largeur Doppler par exemple si les atomes sont en mouvement)

(ii) Supposons que les atomes soient excités par une onde laser cohérente. Chaque dipôle a alors une composante vibrant en phase avec le laser. On ne peut donc plus considérer que les atomes sont indépendants les uns des autres et que le champ moyen rayonné par  $i$  est nul. Peut-on alors négliger  $\alpha'$  devant  $\beta'$  (et  $\alpha$  devant  $\beta$ ) ?

En fait, nous supposons qu'on observe le rayonnement diffusé non pas dans la direction du laser, mais dans une direction différente. Le déphasage entre  $i - r t$  et  $j - r t$  dans  $\alpha'$  varie alors aléatoirement d'un couple  $i - j$  à l'autre. On pourrait penser que la somme de tous ces termes est nulle. En fait, il y a  $N(N-1)$  couples  $i, j$  et la somme de  $N(N-1)$  nombres complexes de phase aléatoire a un module de l'ordre de  $\sqrt{N(N-1)} \sim N$  (marche au hasard de  $N^2$  pas dans le plan complexe)

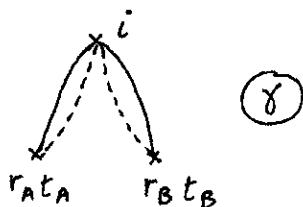
A priori, on ne peut donc pas négliger  $\alpha'$  devant  $\beta'$  qui est lui aussi en  $N$ . Mais le point important est que la somme sur  $i, j$  de  $\alpha'$  oscille vite avec  $r$  et a donc une intégrale nulle sur la surface  $S$  de la cathode, ce qui n'est pas le cas de  $\beta'$

③ Structure de  $Q^{(2)}(r_A t_A, r_B t_B, r_B t_B, r_A t_A)$

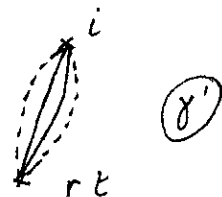
On peut écrire pour  $Q^{(2)}$  une équation analogue à (IV-1), et représenter graphiquement les divers termes de la quadruple somme. De  $r_A t_A$  doivent partir un trait plein et un trait tireté (il y a un  $E^+$  et un  $E^-$  pour  $r_A t_A$ ). Il en est de même pour  $r_B t_B$ . De plus, tous les diagrammes où, d'un point source  $i$ , part un seul trait, sont nuls ( $\vec{E}_i^+ = \vec{E}_i^- = 0$ ). [ le raisonnement de la remarque ii) du § précédent peut se généraliser à  $Q^{(2)}$  dans le cas d'une excitation laser cohérente ]

On en déduit qu'il ne peut y avoir que des termes à 1 et à 2 atomes sources

Termes à 1 atome source

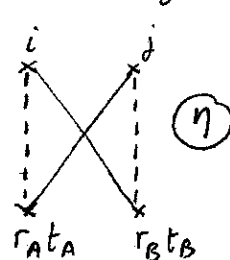
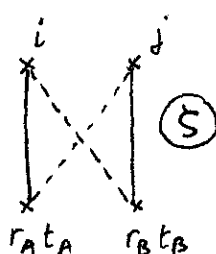
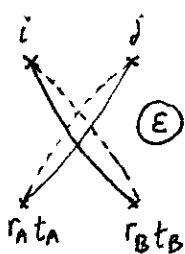
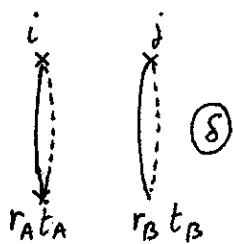


Cas particuliers  $r_A t_A = r_B t_B = r t$

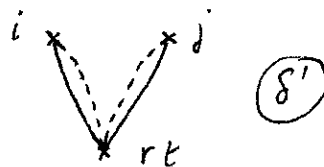


Termes à 2 atomes sources

on dessine tous les diagrammes correspondant à une paire  $i, j$



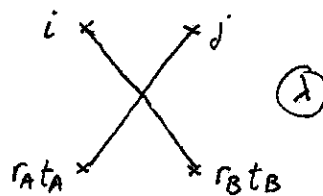
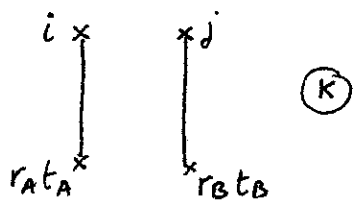
Cas particuliers  $r_A t_A = r_B t_B = r t$   
Les 4 termes précédents deviennent identiques



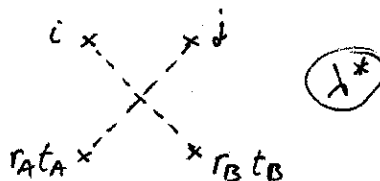
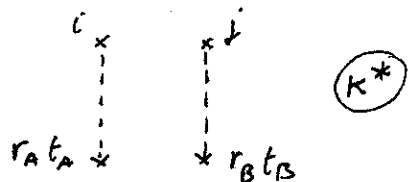
④ Contributions à  $Q^{(2)}$  des processus à 2 atomes sources

a) Interprétation physique de l'effet de groupement (effet H-B T)

- Fixons  $i, j, r_A t_A, r_B t_B$ . La somme des 4 contributions  $\delta \ \epsilon \ \xi \ \eta$  peut être considérée comme étant le carré du module de la somme de 2 amplitudes  $\kappa$  et  $\lambda$



En effet, prendre le complexe conjugué de  $\kappa$  et  $\lambda$  revient à remplacer les traits pleins par les traits



et on voit immédiatement que

$$(\kappa + \lambda)(\kappa^* + \lambda^*) = \underbrace{\kappa\kappa^*}_{\delta} + \underbrace{\lambda\lambda^*}_{\epsilon} + \underbrace{\kappa\lambda^*}_{\xi} + \underbrace{\kappa^*\lambda}_{\eta}$$

$\xi$  et  $\eta$  représentant donc les interférences entre  $\kappa$  et  $\lambda$ .

- les modules de  $\kappa$  et  $\lambda$  sont assez voisins l'un de l'autre (pourvu que  $r_{A^T A}$  et  $r_{B^T B}$  ne soient pas trop éloignés). Par contre, leur différence de phase varie beaucoup plus vite avec l'écart entre  $r_{A^T A}$  et  $r_{B^T B}$ .

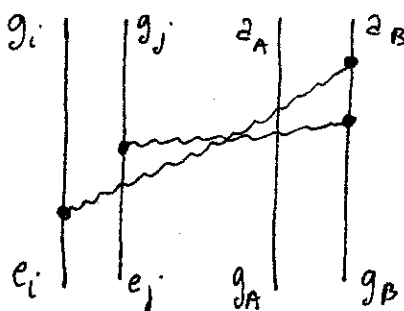
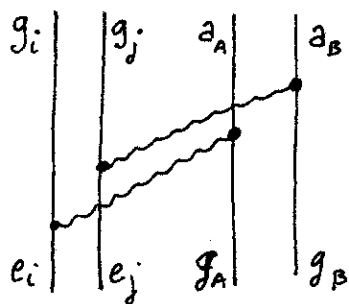
Quand  $r_{A^T A} = r_{B^T B}$ ,  $\kappa = \lambda$  et la somme  $\delta + \epsilon + \xi + \eta$  est égale à  $|2\kappa|^2 = 4\rho^2$  où  $\rho$  est le module de  $\kappa$  et  $\lambda$ . Par contre, quand  $r_{B^T B}$  s'éloigne de  $r_{A^T A}$ , un déphasage apparaît entre  $\kappa$  et  $\lambda$  et  $|\kappa + \lambda|^2$  devient inférieure à  $4\rho^2$ .

On aboutit ainsi à une interprétation physique plus profonde de l'effet H-B T discuté dans le chapitre précédent: l'effet H-B et T est lié à une interférence entre 2 amplitudes associées à 2 processus

1<sup>er</sup> processus: le rayonnement de  $i$  excite A, celui de  $j$  B

2<sup>em</sup> processus: le rayonnement de  $i$  excite B, celui de  $j$  A

b) le même raisonnement demeure valable en théorie quantique et est illustré par les 2 diagrammes de Feynman ci-dessous



On a 2 chemins partant du même état initial: atome

$i$  et  $j$  dans l'état excité  $e$ , atomes  $A$  et  $B$  dans l'état fondamental et aboutissant au même état final :  $i$  et  $j$  dans  $g$ ,  $A$  et  $B$  dans  $a$  et  $i$  et  $A$  d'une part,  $j$  et  $B$  de l'autre échangent un photon dans le 1<sup>er</sup> chemin ;  $i$  et  $B$ ,  $j$  et  $A$  dans le 2<sup>ème</sup> (\*)

c) Sommation sur toutes les paires d'atomes sources

Jusqu'ici nous avons fixé  $i$  et  $j$ . Si on somme sur toutes les paires  $i$  et  $j$ , on trouve aisément que  $\delta$  et  $E$  varient peu avec  $r_A - r_B$  et  $t_A - t_B$ , alors que  $\xi$  et  $\eta$  tendent vers 0 quand  $|r_A - r_B|^2 \gg \sigma$ ,  $|t_A - t_B| \gg t_c$ .

Ceci entraîne (voir remarques page III-7) que l'intégration sur la surface  $S$  de la photocathode multiplie  $\delta$  et  $E$  par  $S^2$   $\xi$  et  $\eta$  par  $S\sigma$  (si  $S \gg \sigma$ )

Enfin, à la limite  $N \rightarrow \infty$ , on peut négliger les  $N$  termes à 1 atome source devant les  $N(N-1)$  termes à 2 atomes source. On peut également oublier la restriction  $i \neq j$  qui figure dans la somme sur  $i$  et  $j$  de  $\delta, E, \xi, \eta$ . On retrouve alors pour  $G^{(2)}$  la formule (III-16) établie plus haut pour un champ classique gaussien.

⑤ Contribution à  $G^{(2)}$  des processus à un atome source

Ce sont ceux qui sont intéressants pour la distinction entre prévisions semi-classiques et quantiques

a) Allure de l'intensité  $I_i(t)$  émise par un atome donné  $i$

Le processus ⑧ décrit une excitation double produite par le rayonnement provenant du même atome  $i$

Considérons tout d'abord l'intensité émise par un même atome  $i$  au cours du temps (Fig. 3). De temps en temps,  $i$  est excité dans la décharge, émet un train d'ondes et retombe dans l'état fondamental, puis est excité de nouveau réémet un 2<sup>ème</sup> train d'ondes... et ainsi de suite.

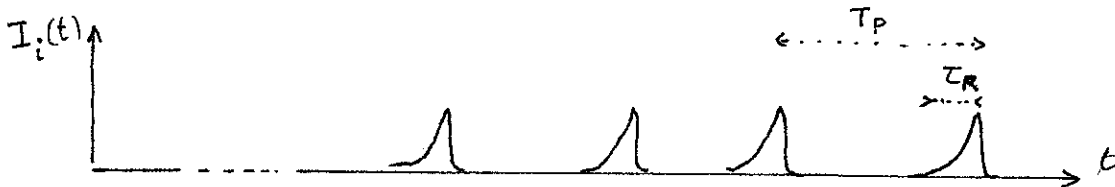


Fig. 3

La durée de chaque train d'ondes est la durée de vie radiative  $T_R$  de l'état excité, le temps moyen  $T_p$  entre 2 trains d'ondes est de l'ordre du temps de pompage de l'atome  $i$  ( $1/T_p$  est la proba par unité de temps d'excitation de  $i$ ). Dans une source ordinaire, peu intense,  $T_p \gg T_R$ , et les divers trains d'onde émis par un même atome source

(\*) Voir U. FANO, Am. J. Phys. 29, 539 (1961)

sont bien séparés en moyenne

### Remarques

(i) - En fluorescence laser résonnante intense, l'image précédente n'est plus valable. L'atome  $i$  oscille de manière cohérente entre  $g$  et  $e$  à la "fréquence de Rabi".

Comme chaque atome émet alors une lumière appréciable, on peut effectuer l'expérience sur un très petit nombre d'atomes émetteurs ( $N \approx 1, 2, 3$ ). Nous reviendrons ultérieurement sur le calcul quantique de  $\langle Y \rangle$  dans ce cas.

(ii) Le temps  $T_R$  qui intervient ici n'est pas sensible à la largeur inhomogène. C'est la durée de vie de  $e$  (éventuellement raccourcie par collisions).

### b) Prédictions semi-classiques.

Supposons  $r_A$  et  $r_B$  proches. Si  $|t_A - t_B| < T_R$ , les 2 détections peuvent alors avoir lieu pendant le passage du même train d'onde et la probabilité d'une coïncidence est élevée. Si, par contre,  $|t_A - t_B| \gg T_R$ , les coïncidences dues à un même atome source  $i$  ne peuvent provenir que de l'excitation des 2 atomes détecteurs par 2 trains d'ondes différents émis par le même atome source  $i$ . Le temps de coïncidence varie alors peu avec  $t_A - t_B$ .

En résumé, la théorie semi-classique prévoit pour les processus à un atome source un groupement, centré en  $t_A = t_B$ , de largeur  $T_R$ , au dessus d'un fond plat.

Il est clair également que si l'on est loin de la source, le train d'onde recouvre latéralement une large région de l'espace, sa longueur  $cT_R$  est importante, et l'intégrale sur la surface  $S$  des photocathodes de la contribution de  $\langle Y \rangle$  fait apparaître un terme  $S^2$ .

### c) Prédictions quantiques.

Une fois que le photon arrive à un train d'ondes a été détecté, ce train d'ondes est "épuisé" et ne peut plus donner naissance à une autre détection.

On ne prévoit donc pas de groupement. Bien plus, le calcul quantique (qui sera fait ultérieurement) prévoit un dégroupement. Il y a dans le temps de coïncidence un trou allant de 0 pour  $t_A = t_B$  et remontant jusqu'à un plateau quand  $t_A - t_B$  augmente, l'échelle de temps étant  $T_p$  pour le processus étudié ici. Qualitativement, on peut dire que la 1<sup>ère</sup> détection projette l'atome source  $i$  dans l'état fondamental  $g$  et qu'il lui faut ensuite un temps  $T_p$  pour être réexcité et pouvoir émettre un 2<sup>ème</sup> photon.

Comme plus haut, l'aire de cohérence n'intervient pas ici et le signal est proportionnel à  $S^2$ .



## ⑥ Récapitulation et conclusion.

IV-9

- (i) L'effet de groupement H-B T est un effet d'interférence lié à des processus à 2 atomes sources.  
Il peut être interprété aussi bien classiquement que quantiquement.
- (ii) Les différences entre prédictions semi-classiques et quantiques ne sont spectaculaires que pour les processus à 1 atome source. La théorie semi-classique prévoit un groupement, la théorie quantique un dégroupement.  
Pour ne pas être gêné par les processus à 2 atomes sources, qui sont  $N$  fois plus nombreux, il faut donc opérer avec  $N$  aussi petit que possible : sources faibles, ou mieux fluorescence laser d'un jet atomique et observation d'un tout petit volume, ou mieux encore fluorescence laser d'un ion unique piégé.
- (iii) Il faut réduire au maximum l'effet de groupement H-B T de manière à ne pas gêner l'observation du groupement ou dégroupement éventuel, due à des processus à 1 atome source. Comme l'effet H-B T disparaît quand les 2 détecteurs ne sont pas dans la même ari de cohérence, alors que les processus à 1 atome source ne sont pas sensibles à l'ari de cohérence, on a intérêt à prendre  $S \gg \sigma$ , ou mieux à prendre 2 cathodes distinctes n'ayant aucune ari de cohérence commune.

## C. Première tentative expérimentale de Adam, Janossy et Varga

Une première tentative expérimentale a été faite en 1955 [A. Adam, L. Janossy, P. Varga : Acta Physica Hungaria 4, 301 (1955) et Ann. Physik 16, 408 (1955)]. Le schéma du montage expérimental est analogue à celui de la figure 1 à part que  $S$  est une source (et non un atome unique) filtrée en fréquence par un monochromateur. Ne voyant aucun groupement, les auteurs concluent à l'échec de la théorie semi-classique.

Cette expérience a été analysée de manière critique par Clauser [J. F. Clauser, Phys. Rev. D9, 853 (1974)] qui est arrivé à la conclusion que le rapport signal sur bruit était insuffisant : le temps de collection de la lumière, calculé par les auteurs, est surestimé par un facteur 100 et il aurait fallu d'après Clauser, un temps de mesure considérablement plus long ( $\sim 10^5$  sec !) pour pouvoir écarter avec certitude la présence d'une bosse dans  $G^{(2)}(\tau)$ .

Clauser (même référence et § D suivant) a réalisé une expérience différente et beaucoup plus convaincante, où il utilise des cascades radiatives. L'intérêt d'une cascade est que le signal de corrélation entre les 2 photons d'une cascade est fait intervenir des processus à 1 atome source : Ce sont les 2 photons  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  émis en cascade par le même atome qui sont corrélés. Si on observe avec un bon rapport signal sur bruit un tel signal, on doit être capable de voir aussi le groupement prévu par la théorie semi-classique pour les photoionisations produites par  $\lambda_1$  tout seul ou  $\lambda_2$  tout seul.