SPECTROMÈTRE HERTZIEN POUR ÉTUDES DE DOUBLE RÉSONANCE

Par J. LEGRAND, B. MACKE, J. MESSELYN ⁽¹⁾ et R. WERTHEIMER,Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne ⁽²⁾, Faculté des Sciences de Lille.*(Reçu le 25 avril 1968, révisé le 27 juin 1968.)*

Résumé. — L'excitation simultanée de deux transitions de rotation d'un gaz ayant un niveau d'énergie commun fait apparaître des phénomènes liés à cette double irradiation. Nous avons réalisé un spectromètre particulièrement bien adapté à l'étude de ces phénomènes. Ce spectromètre met en œuvre un asservissement en phase des oscillateurs de pompe et de sonde et une modulation par tout ou rien de la puissance de pompe suivie d'une démodulation synchrone du signal de sonde. Notre dispositif présente des possibilités d'utilisation, une résolution et une sensibilité qui n'avaient jamais été obtenues dans ce domaine.

Abstract. — By use of phase locking of the pumping and signal oscillators added to both an "on-off" switching of the pumping power and a phase detection of the signal, we have built a spectrometer particularly suitable for the study of double resonance phenomena occurring in microwave gaseous spectroscopy. Such an apparatus exhibits utilization and resolving possibilities together with a sensitivity never yet reached in this domain.

Introduction. — Considérons [1] trois niveaux d'énergie de rotation d'une molécule 1, 2, 3 tels qu'à l'approximation dipolaire électrique les transitions $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ sont permises et de fréquences respectives ν_0 , ν_0 et la transition $1 \rightarrow 3$ interdite. On conçoit qu'en envoyant une puissance importante à une fréquence ν' voisine de ν_0 , on puisse modifier l'absorption aux fréquences ν voisines de ν_0 (sonde). Les expériences de double résonance [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11] et [12] consistent à étudier ces modifications en fonction des écarts $(\nu - \nu_0)$ et $(\nu' - \nu_0)$, de la pression p du gaz qui fixe les conditions de relaxation et de la puissance de pompage.

Ces expériences requièrent un appareillage assez élaboré en raison du faible domaine de fréquence où

l'effet est observé $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sim \frac{\Delta\nu'}{\nu'_0} \sim 10^{-4}\right)$ et de la faible intensité de cet effet. Les meilleurs spectromètres qui aient été réalisés en double résonance [4] utilisent une stabilisation de fréquence (type Pound) des oscillateurs de sonde et de pompe pour réduire les fluctuations de fréquence. La sensibilité requise est obtenue en appliquant une modulation de fréquence rapide de faible amplitude à l'un des oscillateurs et en effectuant

une démodulation synchrone. On peut faire sur ce type de spectromètre les réserves suivantes :

1. Par principe, l'asservissement de fréquence laisse subsister un léger écart de fréquence non corrigé et n'élimine pas parfaitement les fluctuations de fréquence. Ceci se traduit par une perte de résolution et une incertitude de fréquence.

2. Le signal observé est proportionnel à la dérivée par rapport à la fréquence modulée de la figure d'absorption. Il est parfois assez difficile d'en déduire celle-ci en forme vraie. De plus, la vitesse de modulation généralement adoptée (100 kHz) diminue singulièrement la résolution du spectromètre.

Dans nos expériences [1], [10], [11], [12], [13], les fréquences de sonde et de pompe sont de l'ordre de 23 GHz et 69 GHz. Aux problèmes généraux de double résonance s'ajoute donc celui de l'aiguillage convenable de ces deux fréquences assez différentes [6], [12], à l'entrée et à la sortie de la cellule d'absorption. Compte tenu de cette remarque, des critiques des spectromètres antérieurs et d'impératifs spécifiques aux expériences que nous nous proposons de réaliser, nous nous sommes imposés de réaliser un spectromètre présentant les caractéristiques suivantes :

1. Envoi d'une puissance de pompe aussi importante que possible et d'une puissance de sonde faible en protégeant le détecteur de sonde de l'accès direct du signal de pompe.

⁽¹⁾ Ce travail, effectué sous contrat D.R.M.E., constitue le résumé d'une partie de la thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques soutenue par J. Messelyn le 28 février 1968 devant la Faculté des Sciences de Lille et enregistrée au C.N.R.S. sous le n° A.O. 2252.

⁽²⁾ Equipe de recherches associée au C.N.R.S.

2. Définition, balayage et mesure des fréquences :

- Asservissement de phase des oscillateurs de sonde et de pompe pour obtenir un spectre aussi étroit que possible et éliminer toute fluctuation de fréquence.
- Balayage électronique de la fréquence de sonde ou de pompe à très basse vitesse, l'autre fréquence étant fixe ou balayée de telle sorte qu'à chaque instant la fréquence ($\nu + \nu'$) soit égale à celle de la transition interdite $1 \rightarrow 3$, soit $(\nu_0 + \nu'_0)$.
- Mesure précise des fréquences fixes par comptage et des fréquences balayées par un marquage dense [14].

3. Détection :

- Enregistrement graphique en forme vraie de la modification d'absorption due au pompage.
- Haute sensibilité par modulation en tout ou rien de la puissance de pompe et démodulation synchrone, la fréquence de modulation étant choisie suffisamment basse pour ne pas affecter la résolution.

Nous décrivons le dispositif expérimental où apparaissent les méthodes employées pour satisfaire aux impératifs précédents et quelques expériences qui font ressortir les performances du spectromètre ainsi réalisé.

I. Dispositif expérimental. — L'étude de l'interaction des deux rayonnements avec le gaz s'effectue dans un guide d'onde constituant la cellule d'absorption. Cette cellule ainsi que l'installation annexe de vide, d'admission du gaz et de mesure de pression ont un caractère classique [10], [15], [16] et [17]. Nous limiterons notre description à l'appareillage hyperfréquence, aux systèmes d'asservissement en phase des oscillateurs de sonde et de pompe, et à la chaîne de détection et de mesure.

I.1. DISPOSITIF HYPERFRÉQUENCE. — L'oscillateur de sonde est un klystron (1,25 cm) (E.M.I. R 9675), le pompage 5 mm étant effectué par un carcinotron (C.S.F. COE 40 B). La figure 1 schématise l'ensemble de l'appareillage hyperfréquence.

L'introduction correcte des deux puissances nous a posé un problème assez délicat. Nous avons dû abandonner les coupleurs à fente [10] (guide RG 99 U/guide RG 53 U) dont la transmission était médiocre pour utiliser des coupleurs directifs 3 dB en guide RG 53 U (Hewlett Packard K 752 A). Le signal de pompe est introduit dans la voie directe grâce à une transition pyramidale (De Mornay Bonardi BE 018); par cette méthode, la transmission de la puissance de pompe est excellente (perte inférieure à 1 dB).

En revanche, le coupleur n'étant plus directif dans ce fonctionnement surdimensionné, une petite partie de la puissance de pompage remonterait dans la voie dérivée si elle n'était protégée.

Pour maîtriser la puissance importante issue du

FIG. 1. — Dispositif hyperfréquence. — C.A. : Charge adaptée. — Att. : atténuateur. — Dét. : détecteur. — Coupl. : coupleur. — Mél. : mélangeur. — Mod. : modulateur. — Pyr. : raccord pyramidal. — C.C. : piston de court-circuit. — Ond. : ondemètre. — Mult. : multiplicateur. — C_1 , C_2 , C_3 : cornets. — G : grille mobile autour de l'axe XY. — C : carcinotron. — K : klystron.

carcinotron (11 W au maximum) et découpler celui-ci de la charge, nous avons réalisé un dispositif à propagation quasi optique [18]. Il se compose d'un cornet d'émission et d'un cornet de réception de même gain 20 dB (De Mornay Bonardi DB B 520); entre ces deux cornets, nous plaçons une grille polarisante à fils parallèles (Philips PM 7104 Z). La distance entre les cornets a été choisie de telle manière que la puissance maximale admise dans la cellule soit de 1 W. Un couplage plus important amène en effet un élargissement considérable du spectre d'émission du carcinotron qui le rend inutilisable dans nos expériences. En faisant tourner la grille dans son plan, nous introduisons une atténuation variable. Au voisinage du cornet de réception, un cornet de moindre gain (De Mornay Bonardi DBB 510) prélève la puissance nécessaire au dispositif d'asservissement du carcinotron. Le modulateur (C.S.F. 50-75 Mod) permet la modulation par tout ou rien de la puissance de pompage.

La puissance de sonde est introduite par la voie du coupleur 3 dB. Elle est contrôlée par un atténuateur étalonné (De Mornay Bonardi DBE 410); celui-ci est protégé des remontées de la puissance de pompage par un iris résonnant à la fréquence de sonde (fenêtre de $1,00 \times 6,07$ mm) qui assure une atténuation de

l'ordre de 20 dB à la fréquence de pompe. Un coupleur 20 dB (De Mornay Bonardi DBE 630) prélève la partie de la puissance de sonde nécessaire au détecteur à deux cristaux (Micro Now 604) de la chaîne d'asservissement en phase du klystron. L'ondemètre à absorption introduit permet un repérage approximatif de la fréquence de sonde.

A l'extrémité de la cellule d'absorption, une charge adaptée (De Mornay Bonardi DBE 450) dissipe la majeure partie de la puissance de pompe. La moitié de la puissance de sonde est prélevée à l'aide d'un deuxième coupleur directif. Une série de trois iris résonnant à la fréquence de sonde assure une protection de 60 dB contre la puissance de pompe qui traverse la grille du coupleur. L'atténuateur placé devant le détecteur permet, en couplant son réglage avec celui de l'atténuateur de tête de cellule, de travailler à niveau constant sur ce détecteur, donc à sensibilité constante.

I.2. STABILISATION DES FRÉQUENCES. — Compte tenu des stabilités et des précisions requises, il est nécessaire d'asservir en phase [19] les deux sources hyperfréquences (klystron de sonde et carcinotron de pompe). Le principe de cet asservissement est le suivant. Une partie du signal de la source à stabiliser, de fréquence ν , est mélangée avec l'harmonique N d'un étalon pilote de fréquence F_0 . Le battement résultant est envoyé sur un synchriminateur de phase qui asservit la phase de ce battement sur celle d'un signal interne de fréquence F_1 . Cet asservissement est réalisé par l'application d'une tension d'erreur (issue d'un comparateur de phase) à l'électrode de commande de fréquence de la source (réflecteur du klystron ou ligne du carcinotron). Lorsque la stabilisation est obtenue, la source fonctionne sur l'une des fréquences :

$$\nu = NF_0 \pm F_1.$$

Les signes $\pm$ correspondent respectivement aux fonctionnements supradyne et infradyne. Dans les trois synchriminateurs que nous utilisons (deux Schomandl FDS 30 et un Dymec-Hewlett-Packard 2650 A), la fréquence intermédiaire F_1 est de l'ordre de 30 MHz et est obtenue par triplage d'une fréquence interne ou externe.

1. Asservissement du klystron. — L'étalon pilote a été entièrement réalisé au laboratoire [20]. Il délivre une fréquence F_0 voisine de 900 MHz obtenue par multiplication de la fréquence f d'un oscillateur à quartz légèrement variable au voisinage de la fréquence f_0 ($f_0 = 4\,996\,633$ Hz). Avec un rang d'harmonique N égal à 26, le synchriminateur Schomandl FDS 30 réalise une stabilisation supradyne du klystron de sonde à une fréquence :

$$\nu = 4\,680f + F_1.$$

Lorsqu'on travaille à fréquence de sonde fixe, la fréquence F_1 est dérivée de l'étalon 5 MHz du laboratoire (General Radio 1115 B) à l'aide d'un multi-

plicateur réalisé par nos soins. La fréquence ν se déduit du comptage de la fréquence f , le compteur (Rochar A 1149) étant également piloté par l'étalon du laboratoire.

2. Asservissement du carcinotron. — L'étalon utilisé est un klystron 2-4,3 GHz (Férisol OS 401 A) lui-même asservi en phase à l'aide du dispositif Dymec-Hewlett-Packard 2650 A. Ce premier étage utilise une fréquence intermédiaire f_i et une fréquence pilote f'_0 dérivée par multiplication de celle de l'étalon du laboratoire. Par cette méthode, on peut réaliser un étalon secondaire de fréquence F'_0 :

$$F'_0 = nf'_0 \pm f_i.$$

Cette fréquence est multipliée et mélangée à celle issue du carcinotron sur un détecteur 5 mm placé à la sortie du cornet de prélèvement (cf. § I.1). Le battement est appliqué à un deuxième synchriminateur de phase Schomandl FDS 30 équipé d'un tiroir carcinotron qui permet d'asservir ce tube sur l'une des fréquences :

$$\nu' = N(nf'_0 \pm f_i) \pm F_1.$$

Dans la pratique, nous avons utilisé deux combinaisons différentes des nombres n et N pour stabiliser ν' au voisinage de ν'_0 respectivement en infradyne et en supradyne, le klystron U.H.F. étant dans les deux cas stabilisé en supradyne. Ces deux combinaisons sont respectivement :

$$\begin{aligned} N = 20; \quad n = 19; \quad f'_0 &= 180 \text{ MHz (infradyne)} \\ N = 18; \quad n = 19; \quad f'_0 &= 200 \text{ MHz (supradyne)}. \end{aligned}$$

Lorsqu'on travaille à fréquence de sonde fixe, on utilise la deuxième combinaison avec une fréquence F_1 de 30 MHz dérivée de l'étalon du laboratoire :

$$\nu' = 68\,430 + 18f_i \text{ (MHz)}.$$

Le comptage de f_i détermine exactement ν' .

3. Balayage des fréquences. — En vertu du principe même de l'asservissement en phase, il n'est pas possible de balayer, même dans le petit intervalle (10 MHz) que nous explorons, en agissant sur la commande électronique des tubes. Il est nécessaire d'agir directement sur les fréquences des étalons utilisés. Pratiquement, la servitude de l'enregistrement graphique nous a amenés à effectuer des balayages lents à l'aide d'un générateur très basse fréquence (C.R.C. GB 860) et à réaliser la modulation à l'aide de diodes « varicap ».

Pour un bon fonctionnement du servomécanisme d'asservissement, cette modulation s'effectue à l'aide de signaux triangulaires; elle s'applique au niveau des générateurs de fréquence f , f_i et F_1 suivant le type d'expériences réalisées.

En particulier, en appliquant la même référence variable F_1 aux synchriminateurs du klystron et du carcinotron, on réalise des expériences où, à chaque instant, les écarts de fréquences $(\nu - \nu_0)$ et $(\nu' - \nu'_0)$ sont égaux ou opposés suivant que les stabilisations

sont de même nature (supradynes) ou de nature différente (supradyne pour le klystron et infradyne pour le carcinotron en utilisant la deuxième combinaison). L'étude du cas où les écarts sont égaux ne présente guère d'intérêt avec notre disposition des niveaux d'énergie; en revanche, lorsque les écarts $(\nu - \nu_0)$ et $(\nu' - \nu'_0)$ sont opposés, la somme des fréquences ν et ν' est à chaque instant égale à la fréquence de la transition interdite $3 \rightarrow 1$ et cette méthode nous permet d'explorer de façon détaillée le processus à deux quanta $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. C'est d'ailleurs en fonction de cette étude que nous avons développé cette technique et mis au point une stabilisation infradyne du carcinotron.

1.3. CHAÎNE DE DÉTECTION. — Dans nos premières expériences, nous avons utilisé les techniques de la spectroscopie vidéo [15], [16], [17]. Les premiers résultats obtenus furent encourageants mais la sensibilité nous est rapidement parue insuffisante pour atteindre les pressions basses auxquelles les effets du pompage sont les plus significatifs. Pour améliorer le rapport « signal/bruit », nous avons utilisé une technique de modulation et de démodulation synchrone. Les expériences de double irradiation s'y prêtent particulièrement bien car l'introduction de la puissance de pompe se traduit par une modification de l'absorption de sonde et il est possible de réaliser un spectromètre particulièrement sensible à modulation d'absorption. A cet effet, on module par tout ou rien la puissance de pompe, et, en protégeant le détecteur de bout de cellule de l'action directe du signal de pompe, on détecte un signal synchrone proportionnel à la différence entre les absorptions de sonde en présence et en absence de pompage.

Pratiquement, le modulateur est un modèle à ferrite (C.S.F. 50-75 Mod). Son temps de montée (200 μ s environ) nous a amenés à choisir des fréquences de commutation relativement basses (125 Hz; 400 Hz; 1 kHz) favorables d'ailleurs à la résolution de notre appareillage.

La caractéristique statique de transmission en fonction du courant d'excitation du modulateur permet de déterminer l'intensité favorable. En raison de nos impératifs particuliers (génération de courant carré, égalité des temps d'ouverture et de fermeture, nature inductive de la charge), le générateur de commande du modulateur a été réalisé au laboratoire.

Le signal issu du cristal d'extrémité de cellule est appliqué à un ensemble de détection de phase. Celui-ci comporte essentiellement un préamplificateur apériodique à faible bruit, un atténuateur calibré à 1 %, un amplificateur sélectif commutable sur les trois fréquences de modulation et le détecteur de phase lui-même qui emprunte sa référence carrée au générateur de modulation; suivant les cas, nous utilisons des constantes de temps d'intégration de 100, 200, 300, 500 millisecondes ou une seconde. La tension continue maximale disponible à la sortie symétrique

du détecteur synchrone est d'un volt. Sur la meilleure sensibilité (atténuation 0 dB), ceci correspond à un signal carré d'entrée de 2 μ V c.a.c. Lorsque nous travaillons en fréquence(s) balayée(s), le signal issu de la chaîne de détection est appliqué à l'entrée Y d'un enregistreur graphique (Hewlett-Packard 7035 AM), la tension X étant fournie par le générateur T.B.F. assurant la wobulation. De façon habituelle, la durée choisie pour un enregistrement est de 50 s (signal en triangle de période 100 s) et la constante de temps d'intégration de 200 ms. Un oscilloscope à entrée différentielle (C.R.C. OC 728 NS) permet de faire une mise au point préliminaire à une cadence plus rapide.

Dans les études en point par point, que seul un appareillage comme le nôtre permet d'effectuer, la lecture s'effectue sur un galvanomètre à équipement immergé utilisé en millivoltmètre d'impédance élevée (Sefram Verispot, type Verivac).

La sensibilité de notre ensemble de détection est telle que nous avons pu effectuer des mesures à des pressions inférieures à deux microns de mercure.

1.4. MESURE DES FRÉQUENCES ET RÉOLUTION. — Rappelons que les fréquences fixes sont mesurées par simple comptage. Pour effectuer la mesure des fréquences balayées, nous avons réalisé un fréquence-mètre qui assure un marquage en levée de plume de nos enregistrements graphiques [14]. L'expérience pratique nous a montré que les imprécisions de mesure étaient toujours inférieures aux incertitudes de pointé.

La résolution du spectromètre dépend de la période de commutation du modulateur hyperfréquence. Avec la fréquence choisie de 400 Hz, la perte de résolution est négligeable. Une deuxième limitation de la résolution en fréquence est la largeur du spectre d'émission des sources stabilisées (klystron et carcinotron). Cette largeur a pour origine la non-monochromaticité des tubes et le bruit dont sont affectés les étalons des chaînes d'asservissement. Nous avons vérifié la qualité spectrale de nos sources asservies. A cet effet, on analyse le battement entre l'étalon et la source qu'il asservit. La fréquence centrale de ce battement est égale à la fréquence intermédiaire F_i du synchronisateur de phase et son spectre est une transposition de celui de la source. En balayant la fréquence F_i à l'aide du wobulateur 9-11 MHz associé au générateur très basse fréquence, on obtient à la sortie d'un récepteur à bande étroite (Hammarlund SP 600) le spectre de la source asservie.

Pratiquement, nous avons rassemblé sur un même enregistrement (*fig. 2*) trois courbes obtenues en balayant un intervalle F_i de l'ordre de 10 kHz. La courbe 1 nous sert de test; elle est obtenue en appliquant directement le signal issu du wobulateur à l'entrée du récepteur et caractérise en quelque sorte la résolution de l'analyseur de spectre ainsi réalisé. Les courbes 2 et 3 sont respectivement relatives au spectre du klystron et du carcinotron. Les largeurs spectrales de ces sources sont obtenues par confronta-

FIG. 2. — Spectre des oscillateurs asservis.

tion des diverses courbes. On peut attribuer aux courbes 1, 2 et 3 les demi-largeurs à mi-hauteur 320 Hz, 840 Hz et 360 Hz respectivement. En admettant une composition quadratique des largeurs, on en déduit les largeurs approximatives $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ des spectres d'émission du klystron et du carcinotron asservis :

$$\Delta\nu = 800 \text{ Hz}; \quad \Delta\nu' = 160 \text{ Hz}.$$

La largeur plus importante du spectre du klystron asservi doit être attribuée à l'étalon de la chaîne de stabilisation qui est obtenu par multiplication, le spectre naturel du klystron étant plus étroit que celui du carcinotron.

En rapprochant les résultats relatifs à la stabilité et à la pureté spectrale, on peut attribuer aux déterminations des fréquences du carcinotron et du klystron des précisions de 800 Hz et de 1,4 kHz. Pratiquement, on peut mettre en évidence des modifications sensibles de la figure d'absorption pour une variation de la fréquence de sonde de 1 kHz.

II. Performances. — Nous décrirons trois types d'expériences effectuées sur l'anhydride sulfureux qui mettent en évidence la sensibilité du spectromètre, ses possibilités de balayage en fréquence et sa résolution.

II. 1. MISE EN ÉVIDENCE DE LA SENSIBILITÉ. — Grâce à notre appareillage, il nous a été possible de travailler jusqu'à des pressions inférieures au millitorr avec un rapport « signal/bruit » plus que satisfaisant.

L'enregistrement reproduit sur la figure 3 permet aisément d'en témoigner; la courbe représente les

FIG. 3. — Étude de la sensibilité du spectromètre. Enregistrement à 0,4 millitorr.

modifications d'absorption observées, à fréquence de pompe balayée et fréquence de sonde fixée, pour la puissance de pompage maximale réalisable avec notre matériel et à une pression égale à 0,4 millitorr. Les installations généralement utilisées antérieurement ne permettaient pas d'effectuer d'études aux pressions inférieures à 10 millitorrs.

II. 2. POSSIBILITÉS DE MODULATION. — En utilisant la technique expérimentale détaillée en (I. 2), nous sommes en mesure d'assurer le balayage des deux oscillateurs de telle façon que leurs fréquences ν et ν' satisfassent à la relation :

$$(\nu - \nu_0) = -(\nu' - \nu'_0). \quad (1)$$

Comme l'indique la théorie, on peut alors calculer exactement [13] les effets du pompage dans un système à trois niveaux, quels que soient les ordres de grandeur des puissances de sonde et de pompe utilisées. En injectant une puissance de pompage élevée, le phénomène d'absorption lié à la double irradiation s'étend sur une large plage de fréquences, nettement supérieure en largeur aux raies de pompe et *a fortiori* de sonde. En balayant dans les conditions (1) les deux oscillateurs au voisinage de ν_0 et de ν'_0 , il nous a été possible d'extraire en forme vraie la raie correspondant à la transition de sonde du signal détecté en voie de sonde.

L'enregistrement de la figure 4 a été réalisé à une pression de 6 millitorrs en injectant le maximum de

FIG. 4. — Raie de sonde en forme vraie.

la puissance pouvant être fournie par le carcinotron. L'atténuation introduite en voie de sonde étant de l'ordre de 35 dB, nous sommes assurés de ne pas saturer la transition $2 \rightarrow 3$ et, profitant de l'élargissement considérable apporté par le pompage au phénomène de double irradiation, on peut considérer que la courbe donne la forme vraie de la raie de sonde dans les conditions expérimentales correspondantes.

Les calculs théoriques relatifs au cas où la relation (1) est satisfaite peuvent être menés de façon exacte quelle que soit la puissance injectée en voie de

sonde; ceci doit permettre une étude de formes de raie et de phénomènes de saturation à l'aide d'expériences analogues à celle qui correspond à la figure 4.

II. 3. MESURE PRÉCISE DE LA FRÉQUENCE DE SONDE.

— Pour montrer la résolution de notre appareillage, nous décrirons une méthode de mesure très précise de la fréquence ν_0 de la transition de sonde. A cet effet, on exploite [12] l'invariance de l'absorption dans la transformation :

$$\begin{aligned}(\nu - \nu_0) &\rightarrow -(\nu - \nu_0) \\ (\nu' - \nu'_0) &\rightarrow -(\nu' - \nu'_0)\end{aligned}\quad (2)$$

quelles que soient les puissances de pompe et de sonde. Lorsque l'on travaille à fréquence de sonde fixe, la courbe représentant les variations d'amplitude en fonction de la fréquence de pompe est généralement fortement dissymétrique. En vertu de la loi (2), la courbe symétrique est obtenue lorsque la fréquence de sonde est celle de la résonance. Moyennant un choix convenable des puissances de pompe et de sonde et de la pression, cette courbe symétrique peut présenter deux maximums dont les amplitudes diffèrent rapidement dès que l'on s'écarte légèrement de la résonance. Les enregistrements de la figure 5 sont obtenus à une pression de 5 millitorrs à laquelle ce basculement est particulièrement rapide. La courbe 1 correspond à une fréquence $\nu = 23\,414,228$ MHz. L'ordonnée du maximum C_1 est inférieure à celle du maximum A_1 . La courbe 2 correspond à une fréquence $\nu = 23\,414,248$ MHz. L'ordonnée du maximum C_2 est supérieure à celle du maximum A_2 .

La courbe 3 qui correspond à une fréquence $\nu = 23\,414,238$ MHz admet deux maximums A_3 et

FIG. 5.

Mesure de la fréquence ν_0 de la transition de sonde.

C_3 qui ont sensiblement même ordonnée. La fréquence ν correspondante est donc voisine de la fréquence ν_0 de la transition de sonde, mais on peut encore perfectionner le résultat en effectuant une interpolation linéaire sur la différence des ordonnées des points A_1 et C_1 de l'ensemble de ces trois courbes, ce qui donne pour la valeur précise de ν_0 :

$$\nu_0 = 23\,414\,236 \text{ kHz.}$$

En admettant que l'interpolation est faite à 1 mm près, on en déduit que ν_0 est connue à 2 kHz près, ce qui correspond à un pouvoir de résolution de 10^7 . La précision à laquelle est mesurée pratiquement ν_0 est un peu moins bonne à cause des variations de la puissance de pompe sur l'intervalle de fréquence exploré. Nous estimons cette précision à 5 kHz, précision qui n'est obtenue par aucun autre spectromètre.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MESSELYN (J.) et WERTHEIMER (R.), *C. R. Acad. Sc. Paris*, 1964, **258**, 4473.
- [2] BATTAGLIA (A.), GOZZINI (A.) et POLACCO (E.), *Nuovo Cimento*, 1959, **14**, 1076.
- [3] SHIMODA (K.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1959, **14**, 954.
- [4] COX (A. P.), FLYNN (G. W.) et WILSON Jr (E. B.), *J. Chem. Physics*, 1965, **42**, 3094.
- [5] BATTAGLIA (A.), DI GIACOMO (A.) et SANTUCCI (S.), *Nuovo Cimento*, 1966, **43**, 89.
- [6] WOODS (R. C.), RONN (A. M.) et WILSON Jr (E. B.), *Rev. Sc. Instruments*, 1966, **37-7**, 927.
- [7] YAJIMA (T.) et SHIMODA (K.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1960, **15**, 1668.
- [8] YAJIMA (T.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, **16**, 1594.
- [9] YAJIMA (T.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, **16**, 1709.
- [10] MACKE (B.), MESSELYN (J.) et WERTHEIMER (R.), *J. Physique*, 1966, **27**, 579.
- [11] MACKE (B.), Thèse de 3^e Cycle, Lille, 1966.
- [12] LEGRAND (J.), MACKE (B.) et MESSELYN (J.), *C. R. Acad. Sc. Paris*, 1967, **264**, 60.
- [13] MACKE (B.), MESSELYN (J.) et WERTHEIMER (R.), *J. Physique*, à paraître.
- [14] LEGRAND (J.), MACKE (B.), MESSELYN (J.) et WERTHEIMER (R.), *Rev. Physique Appl.*, 1968, **3**, 199.
- [15] TOWNES (C. H.) et SCHAWLOW (A.), *Microwave Spectroscopy*, McGraw-Hill.
- [16] WERTHEIMER (R.), Thèse, Éditions de la Revue d'Optique Th. et Exp., 1956.
- [17] FOREST (H.), Thèse de 3^e Cycle, Lille, 1962.
- [18] Fiches techniques Philips Quasi-Optics.
- [19] MACKE (B.), MESSELYN (J.) et WERTHEIMER (R.), *L'onde électrique*, 1966, p. 123.
- [20] VANHOUTTE (J. C.), Mémoire d'ingénieur C.N.A.M., Lille, février 1968.