

Transitions à plusieurs quanta et amplification maser dans les systèmes à deux niveaux

A. Javan

► **To cite this version:**

A. Javan. Transitions à plusieurs quanta et amplification maser dans les systèmes à deux niveaux. J. Phys. Radium, 1958, 19 (11), pp.806-808. <10.1051/jphysrad:019580019011080600>. <jpa-00235936>

HAL Id: jpa-00235936

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00235936>

Submitted on 1 Jan 1958

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TRANSITIONS A PLUSIEURS QUANTA ET AMPLIFICATION MASER DANS LES SYSTEMES A DEUX NIVEAUX

Par A. JAVAN,

Columbia University, New-York, N. Y.

Résumé. — Tout système justiciable de la mécanique quantique qui peut devenir le siège de transitions radiatives entre deux niveaux d'énergie peut donner lieu à des transitions à plusieurs quanta si, en plus, l'un au moins des deux niveaux d'énergie possède un moment dipolaire électrique ou magnétique de valeur moyenne finie. On peut tirer parti de cet effet pour produire une émission induite de puissance hertzienne avec une distribution de population normale de température absolue positive. Ce processus est analogue à une diffusion Raman cohérente où deux quanta électromagnétiques interviennent dans la transition, l'un des photons étant absorbé, l'autre étant émis. C'est ainsi qu'on peut obtenir une émission stimulée à une fréquence ω par un système à deux niveaux de séparation énergétique $\hbar \omega_0$ en appliquant au système un champ de rayonnement de fréquence $\omega' = \omega_0 + \omega$, ω' étant ainsi supérieur à ω_0 . Si la puissance appliquée à la fréquence ω' est distribuée sur un intervalle de fréquence plus large que la largeur naturelle des niveaux, cette distribution de fréquence détermine la largeur et la forme de la radiation émise ω . Le cas particulier d'un système de spin 1/2 sera traité en détail pour obtenir les expressions de la susceptibilité induite à la fréquence d'amplification ω et pour discuter le facteur de bruit du à l'émission spontanée. On discute l'application à l'effet maser dans des ferrites, dans molécules et dans d'autres systèmes physiques.

Cet effet peut aussi être utilisé en spectroscopie en vue d'étudier en détail la forme de raie d'une transition optique en induisant une transition multiple de ce type par application simultanée d'une fréquence optique et d'une fréquence hertzienne.

Abstract. — Any quantum mechanical system which permits a radiative transition between two energy levels will allow a multiple quanta transition, if, in addition, at least one of the energy levels shows a finite average of the electrical or magnetic dipole moment. This effect can be used for producing a net induced emission of microwave power in systems with a normal (positive temperature) distribution of population. The process is similar to a coherent Raman scattering phenomenon where two quanta are involved in a transition, with one of the photons being absorbed while the other is emitted. Stimulated emission at a frequency ω can thus be obtained from a two level system with energy separation $\hbar \omega_0$, when an additional radiation field is present at a frequency $\omega' = \omega_0 + \omega$, ω' being larger than ω_0 . If the applied power at the frequency ω' is distributed over a frequency interval larger than the width of each level, the shape of the emission resonance will be determined by this frequency distribution. The specific case of a spin 1/2 system will be treated to obtain the susceptibility at the amplified frequency and the noise figure originating from spontaneous emission. Application to maser action in ferrites, molecules and other physical systems will be discussed.

The effect can also be used for the purposes of spectroscopy and detailed study of the line shape of an optical transition by inducing a multiple quanta transition of this type in which a combination of optical and microwave photons are involved.

Le but de la présente note est de décrire quelques applications des transitions à plusieurs quanta dans un système atomique à 2 niveaux. On peut dire de façon très générale que dans tout système quantique dans lequel une transition radiative est permise entre 2 niveaux, des transitions à plusieurs quanta seront possibles, si, en plus, l'un au moins des niveaux possède un moment dipolaire (électrique ou magnétique) permanent. La similitude des transitions à plusieurs quanta et de l'effet Raman a été soulignée par Kastler [1] il y a quelque temps déjà. Lorsqu'une transition fait intervenir 2 quanta dont la différence est égale à la distance des 2 niveaux, on a un processus dans lequel l'un des photons est absorbé et l'autre émis. Cet effet peut être utilisé pour produire l'amplification « Maser » dans des systèmes où la répar-

tion de populations est normale (température positive) [2]. Dans le but de montrer les diverses caractéristiques de cette amplification « Maser », nous traiterons le cas d'un solide paramagnétique contenant des centres paramagnétiques de spin 1/2 dans un champ magnétique. C'est là l'exemple typique de systèmes physiques très généraux que nous décrivons ci-dessus. La composante du moment magnétique dans la direction du champ appliqué donne l'élément de matrice diagonal du moment, et les composantes perpendiculaires du moment magnétique rendent les transitions radiatives possibles. Nous supposons qu'un champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega_1 t$ est présent avec une polarisation parallèle au champ appliqué et qu'un second champ de radiofréquence $2H_2 \cos \omega_2 t$ est présent et est perpendiculaire au champ statique.

L'équation d'évolution du moment magnétique est

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \vec{M} \wedge \vec{H} - \frac{(\vec{M} - \vec{M}_0)}{T}$$

où H comprend le champ statique \vec{H}_0 et les 2 champs de radiofréquence.

L'aimantation induite par $H_1 \cos \omega_1 t$ peut être obtenue par des calculs assez longs. Le résultat est

$$M_z' = H_1(X' \cos \omega_1 t - X'' \sin \omega_1 t)$$

avec

$$X'' = \frac{(\omega_2 - \omega_0) \cdot \left(\frac{H_2}{H_e}\right)^2}{4(\gamma H_e)^2} \cdot M_0 |\gamma| T H_e |\gamma| T \frac{(\gamma H_e)^2 + \omega_1^2}{\omega_1^2} \times \frac{1}{1 + (\omega_1 - |\gamma| H_e)^2}$$

expression dans laquelle

$$H_e = \frac{1}{|\gamma|} \sqrt{(\omega_2 - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_2^2} \quad \text{et} \quad \omega_1 T \gg 1.$$

La puissance émise à la fréquence ω_1 est

$$P = \frac{\omega_1}{2} H_1^2 X''.$$

Notons que pour $\omega_2 > \omega_0$, P est positive et il y a émission induite, et pour $\omega_2 < \omega_0$, P est négative et le résultat est une absorption.

Si $\omega_2 > \omega_0$, on obtient une amplification si P est assez grand pour dépasser les pertes dans la cavité.

L'action « Maser » que nous venons de décrire est semblable à celle dans le maser à 2 niveaux à température négative et où la température négative produit un renversement de l'aimantation permanente M_0 . Pour le comprendre, considérons le mouvement du vecteur aimantation dans le système de coordonnées tournant (fig. 1). Dans ce système, le champ effectif \vec{H}_e joue le même rôle que le champ statique \vec{H}_0 dans le système d'axes fixes. Le champ de radiofréquence $\vec{H}_1 \cos \omega_1 t$ fait un angle constant avec \vec{H}_e . Pour $\omega_2 > \omega_0$, la composante de \vec{M}_0 le long de \vec{H}_e est dans la direction opposée à ce champ. Ce cas est maintenant semblable à une température négative où \vec{M}_0 est dans la direction opposée à \vec{H}_0 .

Pour $\omega_2 < \omega_0$ cependant, la composante de \vec{M}_0 est dans la direction de \vec{H}_e et le cas est celui des températures positives (fig. 2). Ainsi, dans le dernier cas, se produit une absorption à la fréquence ω_1 , tandis que dans le premier cas, on a une émission à la même fréquence.

Pour discuter le facteur de bruit de ce type d'amplificateur, il est nécessaire d'introduire la notion de photons et de probabilités de transition. Pour $\omega_2 > \omega_0$, le rapport des probabilités d'émission et d'absorption de photons à la fréquence ω_1 est donné par

$$\frac{P_e}{P_a} = \frac{n_1 + 1}{n_1} \cdot \frac{n_2}{n_2 + 1}$$

n_1 et n_2 étant le nombre de photons aux fréquences ω_1 et ω_2 .

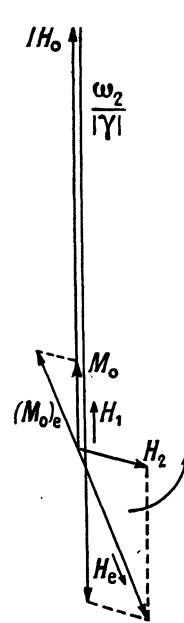


FIG. 1. — T négatif.

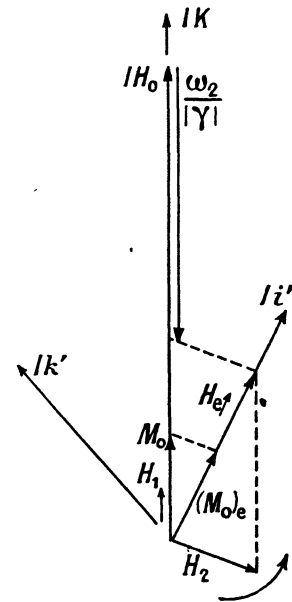


FIG. 2. — T positif dans le système tournant.

Pour $n_2 \gg 1$, le rapport est le même que celui relatif à une transition ordinaire à 1 photon.

Ainsi, les diverses discussions présentées dans la littérature [3] et relatives au facteur de bruit du maser à température négative s'appliquent directement à notre cas et la température de bruit la plus basse possible sera $\hbar \omega_1/k$, où k est la constante de Boltzmann.

La communication précédente a déjà décrit l'observation récente de l'émission induite dans le DPPH [4].

Il y a de grandes classes de systèmes physiques que l'on peut utiliser pour obtenir l'émission induite décrite ci-dessus, dont quelques-uns peuvent produire des signaux assez forts permettant d'obtenir l'amplification maser. Dans les molécules où les transitions ont une nature dipolaire électrique, la situation est la suivante : la molécule $\text{CH}_3\text{-CN}$ peut être utilisée pour l'amplification maser à 1 000 mc, avec une cavité de $Q = 6\,000$ si l'on utilise la transition $J = 3 \leftarrow 2$

avec $K = \pm 1$ et ± 2 . Le champ ω_2 est alors à la fréquence 5,6 Kmc.

Un autre point intéressant est la question de la forme de raie à la fréquence d'émission ω . Si le champ ω_2 a une distribution de fréquences très étroite la largeur $\Delta\omega_1$ du signal d'émission induite est la largeur de chaque niveau. Cependant si la fréquence ω_2 est distribuée sur une largeur beaucoup plus grande que la largeur des niveaux, le signal d'émission induite a une largeur égale à celle du champ ω_2 . Ceci est important pour améliorer la bande passante de ce type de maser.

Une autre application des transitions à plusieurs quanta de ce type est relative à la spectroscopie lorsqu'on utilise l'absorption simultanée de photons optiques et de radiofréquence.

Considérons la radiation de résonance optique d'un système atomique A. Soit un 2^e système atomique B qui possède une transition optique voisine de A, et supposons que la différence de ces 2 transitions tombe dans le domaine des micro-ondes et que la transition relative à B parte de son état fondamental ou d'un niveau métastable. Finalement, supposons qu'un effet Zeeman du 1^{er} ordre existe dans l'un des états reliés par la transition B (la dernière condition donne l'élément de matrice nécessaire pour que les transitions à plusieurs quanta décrites ici soient possibles). Comme exemple, on peut envisager le cas de 2 isotopes différents constituant les systèmes A et B, à cause du déplacement isotopique, leurs transition optiques diffèrent d'une quantité qui est du domaine des micro-ondes.

Si l'on excite A et qu'on utilise la lumière émise pour illuminer B en appliquant simultanément à B un champ de r. f. dont la fréquence est la différence des fréquences optiques de A et B, on obtiendra une excitation à 2 quanta de B. En particulier, on peut détecter cette résonance par l'émission lumineuse de B.

Dans le but d'obtenir un ordre de grandeur de l'intensité lumineuse obtenue dans ce processus, envisageons le cas où les 2 transitions optiques sont bien résolues en sorte que leur recouvrement se produit uniquement sur les ailes, où la forme

de raie est déterminée par l'amortissement radiatif seul.

En l'absence de radiofréquence, une certaine quantité de lumière est émise par B à cause de ce recouvrement; nous désignons cette émission par S . Si l'on applique un champ de radiofréquence à la fréquence convenable, l'intensité émise passera à $2S$ si l'intensité du champ de r. f. H_2 est suffisante et satisfait la condition

$$\left(\frac{\mu H_1 T}{\hbar}\right)^2 \simeq 1$$

μ étant la valeur moyenne du moment magnétique; H l'amplitude du champ magnétique; T la durée de vie de l'état excité.

Un tel signal est détectable à l'aide d'un photomultiplicateur.

Dans les éléments légers, la largeur Doppler limitera la résolution que l'on peut attendre de ce genre de spectroscopie. Cependant il y a de nombreux cas où cette technique semble devoir fournir un moyen utile pour l'étude détaillée d'une transition optique.

RÉFÉRENCES

- [1] KASTLER (A.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 323.
- [2] JAVAN (A.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, n° 3.
- [3] SHIMODA (K.), TAKAHASHI (H.) et TOWNES (C. H.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1957, **12**, 686.
- [4] WINTER (J.), Voir la communication précédente.

DISCUSSION

E. L. Hahn. — « Quelle relation doit-il exister entre le Q de la cavité et les paramètres du système pour que l'on obtienne l'oscillation spontanée du maser « virtuel » ? »

A. Javan. — « $Q = \frac{\omega_2}{2c\alpha\gamma}$ où ω_2 est la fréquence de pompage, α la valeur moyenne du moment dipolaire considéré et γ le coefficient d'absorption pour un processus à 1 photon. »