

Sur la relation de Ramsey

G. LOMAGLIO et J.G. THÉOBALD

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne et d'Electronique,
Faculté des Sciences, La Bouloie, 25030, Besançon.

La formule de Ramsey est toujours représentative du comportement des étalons de fréquence à jet moléculaire, et depuis peu, des fontaines de Zacharias. Nous démontrons cette relation en utilisant la notion de spin fictif $1/2$. Nous décrivons une expérience sur les doublets Λ de l'oxyde nitrique, utilisant la relation de Ramsey.

ABSTRACT. Ramsey's formula is yet one basic feature of beam frequency standards and now of Zacharias fountains. We demonstrate this formula using the concept of fictitious spin one-half. We describe an experience on Λ doublets of nitric oxide, using Ramsey's formula.

Introduction

Depuis l'invention des étalons de fréquence à Césium, leur précision repose sur le phénomène d'interférence de probabilités des transitions dans deux zones d'irradiation, phénomène introduit par Ramsey [1]. Ce phénomène est aussi utilisé en spectroscopie d'autres atomes et molécules [1] ou dans le cas des neutrons [2]. La description théorique est basée sur une relation (relation V 37) démontrée dans le modèle de probabilités de transition entre deux niveaux atomiques. Cette relation et le "Ramsey pattern" sont toujours utilisés, même si les méthodes de détection des transitions ont parfois changé. La démonstration de cette formule pour les faibles niveaux d'irradiation est même devenue un classique des cours et des concours [2]. Nous proposons ci-après une démonstration (sans aucune approximation) dans le formalisme du spin fictif $1/2$ [3]. Elle repose sur le théorème de Larmor.

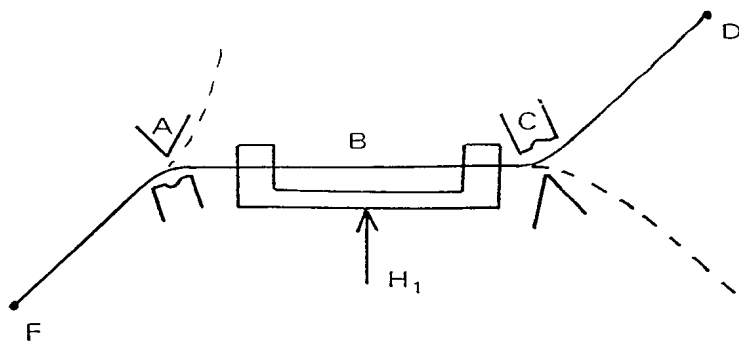


Figure 1. Spectromètre à jet de Césium.

L'appareil utilisé dans les horloges à Césium (fig. 1) est basé sur la méthode cinétique de Rabi. Cette méthode s'applique aux atomes ou molécules d'un jet. Elle dérive de l'expérience de Stern et Gerlach. Un pinceau d'atomes est issu d'un four et délimité par des diaphragmes. Il pénètre dans une enceinte à vide. Les particules traversent successivement trois régions *A*, *B*, *C*, avant d'atteindre un détecteur *D*.

La région *A* est le siège d'un champ magnétique non uniforme du type Stern et Gerlach. Celui-ci incurve la trajectoire d'une façon qui dépend de l'état quantique (état déterminé par le moment magnétique de la particule).

La région *C* est le siège d'un champ analogue à *A*, mais dont le gradient est dirigé en sens inverse. Le détecteur *D* est l'équivalent d'une jauge, c'était dans les premiers temps un détecteur à fil chaud, maintenant on utilise plutôt un détecteur à multiplicateur d'électrons, ou les méthodes optiques. Le détecteur permet de mesurer le nombre de particules reçues par unité de temps. Le rôle du champ *C* est de produire une courbure des trajectoires en sens inverse de *A*, de façon à focaliser sur le détecteur *D* les atomes issus du four dans un état quantique donné, lorsque l'orientation du moment magnétique ne subit pas d'altération en cours de route. La région centrale *B* est le siège d'une zone d'irradiation. Tout atome qui subit une transition change d'état quantique et est soumis en *C* à une déviation différente des atomes qui n'ont pas transité. Il n'atteint plus le détecteur. Lorsque les conditions de résonance sont réalisées, l'indication du détecteur baisse. Dans la méthode de Ramsey, la région *B* comporte elle-même trois parties. Deux régions sont le siège d'un champ électromagnétique qui irradie les

molécules pendant deux intervalles de temps τ , séparés par un intervalle de temps T durant lequel les molécules ne sont pas irradiées. La probabilité de transition globale résulte alors d'une sorte d'interférence des probabilités de transitions induites pendant les intervalles de temps τ .

La probabilité de transition est donnée par la formule de **Ramsey**. Celle-ci a été établie en appliquant les principes de la mécanique quantique.

Résumé du calcul de Ramsey.

Les coefficients d'occupation de deux états p et q évoluent suivant le système

$$\begin{aligned} i\hbar C_p(t) &= W_p C_p(t) + \hbar b e^{i\omega t} C_q(t) \\ i\hbar C_q(t) &= \hbar b e^{-i\omega t} C_p(t) + W_q C_q(t) \end{aligned}$$

Pendant le temps τ l'atome subit une première irradiation. Puis, pendant le temps T il n'est plus irradié et $b = 0$. Enfin pendant un deuxième intervalle de temps τ , il est de nouveau irradié. Dans ces conditions, avec $C_p(0) = 1$, on obtient [1]:

$$C_q^2 = 4 \sin^2 \Theta \sin^2 \frac{1}{2} a\tau \left[\cos \lambda T / 2 \cos \frac{1}{2} a\tau - \cos \Theta \sin \frac{1}{2} \lambda T \sin \frac{1}{2} a\tau \right]^2$$

C'est la probabilité de transition.

Le spin fictif 1/2. (En anglais "fictitious spin one-half")

Cette notion est basée sur l'analogie suivante. L'ensemble des deux niveaux d'énergie entre lesquels on étudie la transition d'une particule peut se comparer à l'ensemble des deux niveaux d'énergie Zeeman que peut prendre un spin 1/2 placé dans un champ magnétique continu. Ils ont les énergies.

$$W_{12} = g\beta H_o m_s$$

Dans cette relation : g est le facteur de Landé, β le magnéton de Bohr, H_o le champ magnétique continu produisant les deux niveaux Zeeman, m_s le nombre quantique Zeeman de spin (+ - 1/2).

La transition se fait entre les deux niveaux. On peut considérer au départ que la région A a pour effet d'évacuer du jet les atomes peuplant l'un des deux états quantiques. La transition induite par un champ tournant H_1 dans la région B a pour effet de dépeupler plus ou moins

l'un des états au bénéfice de l'autre. C'est le point de vue quantique utilisé par Ramsey pour établir sa formule. Mais on peut donner de cette expérience une description classique utilisant le théorème de Larmor: Un moment magnétique \mathbf{M} placé dans un champ magnétique \mathbf{H} tourne autour d'une direction parallèle à celui-ci, à la vitesse angulaire $\omega = \gamma \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}$ (γ est le rapport gyromagnétique de la particule).

La condition de résonance s'exprime d'une part par la relation d'Einstein

$$\Delta E = g\beta H_o = \hbar\omega_R$$

ω étant la pulsation du champ radiofréquence, d'autre part par la condition que la pulsation du champ de radiofréquence tournant H_1 soit précisément égale à la fréquence de précession du moment magnétique dans le champ continu H_o

$$\omega_R = \gamma H_o$$

La comparaison des deux relations donne alors

$$\hbar\omega_R = \hbar\gamma H_o = g\beta H_o$$

qui établit la correspondance entre les grandeurs classique et quantique

$$\hbar\gamma = g\beta$$

Effet d'une seule zone d'irradiation : la formule de Rabi

L'intervalle spectroscopique ΔE est équivalent à l'application d'un champ statique $H_o = \Delta E/\gamma\hbar$, γ étant le "rapport gyromagnétique" équivalent. Un champ tournant à la vitesse angulaire ω , entraîne avec lui le "trièdre tournant" dans lequel le champ magnétique efficace se compose du champ $(H_o - \omega/\gamma)$ aligné suivant l'axe Oz et du champ linéaire (dans le référentiel tournant) que nous alignerons suivant Oy .

Notons que le calcul s'appliquera aussi si on applique un champ continu H_o et, à des instants donnés, un autre champ continu H_1 perpendiculaire à H_o , le référentiel tournant [3] deviendra alors immobile. Dès lors, on calcule facilement la probabilité de transition en absence de relaxation en utilisant la "formule fondamentale" de la trigonométrie sphérique. Si le moment magnétique (auquel nous donnerons le module

1) est aligné au départ suivant Oz , par suite du théorème de Larmor au bout de temps τ , il fera avec Oz l'angle θ [4] (voir Fig. 2)

$$\cos \theta = 1 - 2 \sin^2 \Theta \sin^2 \frac{1}{2} a \tau$$

$$\sin \Theta = H_1 / \sqrt{(H_o - \omega/\gamma)^2 + H_1^2} \quad a = \gamma \sqrt{(H_o - \omega/\gamma)^2 + H_1^2}$$

La probabilité de transition est donnée par

$$\cos \theta = 1 - 2p$$

puisque l'état de départ est dépeuplé de p et l'autre état enrichi de la même quantité. D'où

$$p = \sin^2 \Theta \sin^2 \frac{1}{2} a \tau$$

c'est la formule de Rabi.

N.B. Sur la figure 2, la trajectoire de l'extrémité de $M(t)$ n'est pas une portion de grand cercle.

Etablissement de la formule de Ramsey

On applique au spin fictif $1/2$, ou à la molécule présentant deux niveaux d'énergie voisins,

- 1) du temps 0 au temps τ , le champ $(H_o - \omega/\gamma) + H_1$
- 2) du temps τ au temps $\tau + T$ le champ $(H_o - \omega/\gamma)$ seul
- 3) du temps $\tau + T$ au temps $\tau + T + \tau$ une deuxième fois le champ $(H_o - \omega/\gamma) + H_1$.

- au temps $t = 0$, l'aimantation s'écrit

$$\mathbf{M}(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

dans le référentiel $0xyz$. Dans le référentiel dont l'axe Oz' fait l'angle Θ avec Oz , on a (rotation de l'axe Oz autour de Ox de l'angle Θ):

$$\mathbf{M}'(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \Theta \\ \cos \Theta \end{pmatrix}$$

- Après rotation autour de Oz' à la vitesse angulaire a pendant le temps τ

$$\mathbf{M}'(\tau) = \begin{pmatrix} \sin \Theta & \sin a\tau \\ -\sin \Theta & \cos a\tau \\ \cos \Theta & \end{pmatrix} = \mathfrak{R}(a\tau)\mathbf{M}'(0)$$

Dans le référentiel $Oxyz$, $\mathbf{M}'(\tau)$ s'écrit

$$\mathbf{M}(\tau) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta & \sin \Theta \\ 0 & -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \Theta & \sin a\tau \\ -\sin \Theta & \cos a\tau \\ \cos \Theta & \end{pmatrix} = \mathfrak{R}(-\Theta)\mathbf{M}'(\tau)$$

- De l'instant τ à l'instant $\tau+T$, seul H_o est appliqué et \mathbf{M} tourne autour de Oz à la vitesse angulaire $\lambda = \gamma(H_o - \omega/\gamma)$, pendant le temps T soit d'un angle λT

$$\mathbf{M}(\tau+T) = \begin{pmatrix} \cos \lambda T & -\sin \lambda T & 0 \\ \sin \lambda T & \cos \lambda T & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{M}(\tau) = \mathfrak{R}(\lambda T)\mathbf{M}(\tau)$$

et, à l'instant $(\tau+T)$, dans le référentiel $Oxyz'$, on aura

$$\mathbf{M}'(\tau+T) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta & -\sin \Theta \\ 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \mathbf{M}(\tau+T) = \mathfrak{R}(\Theta)\mathbf{M}(\tau+T)$$

- Après une 2ème rotation $a\tau$ autour de l'axe Oz' on aura

$$\mathbf{M}'(\tau+T+\tau) = \begin{pmatrix} \cos a\tau & -\sin a\tau & 0 \\ \sin a\tau & \cos a\tau & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{M}'(\tau+T) = \mathfrak{R}(a\tau)\mathbf{M}'(\tau+T)$$

- Enfin dans le référentiel $Oxyz$, on aura, au bout du temps $\tau+T+\tau$

$$\mathbf{M}(\tau+T+\tau) = \mathfrak{R}(-\Theta)\mathbf{M}'(\tau+T+\tau)$$

Après quelques manipulations, on peut écrire puisque $|M| = 1$

$$\begin{aligned} \cos\theta(\tau+T+\tau) &= M_z(\tau+T+\tau) \\ &= 1 - 2.4 \sin^2 \Theta \sin^2 \frac{1}{2} a\tau [\cos \frac{1}{2} \lambda T \cos \frac{1}{2} a\tau - \cos \Theta \sin \frac{1}{2} \lambda T \sin \frac{1}{2} a\tau]^2 \\ &= 1 - 2P \\ P &= 4 \sin^2 \Theta \sin^2 \frac{1}{2} a\tau [\cos \frac{1}{2} \lambda T \cos \frac{1}{2} a\tau - \cos \Theta \sin \frac{1}{2} \lambda T \sin \frac{1}{2} a\tau]^2 \end{aligned}$$

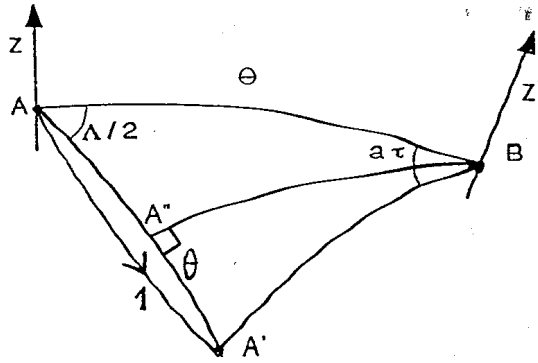


Figure 3. Détermination de l'angle Λ .

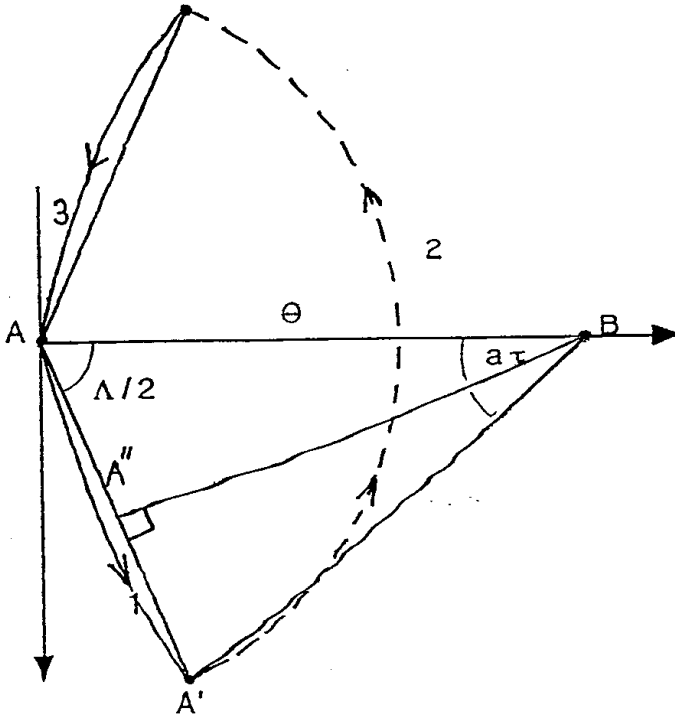


Figure 4. Projection du mouvement sur le plan xOy lorsque $P = 0$.

Comme on le voit sur la figure 2 il y a une valeur particulière $\lambda T'$

pour laquelle $M(\tau + T + \tau)$ coïncide avec $M(O)$. A ce moment la probabilité de transition est nulle. Ceci arrive lorsque $M(\tau + T)$ est symétrique de $M(\tau)$ par rapport au plan $yo z$. Soit (Fig. 3 et 4) A l'intersection de Oz avec la sphère, B l'intersection de Oz' avec la sphère, A' l'extrémité de $M(\tau)$. Soit A'' le milieu de l'arc AA' dans le triangle sphérique (rectangle en A'') $AA''B$, on a ([4] p.19, relation [I]):

$$\cotg \Lambda/2 = \tg a\tau/2 \cos \Theta$$

L'angle Λ jouant un rôle particulier, on peut alors écrire la relation:

$$P = \text{Cte.} [1 - \cos(\lambda T - \Lambda)]$$

De plus, si p , probabilité de transition à l'issue de la première phase d'irradiation vaut $p = 1$, alors $P = 0$. On s'aperçoit qu'on peut écrire:

$$P = 2p(1 - p)[1 - \cos(\lambda T - \Lambda)]$$

Λ correspond à un temps de transit (pour un désaccord λ donné) ou à un désaccord (lorsque T est donné), tels que la probabilité de transition est nulle. La courbe donnant P correspond à un battement entre les probabilités de transition induites dans les deux zones où le champ H_1 est appliqué. La largeur du battement est telle que $\Delta\omega = 1/T$. La frange centrale sera d'autant plus étroite que T est plus long. De plus on voit que cette largeur ne dépend pas de H_1 , c'est-à-dire de l'intensité du champ. Pour un jet atomique de vitesse $500m/s$ et une distance entre zones de $50cm$, $T = 10^{-3}s$ la largeur de raie est de l'ordre de $500Hz$ (Fig. 5) [5]. Avec les vitesses basses obtenues récemment dans une fontaine de Zacharias ($1m/s$), on obtient des largeurs de raies de quelques Hertz [6].

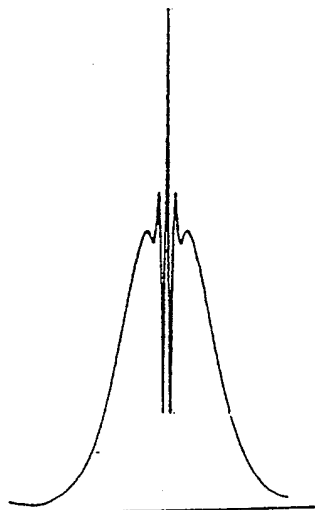


Figure 5. “Ramsey pattern” d’un appareil à jet de Césium.

Notons encore que sur les figures 2, 3, 4, les portions 1, 2, 3 de la trajectoire de l’extrémité de M ne sont pas des arcs de grand cercle. Pour des raisons techniques [7], dans certains cas, on déphase les champs d’irradiation dans chacune des deux zones (de 90° le plus souvent). Si le second champ est en avance sur le premier de l’angle δ , cela revient à faire tourner H_1 de l’angle δ , ou si on veut, à diminuer de δ l’angle λT .

Petit Problème

La périodicité en λT étant établie, on peut s’apercevoir que lorsque $\lambda T = 2\pi$, M est au voisinage du plan xoz . Il est bien tentant de rechercher alors si M est dans ce plan, autrement dit si M_y est nul.

On peut vérifier que

$$\begin{aligned} M_y = & 2 \sin \Theta \cos \Theta \sin^2 a\tau/2 [3 - 2 \sin^2 a\tau/2 (1 + \cos^2 \Theta)] \cos \lambda T \\ & + \sin \Theta \sin a\tau (1 - 4 \cos^2 \Theta \sin^2 a\tau/2) \sin \lambda T \\ & + 2 \sin^2 a\tau/2 \sin \Theta \cos \Theta (1 - 2 \sin^2 \Theta \sin^2 a\tau/2) \end{aligned}$$

qu’on écrit:

$$\begin{aligned} M_y = & 2 \sin \Theta \cos^3 \Theta \sin^4 a\tau/2 [(3 \operatorname{tg}^2 \Lambda/2 + a^2/\lambda^2 - 2) \cos \lambda T \\ & + \operatorname{tg}(\Lambda/2) (\operatorname{tg}^2 \Lambda/2 + a^2/\lambda^2 - 4) \sin \lambda T \\ & + \operatorname{tg}^2 \Lambda/2 + 2 - a^2/\lambda^2] \end{aligned}$$

Si $\lambda T = \pi + \lambda T'$, et avec $t = \operatorname{tg} \Lambda/2$, M_y est nul si la quantité

$$(1 + t^2)[\dots] = [-(3t^2 + a^2/\lambda^2 - 2)(1 - t^2) - 2t^2(t^2 + a^2/\lambda^2 - 4) + (t^2 + 2 - a^2/\lambda^2)(1 + t^2)]$$

M_y s'annule si

$$\operatorname{tg}^2 \Lambda/2 = \frac{1}{2}[a^2/\lambda^2 - 3 \pm (1 - a^2/\lambda^2)]$$

soit $\operatorname{tg}^2 \Lambda/2 = -1$ (impossible) et $\operatorname{tg}^2 \Lambda/2 = (1 - 2 \cos^2 \Theta)/\cos^2 \Theta$ qui exige $\cos^2 \Theta \leq 1/2$ On voit que ceci ne se produit que pour une valeur très particulière de H_1 .

Cas d'une seule zone d'irradiation. Relation avec d'autres phénomènes connus.

Dans sa thèse, Winter [8] avait montré que la formule de Rabi s'applique, soit à une assemblée d'atomes n'ayant pas subi la relaxation, soit à une quantité qui évolue comme $e^{-t/T}$, T étant le temps de relaxation. Dès lors la probabilité de transition par unité de temps est

$$P_u = 1/T \left(\int_0^\infty P(t) e^{-t/T} dt / \int_0^\infty e^{-t/T} dt \right) = 1/2(\gamma^2 H_1)^2 T / [1 + \lambda^2 T^2 + \gamma^2 H_1^2 T^2]$$

De la même façon, à partir des composantes de $M(\tau)$ après une rotation $a\tau$ autour de Oz

$$M(\tau) = \begin{pmatrix} \sin \Theta \sin a\tau \\ \sin \Theta \cos \Theta (1 - \cos a\tau) \\ \cos^2 \Theta + \sin^2 \Theta \cos a\tau \end{pmatrix}$$

on peut calculer les valeurs moyennes de l'aimantation telles que les donnent les équations de Bloch

Absorption

$$\frac{\gamma H_1 M_0 T}{1 + \Gamma^2 T^2} \quad \text{avec} \quad \Gamma^2 = \lambda^2 + \gamma^2 H_1^2$$

Dispersion

$$\frac{\lambda \gamma H_1 T^2}{1 + \Gamma^2 T^2} M_0 \quad , \quad M_z = \frac{1 + \lambda^2 T^2}{1 + \Gamma^2 T^2} M_0 \quad , \quad \lambda = \gamma(H_0 - \omega/\gamma)$$

C'est précisément le résultat des équations de Bloch, lorsque $T_1 = T_2$. On n'oubliera pas que dans ce paragraphe, T est le temps de relaxation.

Une expérience d'interférence de probabilités de transition sur un gaz renfermé dans une cellule :

Pour étudier des intervalles spectroscopiques, on peut, comme il se fait d'habitude, balayer la fréquence d'une onde de part et d'autre d'une résonance. On peut aussi appliquer deux impulsions continues de durée τ , espacées d'un intervalle de temps T qu'on balaye. La formule de Ramsey dans laquelle on fait $\omega = 0$ (impulsions de niveau constant) permet de rendre compte des faits observés. La probabilité de transition est alors une fonction sinusoidale de λT , λ étant l'intervalle spectroscopique. Ceci est vrai quel que soit le niveau des impulsions continues.

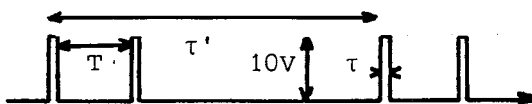


Figure 6. Séquences d'irradiation sur un doublet Λ de NO.

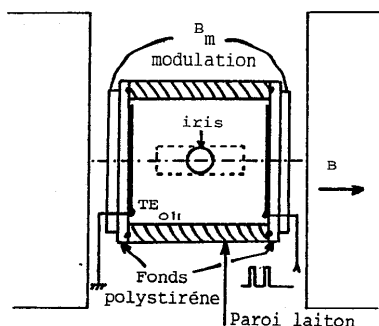


Figure 7. Schéma du dispositif expérimental.

On veut étudier les doublets Λ de l'oxyde nitrique NO dans l'état $2\pi 3/2J = 3/2$, que nous avons étudiés antérieurement par effet Autler-Townes [9] [10]. Mais au lieu d'irradier les doublets Λ par une onde sinusoidale, nous appliquons deux impulsions de durée τ séparées par un intervalle de temps T (Fig. 6). Dans l'état $2\pi 3/2J = 3/2$ de NO, il y a quatre niveaux Zeeman [11] [12], dont chacun est décomposé par l'interaction électron-noyau d'azote, en 3 sous-niveaux M, m_I . Chacun

des douze niveaux est décomposé par dédoublement Λ [12]. Un champ électrique microonde (bande X) permet d'observer les transitions dipolaires électriques entre états

$$M, m_I, \Lambda^\pm \longleftrightarrow M \pm 1, m_I, \Lambda^\mp$$

pendant qu'on irradie la transition $\Delta M = 0$ à l'aide de séries de deux impulsions (champ électrique radiofréquence). La méthode est analogue à celle du pompage optique. On observe alors un éclatement des niveaux, ou plutôt, à cause des largeurs de raies, un élargissement des transitions microondes et une diminution de leur intensité. C'est ce qui est le plus facile à observer sur la dérivée seconde d'une raie d'absorption. L'intervalle entre deux trains successifs est τ' (de l'ordre de $10\mu s$) aussi faible que le permet la relaxation. La technique est celle de la référence [10], à cette nuance près, qu'on utilise une cavité TE_{011} d'axe parallèle au champ magnétique, et dont les fonds en chlorure de polyvinyle sont légèrement métallisés (à l'intérieur pour éviter l'hystérésis diélectrique). Le champ électrique microonde est perpendiculaire au champ magnétique directeur (il induit des transitions $\Delta M = \pm 1$). Le champ électrique radiofréquence est parallèle au champ magnétique directeur (il induit des transitions $\Delta m = 0$) (Fig. 7). Les courbes (Fig. 8) ont l'allure sinusoidale prévue par la relation de Ramsey en étant périodiques mais amorties par l'intervention de la relaxation. La courbe a été obtenue sur la transition H_7 de l'oxyde nitrique NO, ($M = -1/2, m_I = 1 \rightarrow M = -3/2, m_I = 1$) l'effet est relatif au doublet Λ^\pm ($M = -3/2, m_I = 1$), d'intervalle $1,1 MHz$. L'atténuation permet d'évaluer le temps de relaxation qui est $T_2 = (0,20 \pm 0,05)10^{-6}$ sec.



Figure 8. Effet "Autler-Townes" dû à deux impulsions rapprochées (amplitude de la dérivée seconde de l'absorption).

Références

- [1] Ramsey N. - *Molecular Beams* - Oxford U.P. 1956.
- [2] Basdevant J.L. - *Mécanique quantique* - Ecole Polytechnique Ellipses - Ed. Marketing, 32 rue Bargue 75015 Paris - 1986.
- [3] Abragam A. - *Les principes du magnétisme nucléaire* - P.U.F. Paris VIè - 1961.
- [4] Danjon A. - *Astronomie Générale* - Ed J.R. Sennac Paris - 1959.
- [5] Dimarcq N., Giordano V., Théobald G., Cérez P. - *J. Appl. Phys.* **69**, 3 p 1158 - 1991.
- [6] Clairon A., Salomon C., Guelatti S., Philipps D. - *Europhysics Letters* **16** (2) p. 165 - 1991.
- [7] Ramsey N., Silsbee H.B. - *Physical Review* **81** p.278 - 1951.
- [8] Winter J. - *Ann. Physique* t **19** p. 745 - 1959.
- [9] Autler S.H., Townes C.H. - *Phys. Rev.* t **100** p. 703 - 1955.
- [10] a) Chardon J.C., Théobald J.G. - *C.R.Ac.Sc.* t **266** B p. 792 - 1968 XVème Colloque Ampère Grenoble 1968. b) Chardon J.C., Ferhat M., Théobald J.G. - *CR.Ac.Sc.* t **265** B p.750 - 1967.
- [11] Beringer R., Castle J.E. - *Phys. Rev.* t **76** p. 581 - 1950.
- [12] Beringer R., Rawson E.B., Henry A.F. - *Phys. Rev.* t **94** p. 343 - 1954.

(Manuscrit reçu le 6 octobre 1993)