

Interprétation quantique des signaux de corrélation d'intensité sur la lumière émise par un atome unique

Buts de ce chapitre .

- Montrer comment la théorie quantique du rayonnement permet de rendre compte quantitativement des observations expérimentales décrites dans le chapitre précédent
 - Dégroupement de photoélectrons pour la fluorescence de résonance laser d'un atome unique .
 - Signaux de cascade radiative .
- Donner les grandes lignes du calcul : Discuter les approximations sur lesquelles il repose (approximations de "mesure courte") . Interpréter les résultats obtenus en termes de "sauts quantiques" de l'atome associés à la détection du 1^{er} photoélectron .

① Analyse des différentes interactions subies par l'atome émetteur

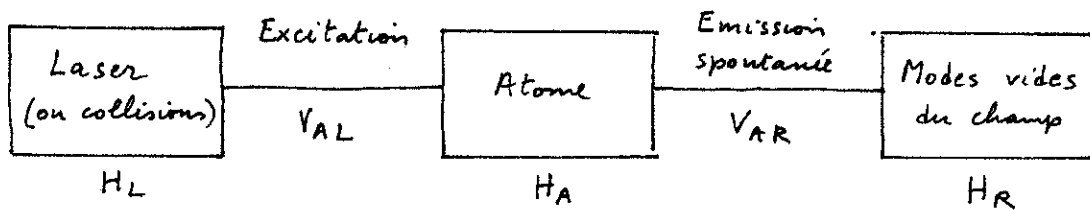


Fig. 1

L'atome émetteur, supposé unique, d'hamiltonien H_A , est soumis à 2 types d'interactions .

- L'interaction V_{AR} avec tous les modes, initialement vides, du champ électromagnétique quantique (hamiltonien H_R) . Cette interaction est à l'origine de l'émission spontanée de rayonnement par l'atome, c'est d'ailleurs sur ce rayonnement qu'on effectue les mesures de corrélation d'intensité décrites dans le chapitre précédent .
- L'interaction V_{AL} avec le laser incident qui excite en permanence l'atome. (L'excitation laser peut bien sûr être remplacé par une excitation collisionnelle) .

a) L'interaction avec les modes vides du champ quantique .

- Bien que ne contenant aucun photon, chaque mode vide, de fréquence ω , est le siège de fluctuations de champ de fréquence ω , auxquelles l'atome est sensible. (Dans l'état fondamental d'un oscillateur harmonique quantique, $\langle x \rangle = 0$ mais $\langle x^2 \rangle \neq 0$) .
- Comme il y a une infinité de modes vides, et par suite une infinité de fréquences ω , l'atome "voit" une perturbation fluctuant très vite (La densité spectrale de cette perturbation varie en ω^3 , un facteur ω^2 provenant de la densité spectrale des modes, le facteur ω supplémentaire étant dû au fait que le champ électrique dans le mode ω varie en $\sqrt{\omega}$) .
- L'analyse de l'interaction d'un atome avec le vide du rayonnement quantique conduit donc à l'image suivante, celle d'un

"petit" système, l'atome A (petit parce que ayant seulement une ou deux fréquences propres importantes pour les problèmes considérés ici), couplé à un "grand" réservoir, le vide du rayonnement quantique R (grand, parce que ayant une infinité de fréquences propres), la "force" exercée par R sur A fluctuant très vite et ayant par suite une "mémoire" très courte.

b) L'interaction avec le mécanisme excitateur

- Dans le cas d'une excitation laser monomode, l'un des modes du champ n'est pas vide mais contient des photons.

- On peut montrer (voir cours 1976-77, pages VII-1 à VII-9) que, si l'état de ce mode est un état cohérent (état quasi-classique), il est rigoureusement équivalent de décrire l'excitation de l'atome de manière classique. Plus précisément, l'excitation est correctement décrite si l'on rajoute à l'hamiltonien atomique H_A la perturbation dépendant du temps

$$V(t) = -D \mathcal{E}_L \cos \omega_L t \quad (VI-1)$$

décrivant l'interaction du dipôle atomique (opérateur D) avec un champ classique d'amplitude \mathcal{E}_L et de fréquence ω_L .

- Bien sûr, on peut conserver une description quantique du champ laser, auquel cas c'est le système atome + mode laser interagissant mutuellement et d'hamiltonien global $H_L + H_A + V_{AL}$ (atome "habillé" par les photons laser) qui interagit avec le vide.

Pour ce qui suit, le point fondamental est l'interaction de l'atome avec le vide du rayonnement quantique.

② L'approximation de mémoire courte

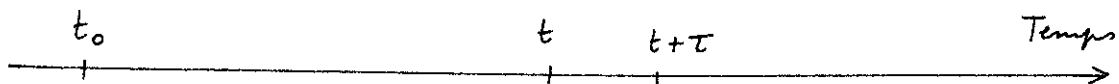


Fig. 2

- Soit t_0 un temps suffisamment éloigné dans le passé où le paquet d'ondes (décrit classiquement) qui va exciter l'atome n'est pas encore arrivé sur lui, et où le système A + R peut être décrit par un opérateur densité factorisé

$$\sigma(t_0) = \sigma_A \sigma_R \quad \text{avec} \quad \sigma_R = |0\rangle\langle 0| \quad (VI-2)$$

($|0\rangle$ est le vide quantique. L'atome, étant dans l'état fondamental $|g\rangle$, est décrit par $\sigma_A = |g\rangle\langle g|$)

- A l'instant t , l'opérateur densité est devenu

$$\sigma(t) = U(t, t_0) \sigma(t_0) U^\dagger(t, t_0) \quad (VI-3)$$

où $U(t, t_0)$ est l'opérateur d'évolution entre t_0 et t

- Si l'on ne s'intéresse qu'à des grandeurs atomiques, on peut, au lieu de $\sigma(t)$, utiliser l'opérateur densité "réduit" $\sigma_A(t)$ obtenu en "traçant" $\sigma(t)$ par rapport aux variables de R :

$$\sigma_A(t) = \text{Tr}_R \sigma(t) \tag{VI-4}$$

- On peut aussi bien sur relier directement $\sigma(t+\tau)$ à $\sigma(t)$ par l'opérateur d'évolution $U(t+\tau, t)$

$$\sigma(t+\tau) = U(t+\tau, t) \sigma(t) U^\dagger(t+\tau, t) \tag{VI-5}$$

et calculer $\sigma_A(t+\tau)$ en fonction de $\sigma(t)$

$$\sigma_A(t+\tau) = \text{Tr}_R \left\{ U(t+\tau, t) \sigma(t) U^\dagger(t+\tau, t) \right\} \tag{VI-6}$$

- Approximation 1

L'évolution de l'atome dans le futur de t , entre t et $t+\tau$, avec $\tau > 0$, est due en particulier à la force exercée par R sur A entre t et $t+\tau$.

Cette force fluctue très vite et a une mémoire très courte, caractérisée par le temps de corrélation τ_c

Les corrélations existant entre A et R à l'instant t et traduites mathématiquement par le fait que

$$\sigma(t) \neq \text{Tr}_R \sigma(t) \otimes \text{Tr}_A \sigma(t) \tag{VI-7}$$

ne peuvent donc jouer un rôle important qu'entre t et $t+\tau_c$.

Si $\tau \gg \tau_c$, on peut donc remplacer dans VI-6 $\sigma(t)$ par l'opérateur densité "décorrélé" $\text{Tr}_R \sigma(t) \otimes \text{Tr}_A \sigma(t)$.

- Approximation 2

Ce ne sont pas les quelques photons émis spontanément par l'atome qui vont changer les propriétés du grand système R . On a donc

$$\text{Tr}_A \sigma(t) \simeq \sigma_R = |0\rangle\langle 0| \tag{VI-8}$$

- En conclusion,

Pour $\tau > 0$ et $\tau \gg \tau_c$ (ce qui est le cas pour tous les temps d'intérêt physique puisque τ_c est infiniment court), on peut pour calculer $\sigma_A(t+\tau)$, c-à-d les propriétés de l'atome à l'instant $t+\tau$, remplacer l'opérateur densité global $\sigma(t)$ à l'instant t par $\text{Tr}_R \sigma(t) \otimes |0\rangle\langle 0| = \sigma_A(t) \otimes |0\rangle\langle 0|$

- Remarques

(i) Le raisonnement précédent ne vaut bien sur que pour $\tau > 0$.

(ii) Nous avons choisi ici le point de vue de Schrödinger, qui se prête bien aux discussions physiques ci-dessous.

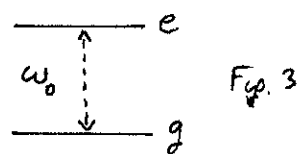
Si l'on utilise le point de vue de Heisenberg, l'équivalent de la discussion précédente est celle qui permet de démontrer le théorème de répression quantique à partir des équations de Langevin-Mori (voir rappels du cours I de cette année et cours 1977-78 et 78-79)

③ Lien entre les signaux de photodétection et les fonctions de corrélation du dipôle émetteur

a) Cas de la résonance de fluorescence laser

- Atome à 2 niveaux g et e (Fig. 3)

Fréquence atomique : ω_0



- Opérateur moment dipolaire électrique D

$$d = \langle e | D | g \rangle = \langle g | D | e \rangle^* \quad \langle g | D | g \rangle = \langle e | D | e \rangle = 0 \quad (\text{VI-9})$$

Avec un choix convenable des phases relatives de e et g , on peut prendre d réel. On peut donc écrire :

$$D = \underbrace{d |e\rangle\langle g|}_{D_+} + \underbrace{d |g\rangle\langle e|}_{D_-} \quad (\text{VI-10})$$

D_+ fait "monter" de g à e , D_- fait "descendre" de e à g

- En représentation de Heisenberg, les opérateurs $D_+(t)$ et $D_-(t)$ s'écrivent :

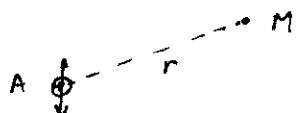
$$D_{\pm}(t) = U^{\dagger}(t, t_0) D_{\pm} U(t, t_0) \quad (\text{VI-11})$$

En l'absence de toute interaction (seul H_A différent de zéro), on auroit

$$D_{\pm}^0(t) = e^{iH_A(t-t_0)} D_{\pm} e^{-iH_A(t-t_0)} = D_{\pm} e^{\pm i\omega_0(t-t_0)} \quad (\text{VI-12})$$

L'émission spontanée représente une perturbation faible (la longueur naturelle des niveaux excités est petite devant la fréquence optique). De même, la fréquence de Rabi $\omega_R = d E_L$ associée à l'excitation laser est petite devant ω_0 . On s'attend donc à ce que la dépendance temporelle de $D_{\pm}(t)$ soit voisine de celle de $D_{\pm}^0(t)$

$$D_+(t) \sim e^{i\omega_0 t} \quad D_-(t) \sim e^{-i\omega_0 t} \quad (\text{VI-13})$$



A l'instant t , le champ rayonné par l'atome source A en un point M situé à une distance r de A est proportionnel au dipôle de A à l'instant $t - r/c$

$$E(M, t) \simeq D(t - \frac{r}{c}) \quad (\text{VI-14})$$

La proportionnalité (VI-14) découle de la résolution des équations de Maxwell quantiques (et sera démontrée dans un cours ultérieur).

Comme les parties de fréquence > 0 et < 0 de E varient en $e^{-i\omega t}$ et $e^{i\omega t}$ respectivement, on déduit de (VI-14) que

$$E^{(+)}(M, t) \simeq D_-(t - \frac{r}{c}) \quad E^{(-)}(M, t) \simeq D_+(t - \frac{r}{c}) \quad (\text{VI-15})$$

Il s'en suit que le signal de corrélation (temporelle) d'intensité mesuré au point M , $\mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau)$ [Probabilité de détecter un photoélectron à l'instant t et un autre à l'instant ultérieur $t+\tau$] s'écrit :

$$\mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau) \simeq \langle D_+(t - \frac{r}{c}) D_+(t+\tau - \frac{r}{c}) D_-(t+\tau - \frac{r}{c}) D_-(t - \frac{r}{c}) \rangle$$

(i) le fait d'exprimer le champ rayonné en fonction des dipôle émetteurs ne revient pas à dire que ce champ est un opérateur purement atomique (ce qui est le point de vue de l'approche "source-field"). En effet, si à $t=t_0$ $D_+(t_0)$ est bien un opérateur purement atomique, l'opérateur d'évolution $V(t, t_0)$ qui le fait évoluer de t_0 à t (voir formule VI-11) est un opérateur agissant à la fois sur les variables de A et de R , de sorte que $D(t)$ est lui aussi un opérateur agissant sur les variables de A et R .

(ii) En toute rigueur, l'équation (VI-14) est incomplète. La solution des équations de Maxwell est une somme de 2 termes: un terme dû aux sources (c'est le terme VI-14, solution des équations de Maxwell avec sources), plus un terme solution générale des équations de Maxwell sans sources (champ libre). Nous montrerons ultérieurement que ce terme de champ libre n'intervient pas dans VI-16 pourvu que τ soit > 0 et que l'ordre des opérateurs soit bien celui de VI-16.

b) Cas de la cascade radiative

- Atome à 3 niveaux a, b, c
- 2 Transitions permises $c \rightarrow b$ et $b \rightarrow a$ de fréquences ω_{01} et ω_{02} (et de longueurs d'onde λ_1, λ_2)

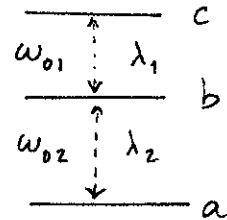


Fig. 4

- L'opérateur moment dipolaire D s'écrit

$$D = D_1 + D_2 = D_{1+} + D_{1-} + D_{2+} + D_{2-} \quad (\text{VI-17})$$

avec

$$\begin{cases} D_{1+} = d_1 |c\rangle\langle b| \\ D_{1-} = d_1 |b\rangle\langle c| \end{cases} \quad \begin{cases} D_{2+} = d_2 |b\rangle\langle a| \\ D_{2-} = d_2 |a\rangle\langle b| \end{cases} \quad (\text{VI-18})$$

- Le champ $E^{(+)}$ rayonné en M est proportionnel à $D_-(t - \frac{r}{c})$. Si l'on met devant le PM un filtre centré sur λ_1 , laissant passer λ_1 , mais bloquant λ_2 , $E^{(+)}$ est alors proportionnel à $D_{1-}(t - \frac{r}{c})$, et ainsi de suite.

- On en déduit que la probabilité de détecter un photon λ_1 à l'instant t , puis un photon λ_2 un instant τ après est donnée par

$$g^{(2)}(\lambda_1, t; \lambda_2, t+\tau) \simeq \langle D_{1+}(t - \frac{r}{c}) D_{2+}(t+\tau - \frac{r}{c}) D_{2-}(t+\tau - \frac{r}{c}) D_{1-}(t - \frac{r}{c}) \rangle \quad (\text{VI-19})$$

On peut également s'intéresser à la probabilité de détecter un photon λ_2 à l'instant t , puis un photon λ_1 un instant τ après

$$g^{(2)}(\lambda_2, t; \lambda_1, t+\tau) \simeq \langle D_{2+}(t - \frac{r}{c}) D_{1+}(t+\tau - \frac{r}{c}) D_{1-}(t+\tau - \frac{r}{c}) D_{2-}(t - \frac{r}{c}) \rangle$$

Dans les 2 expressions (VI-19) et (VI-20), τ est > 0 . On peut (VI-20) considérer que (VI-20) est l'extension de (VI-19) aux valeurs < 0 de τ

- A partir de maintenant, et pour simplifier les notations, nous écrirons plus $\frac{r}{c}$. Ce terme est néanmoins toujours sous-entendu.

4) Calcul et interprétation physique du signal de corrélation d'intensité
pour l'expérience de fluorescence de résonance laser.

a) Calcul du signal

- Dans l'expression (VI-16) remplaçons $D_{\pm}(t)$ et $D_{\pm}(t+\tau)$ par leur expression (VI-11). En utilisant l'invariance d'une trace par permutation circulaire et les relations de groupe satisfaites par l'opérateur d'évolution :

$$U(t_3, t_2) U(t_2, t_1) = U(t_3, t_1) \quad U^+(t_1, t_2) = U(t_2, t_1) \quad (VI-17)$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau) &\simeq \text{Tr}_{A,R} \{ D_+(t+\tau) D_-(t+\tau) D_-(t) \sigma(t_0) D_+(t) \} = \\ &= \text{Tr}_{A,R} \left\{ D_+ D_- \underbrace{U(t+\tau, t_0) U^+(t, t_0)}_{U(t+\tau, t)} D_- \underbrace{U(t, t_0) \sigma(t_0) U^+(t, t_0)}_{\sigma(t)} D_+ \underbrace{U(t, t_0) U^+(t+\tau, t_0)}_{U^+(t+\tau, t)} \right\} \\ &= \text{Tr}_{A,R} \left\{ D_+ D_- \underbrace{U(t+\tau, t) D_- \sigma(t) D_+ U^+(t+\tau, t)}_{\Sigma(t+\tau)} \right\} \quad (VI-18) \end{aligned}$$

- Jusqu'ici nous n'avons fait aucune approximation.

Comme l'opérateur $D_+ D_-$ est un opérateur atomique, la trace sur R peut passer sur l'opérateur $\Sigma(t+\tau)$ (représenté par l'accroche). On est ainsi conduit à considérer un opérateur atomique, $\text{Tr}_R \Sigma(t+\tau)$, à l'instant $t+\tau$ dans l'expression duquel figure $\sigma(t)$.

D'après la discussion physique sur l'approximation de mémoire courte (voir § 2 ci-dessus), on commet alors une erreur négligeable (de l'ordre de τ_c/τ) en remplaçant $\sigma(t)$ par $\text{Tr}_R \sigma(t) \otimes |0\rangle\langle 0| = \sigma_A(t) \otimes |0\rangle\langle 0|$, ce qui donne

$$\mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau) \simeq \text{Tr}_{A,R} \left\{ D_+ D_- U(t+\tau, t) D_- \sigma_A(t) D_+ \otimes |0\rangle\langle 0| U^+(t+\tau, t) \right\} \quad (VI-19)$$

En utilisant la définition (VI-10) de D_+ et D_- , on obtient alors

$$\mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau) \simeq d^2 \langle e | \sigma_A(t) | e \rangle \text{Tr}_{A,R} \left\{ |e\rangle\langle e| U(t+\tau, t) |g\rangle\langle g| \otimes |0\rangle\langle 0| U^+(t+\tau, t) \right\} \quad (VI-20)$$

c.-à-d encore

$$\mathcal{G}^{(2)}(t, t+\tau) \sim P_e(t) \Pi(e, t+\tau/g, t) \quad (VI-21)$$

avec

$$\begin{cases} P_e(t) = \langle e | \sigma_A(t) | e \rangle & (VI-22) \\ \Pi(e, t+\tau/g, t) = \langle e | \text{Tr}_R \left\{ U(t+\tau, t) |g\rangle\langle g| \otimes |0\rangle\langle 0| U^+(t+\tau, t) \right\} | e \rangle & (VI-23) \end{cases}$$

b) Interprétation physique

- Pour que l'atome puisse émettre le 1^{er} photon que l'on détecte à l'instant t , il faut qu'il soit dans l'état excité e à cet instant. Il est donc normal qu'apparaisse le facteur $P_e(t)$ dont la signification physique est claire : c'est la probabilité pour que l'atome soit dans l'état e à l'instant t .

- L'analyse de l'expression (VI-23) de $\Pi(e, t+\tau/g, t)$ conduit à l'interprétation physique suivante.

À l'instant t on part d'un opérateur densité du système global $A+R$ factorisé $|g\rangle\langle g| \otimes |0\rangle\langle 0|$: atome dans l'état fondamental g , vide du rayonnement. Le système évolue ensuite entre t et $t+\tau$ sous l'effet du couplage avec le vide et le rayonnement laser excitateur [opérateur d'évolution $U(t+\tau, t)$]. On calcule alors l'opérateur densité de l'atome à l'instant $t+\tau$ [$T_{R,t+\tau}$] et la probabilité pour que l'atome soit dans l'état e à cet instant.

$\Pi(e, t+\tau/g, t)$ représente donc la probabilité conditionnelle pour que, partant de l'état fondamental g à l'instant t , l'atome soit remonté dans l'état excité e à l'instant $t+\tau$.

- Tout se passe donc comme si, lors de la 1^{ère} détection, dont la probabilité est $p_e(t)$, l'atome subissait un "saut quantique" qui l'amène de e à g . Pour qu'il émette ensuite un 2^{ème} photon à l'instant $t+\tau$, il faut qu'il ait été réexcité par le laser entre t et $t+\tau$.

On comprend ainsi très clairement l'effet de désynchronisation. Immédiatement après la 1^{ère} détection, l'atome est certainement dans g et ne peut réémettre tout de suite un 2^{ème} photon. Il lui faut un certain temps pour être réexcité.

Quant aux oscillations des figures 5 et 6 du chapitre précédent, elles s'interprètent également très clairement. Elles représentent "l'oscillation de Rabi" du système à 2 niveaux entre les 2 niveaux g et e sous l'effet de l'irradiation laser.

Remarques

(i) Dans la référence 5, le calcul est généralisé au cas où il y a plusieurs sous-niveaux Zeeman dans g et e . On montre qu'il est alors possible de jouer sur les polarisations des photons détectés pour augmenter considérablement l'effet de désynchronisation.

(ii) le calcul peut être aisément généralisé au cas d'une excitation collisionnelle. Pour calculer $\Pi(e, t+\tau/g, t)$ on utilise plus alors les "équations de Bloch optiques" décrivant l'évolution de la matrice densité atomique sous l'effet de l'irradiation laser mais les équations de relaxation

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \sigma_e = w \sigma_g - \Gamma \sigma_e \\ \frac{d}{dt} \sigma_g = -w \sigma_g + \Gamma \sigma_e \end{cases} \quad (VI-24) \quad \begin{array}{c} \overline{g} \\ w \uparrow \quad \downarrow \Gamma \\ \overline{e} \end{array}$$

décrivant comment les populations σ_e et σ_g de e et g évoluent sous l'effet des processus de pompage qui transfèrent les atomes de g vers e avec un taux w (supposé beaucoup plus petit que le taux d'émission spontanée Γ de e vers g). On déduit alors aisément de (VI-24) que

$$\begin{cases} \sigma_e(t) \approx \frac{w}{\Gamma} \\ \Pi(e, t+\tau/g, t) \approx \frac{w}{\Gamma} (1 - e^{-\Gamma t}) \end{cases} \quad (VI-25)$$

On a donc pour $G^{(2)}$ un "trou" en $\tau=0$, de largeur $1/\Omega$, et une asymptote d'ordonnée w^2/Ω^2 . Pour une excitation laser résonnante intense, on aurait un trou de largeur $1/\omega_1$ ($\omega_1 = d E_L$: fréquence de Rabi) et une asymptote de hauteur $1/4$ [à saturation, $P_c(t) = \frac{1}{2}$ et $\lim_{t \rightarrow \infty} \Pi = \frac{1}{2}$]

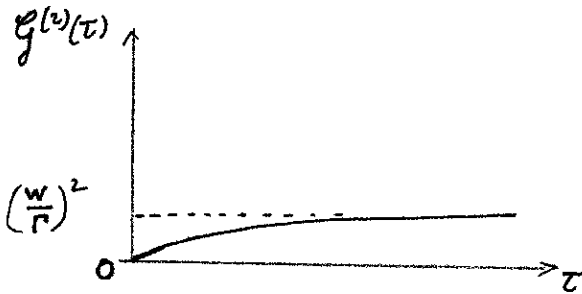


Fig. 5 Excitation collisionnelle faible

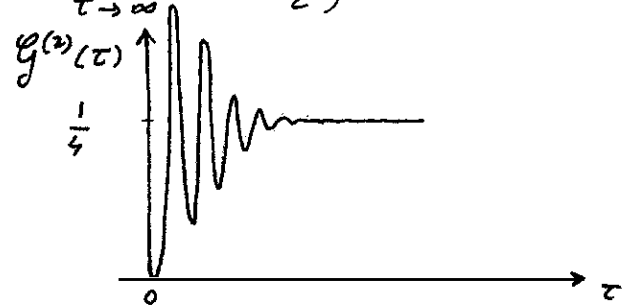


Fig. 6 Excitation laser résonnante intense

⑤ Calcul et interprétation des signaux de cascade radiative.

Les calculs étant voisins de ceux du § précédent, nous ne les expliciterons pas. Nous nous contenterons donc de donner les résultats du calcul et les interprétations physiques.

a) Cas où l'on détecte d'abord λ_1 puis λ_2

On trouve que $G^{(2)}(\lambda_1, t; \lambda_2, t+\tau)$ est proportionnel

- d'une part à $P_c(t) = \langle c | \sigma_A(t) | c \rangle$ qui est la probabilité pour que l'atome soit dans l'état c à l'instant t . En effet, pour que l'atome puisse émettre un photon λ_1 , il faut qu'il soit dans l'état c .

- d'autre part à $\Pi(b, t+\tau | b, t)$ qui est la probabilité conditionnelle pour que, partant de b à l'instant t , l'atome y soit encore à l'instant $t+\tau$. Si Γ_2 est la probabilité d'émission spontanée $b \rightarrow a$ (largeur naturelle de b), $\Pi(b, t+\tau | b, t)$ varie au début comme $e^{-\Gamma_2 t}$ [Pour les grandes valeurs de τ , Π tend vers la population stationnaire de b]

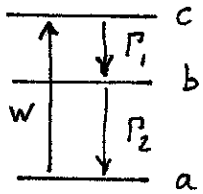
Tout se passe donc comme si, lors de la 1^{ère} détection à λ_1 , l'atome subissait un "saut quantique" de c à b .

b) Cas où l'on détecte d'abord λ_2 puis λ_1

$G^{(2)}(\lambda_2, t; \lambda_1, t+\tau)$ est alors proportionnel à $P_b(t) = \langle b | \sigma_A(t) | b \rangle$. Pour que l'atome puisse émettre un photon λ_2 , il faut en effet qu'il soit dans l'état b .

Lors de cette première détection, tout se passe comme si l'atome subissait un "saut quantique" de b à a . Pour qu'il puisse ensuite réémettre un photon λ_1 à l'instant $t+\tau$, il faut qu'il soit recapté de a vers c , d'où l'apparition de la probabilité conditionnelle $\Pi(c, t+\tau | a, t)$.

On peut faire le calcul jusqu'au bout dans le cadre d'un modèle simple où l'atome est pompé de a vers c avec un champ w très faible devant Γ_1 et Γ_2



$$\begin{cases} d\sigma_c/dt = -\Gamma_1 \sigma_c + w \sigma_a \\ d\sigma_b/dt = -\Gamma_2 \sigma_b + \Gamma_1 \sigma_c \\ d\sigma_a/dt = -w \sigma_a + \Gamma_2 \sigma_b \end{cases} \quad (VI-26)$$

En régime stationnaire, on a (à la limite $w \ll \Gamma_1, \Gamma_2$)

$$\sigma_a \approx 1 \quad \sigma_b \approx \frac{w}{\Gamma_2} \quad \sigma_c = \frac{w}{\Gamma_1} \quad (VI-27)$$

On trouve donc pour $\varphi_y^{(2)}(\lambda_1, t; \lambda_2, t+\tau)$ une exponentielle de constante de temps Γ_2^{-1} , partant de w/Γ_1 en $t=0$ et tendant vers l'asymptote $w^2/\Gamma_1 \Gamma_2$.

Le prolongement pour $\tau < 0$ de $\varphi_y^{(2)}(\lambda_1, t; \lambda_2, t+\tau)$, qui n'est autre que $\varphi_y^{(2)}(\lambda_2, t; \lambda_1, t+\tau)$, présente au voisinage de $\tau=0$ un trou de largeur $\sim \Gamma_1^{-1}$ ou Γ_2^{-1} et tend vers la même asymptote $w^2/\Gamma_1 \Gamma_2$. La courbe est donc très désymétrique (Fig. 7)

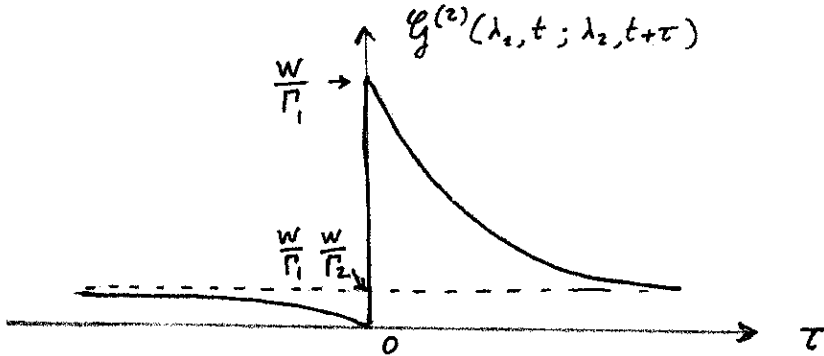


Fig. 7

Remarques

- (i) Nous avons supposé ici pour simplifier a, b, c non-dégénérés. Supposons maintenant que les 3 niveaux aient des moments cinétiques $J_a = J_c = 0$ $J_b = 1$. Il apparaît alors des corrélations très étroites entre les polarisations des 2 photons émis en cascade. Si par exemple le 1^{er} photon λ_1 est σ^+ , le 2^{ème} est nécessairement σ_- .

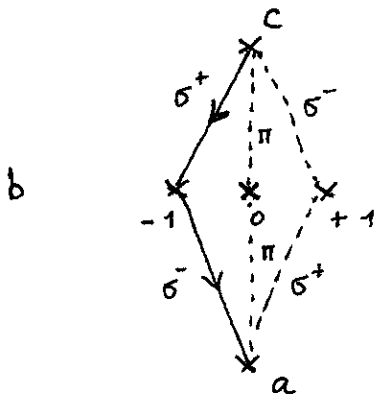


Fig. 8

Si le 1^{er} photon a une polarisation superposition linéaire de σ_+ et σ_- , le saut quantique de l'atome fera passer cet atome de c vers une superposition linéaire bien définie des 2 sous-niveaux Zeeman -1 et +1 de b. La polarisation émise sur λ_2 doit être alors calculée en partant de cet état initial.

Si l'on met en plus un champ magnétique, les 2 sous-niveaux -1 et +1 n'ont pas la même énergie. La superposition linéaire créée dans b après la détection du 1^{er} photon évolue donc et la polarisation du 2^{ème} photon dépend alors de l'intervalle de temps τ entre les 2 détections (corrélations perturbées par un champ magnétique - Analogie avec le phénomène de battement quantique)

(ii) Dans la référence 5, on montre comment la fluorescence de résonance laser d'un atome à 2 niveaux peut être considérée comme une cascade radiative, celle de l'atome "hanté" par les photons laser.

Cette approche suggère des effets nouveaux, comme l'existence de corrélations temporelles entre les bandes latérales du triplet de fluorescence, effets qui viennent d'être mis en évidence expérimentalement à l'Institut d'Optique (par Alain Aspect, Jean Dalibard et Serge Reynaud)

Références théoriques

- (1) D. STOLER, Phys. Rev. Lett. 33, 1397 (1974)
- (2) H.J. CARMICHAEL, D.F. WALLS J. Phys B 9, L43 et 1199 (1976)
- (3) C. COHEN-TANNOUJDI Les Houches 1975
(publié dans Frontiers in Laser spectroscopy, ed. R. Balmain, S. Haroche, S. Liberman North Holland 1977)
- (4) H.J. KIMBLE, L. MANDEL Phys. Rev. A 13, 2123 (1976)
- (5) C. COHEN-TANNOUJDI, S. REYNAUD. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 293, 223 (1979)