

**UNIVERSITÉ DE LILLE
FACULTÉ DES SCIENCES**

CENTRE DE 3^{eme} CYCLE D'OPTIQUE

Thèse de 3^{eme} Cycle

**Étude et réalisation d'une cavité
résonnant simultanément sur deux
fréquences en vue d'études de double
irradiation en spectroscopie hertzienne
des gaz**



Membres du Jury : M. LEBRUN, Président
M. WERTHEIMER, Examineur
M. MAES, Examineur

présentée à Lille, le 3 Octobre 1968

par

Jean LEGRAND

UNIVERSITE DE LILLE
FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. H. LEFEBVRE - M. PARREAU.

Professeurs Honoraires

MM. ARNOULT - BEGHIN - BROCHARD - CAU - CHAPPELON - CHAUDRON -
CORDONNIER - DEHEUVELS - DEHORNE - DOLLE - FLEURY - P. GERMAIN -
KAMPE DE FERIET - KOURGANOFF - LAMOTTE - LELONG - Mme LELONG -
MM. MAZET - MICHEL - NORMANT - PARISELLE - PASCAL - PAUTHENIER - ROIG
ROSEAU - ROUBINE - ROUELLE - WIEMAN - ZAMANSKY.

Doyen

M. DEFRETIN , Professeur de Biologie et Physiologie animales.

Assesseurs

MM. HEUBEL - Professeur de Chimie Minérale.
LEBRUN - Professeur d'Electronique, Electrotechnique et Auto-
matique.

Professeurs

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées.
BEAUFILS	Chimie.
BONNEMAN	Chimie.
BECART	Physique.
BLOCH	Biologie et Physiologie animales.
BONTE	Sciences de la Terre.
BOUGHON	Mathématiques pures.
BOUISSET	Biologie et Physiologie animales.
BOURIQUET	Biologie Végétale.
CELET	Sciences de la Terre.
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.

MM. CORSIN	Sciences de la Terre.
DECUYPER	Mathématiques Pures.
DEDECKER	Mathématiques Pures.
DEFRETIN	Biologie et Physiologie animales.
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
DELATTRE	Sciences de la Terre.
DELEAU	Sciences de la Terre.
DELHAYE	Chimie.
DERCOURT	Sciences de la Terre.
DESCOMBES	Mathématiques Pures.
DURCHON	Biologie et Physiologie animales.
FOURET	Physique.
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
GLACET	Chimie.
GONTIER	Mathématiques Appliquées.
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie animales.
HEUBEL	Chimie.
HOCQUETTE	Biologie Végétale.
LEBEGUE	Botanique.
Mme LEBEGUE	Physique.
MM. LEBRUN	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
Mle LENOBLE	Physique.
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
LINDER	Biologie Végétale.
LUCQUIN	Chimie.
MARION	Chimie.
MARTINOT-LAGARDE	Mathématiques Appliquées.
Mle MARQUET	Mathématiques Pures.
MM. MENNESSIER	Géologie.
MONTARIOL	Chimie.
MONTREUIL	Chimie.

MM. MORIAMEZ	Physique.
MOUVIER	Chimie.
PARREAU	Mathématiques Pures.
PEREZ	Physique.
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures.
POUZET	Mathématiques Appliquées.
PROUVOST	Sciences de la Terre.
SAVARD	Chimie.
SCHILTZ	Physique.
SCHALLER	Biologie et Physiologie animales.
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures.
MM. TILLIEU	Physique.
TRIDOT	Chimie.
VAILLANT	Mathématiques Pures.
VAZART	Botanique.
VIVIER	Biologie et Physiologie animales.
WATERLOT	Sciences de la Terre.
WERTHEIMER	Physique.

Maîtres de Conférences

Mme BADIER	Physique.
Mle BASTIANI	Mathématiques Pures.
MM. BELLET	Physique.
BENABOU	Mathématiques Pures.
BILLARD	Physique.
BOILLET	Physique.
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures.
CHERRUAULT	Mathématiques Pures.
CHEVALIER	Mathématiques.
DEVRAINNE	Chimie.
Mme DIXMIER	Mathématiques.
M. DOUCET	Chimie.
Mme DRAN	Chimie.

MM. DUQUESNOY	Chimie.
GOUDMAND	Chimie.
GUILBAULT	Biologie et Physiologie animales.
GUILLAUME	Biologie Végétale.
HANGAN	Mathématiques.
HENRY	Physique.
HERZ	Mathématiques Appliquées.
HEYMAN	Physique.
HUARD DE LA MARRE	Mathématiques Appliquées.
JOLY	Biologie et Physiologie animales.
LABLACHE-COMBIER	Chimie.
LACOSTE	Biologie Végétale.
LAMBERT	Physique.
LANDAIS	Chimie.
LEHMANN	Mathématiques Pures.
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures.
MM. LOUCHEUX	Chimie.
MAES	Physique.
METTETAL	Zoologie.
MONTEL	Physique.
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques.
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
PARSY	Mathématiques Pures.
RACZY	Physique.
ROBERT	Mathématiques Appliquées.
SAADA	Physique.
SEGARD	Chimie.
TUDO	Chimie Minérale Appliquée.
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne du Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université de Lille, sous la direction de Monsieur le Professeur WERTHEIMER, à qui je tiens à exprimer mes sentiments de vive gratitude.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur LEBRUN, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury, ainsi que Monsieur le Professeur MAES qui a accepté d'en être membre.

J'adresse également mes remerciements à mes collègues et amis J. MESSELYN et B. MACKÉ qui ont, par leur collaboration, permis de mener à bien la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont encore au Personnel de l'atelier pour les réalisations mécaniques nécessitées par ce travail.

INTRODUCTION

Les études de double irradiation effectuées au laboratoire (1), (2) ont porté sur une molécule du type toupie asymétrique : l'anhydride sulfureux, nous en rappelons rapidement le principe.

Les transitions choisies $6_{06} \rightarrow 6_{15}$, $6_{15} \rightarrow 5_{24}$ (notation de Mulliken) se situent dans les gammes de longueur d'onde des 4 mm et des 1,25 cm. Désignons par 1, 2, 3 les niveaux 6_{06} , 6_{15} , 5_{24} et par E_1 , E_2 , E_3 les énergies de rotation correspondantes. Les niveaux 2 et 3 sont connectés par la transition de fréquence la plus basse ($\nu_0 = \frac{E_3 - E_2}{h} = 23.414$ MHz), les niveaux 1 et 2 par la transition de fréquence la plus élevée ($\nu'_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} = 68.972$ MHz). La transition dipolaire électrique entre les niveaux 1 et 3 est interdite par les règles de sélection. Le gaz SO_2 maintenu à faible pression est irradié par deux rayonnements électromagnétiques fournis par des oscillateurs fonctionnant à des fréquences ν et ν' pouvant être réglées sur les valeurs ν_0 et ν'_0 et sur des valeurs voisines dépendant du type d'expériences envisagées. L'un des oscillateurs peut délivrer une puissance élevée (oscillateur de pompe) tandis que l'autre travaille à faible puissance (oscillateur de sonde). L'objet des expériences de double irradiation est d'observer la modification d'absorption qui se produit à la fréquence de sonde, modification due au pompage de l'autre transition. Une estimation élémentaire des modifications d'absorption à la fréquence de sonde, en supposant la saturation quasi totale de la transition de pompe, fait ressortir de manière évidente l'intérêt qu'il y a à effectuer le pompage sur la transition de fréquence la plus élevée. Cette disposition conduit en effet à la plus grande modification relative de l'absorption.

Le spectromètre à onde progressive utilisé (1) ne permettant pas d'obtenir le champ saturant de pompe très élevé nécessaire à une étude complète des phénomènes, une solution à ce problème peut être apportée par l'utilisation de cavités hyperfréquences.

Notre travail consiste à étudier et réaliser un spectromètre à cavité adapté aux expériences de double irradiation. La nature de ces expériences nécessite que la cavité résonne aux fréquences ν_0 et ν'_0 et que l'accord au voisinage de ces fréquences puisse être ajusté indépendamment pour chacune d'elles. A cet effet nous avons mis en oeuvre une technique d'accord assez particulière utilisant les propriétés des transitions tronconiques. L'obtention de la sensibilité maximale du spectromètre conditionne les valeurs des différents paramètres géométriques et hyperfréquences et nous avons souvent été conduits à des solutions de compromis. De nombreuses difficultés ont été rencontrées au cours de la réalisation pratique. L'étanchéité de l'ensemble et en particulier du dispositif de commande des pistons d'accord nous a posé de sérieux problèmes.

Enfin, nous étudions les performances du spectromètre réalisé et décrivons deux types d'expériences pour lesquelles celui-ci est particulièrement bien adapté.

L'exposé de notre travail se divise en 3 parties :

- A - L'étude du projet de cavité résonnant sur deux fréquences
- B - la description de notre réalisation de ce projet et l'étude expérimentale de son adaptation aux études de double irradiation
- C - Les résultats des premières études de double irradiation entreprises avec notre cavité.

A - PROBLEMES THEORIQUES

Dans notre domaine de fréquences, les cavités résonnantes sont généralement constituées par un tronçon de guide d'onde à faibles pertes fermé à chaque extrémité par une paroi conductrice. Les formes réalisées peuvent être très variées, mais on rencontre très fréquemment des cavités parallélépipédiques ou cylindriques. Les calculs relatifs aux différents paramètres de la cavité parallélépipédique présentent une formulation plus simple que dans le cas de la cavité cylindrique, mais en revanche, la réalisation mécanique en est beaucoup moins aisée. C'est cette dernière raison qui nous a amenés à choisir la forme cylindrique circulaire.

Nous rappelons tout d'abord la désignation et les équations des différents modes de résonance dans une cavité cylindrique. Puis les valeurs à adopter pour les différents paramètres sont déterminées de manière à rendre maximale la sensibilité du dispositif. Enfin, nous examinons le processus d'accord et de couplage permettant de n'obtenir que les résonances souhaitées.

I - La cavité cylindrique

Les modes normaux et leurs configurations dans une cavité cylindrique, sont établis en intégrant les équations de Maxwell par la méthode habituelle de séparation des variables en coordonnées cylindriques (fig. 1).

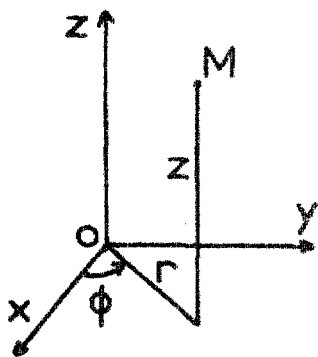


Figure.1.

Les composantes des champs sont exprimées dans le système MKSA et dépendent du temps par la fonction harmonique $e^{j\omega t}$ que nous omettrons par la suite ($j = \sqrt{-1}$).

Les solutions peuvent être classées en deux catégories : les modes TE pour lesquels le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation (z), les modes TM pour lesquels

l'excitation magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation. Ces deux groupes de solutions présentent une parfaite analogie formelle et nous n'étudions que le cas des ondes TE.

Toutes les composantes du champ électrique et de l'excitation magnétique s'expriment en fonction de la composante suivant la direction de propagation (z) de l'excitation magnétique Hz. Cette fonction Hz satisfait à l'équation des ondes :

$$\Delta Hz + k^2 Hz = 0 \quad \text{avec } k^2 = \epsilon \mu \omega^2$$

Δ désigne l'opérateur de Laplace.

En coordonnées cylindriques (r, ϕ , z) on a :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial Hz}{\partial r} + \frac{\partial^2 Hz}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 Hz}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 Hz}{\partial z^2} + k^2 Hz = 0$$

La recherche des solutions harmoniques de la forme :

$$Hz = H_0 e^{j\omega t} \quad \text{avec} \quad H_0 = M(r) \Phi(\phi) Z(z)$$

permet la séparation des variables et conduit au système aux trois équations différentielles :

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + m^2 = 0$$

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_z^2 = 0$$

$$\frac{1}{M} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial M}{\partial r} + \frac{\partial^2 M}{\partial r^2} \right) + \left(k_C^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) = 0 \quad \text{où } k_C^2 = k^2 - k_z^2 \quad [1]$$

La solution de ce système doit satisfaire pour un cylindre de révolution autour de Oz, de rayon R, de longueur L et limité par deux plans de section droite aux conditions aux limites :

$$Hz = 0 \quad \text{pour } z = 0 \quad \text{et } z = L$$

$$Hr = 0 \quad \text{pour } r = R$$

La première équation se résoud facilement pour toutes les valeurs de m . Les solutions physiquement valables sont celles pour lesquelles ϕ est une fonction périodique et de période 2π de la variable ϕ . Toutes les valeurs entières de m satisfont à cette condition.

La deuxième équation ne donne de solution correspondant à une propagation effective et satisfaisant aux conditions aux limites que si :

$$kz = \frac{n\pi}{L} \quad \text{avec } n \text{ entier} \quad [2]$$

La dernière équation s'intègre facilement pour m entier et satisfait aux conditions aux limites pour :

$$k_C = \frac{\sigma_i}{R} \quad [3]$$

σ_i est la $i^{\text{ème}}$ racine de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre m . Les équations des champs sont alors donnés par les équations : (4)

$$E_r = -m (\mu/\epsilon)^{1/2} H_0 \frac{J_m(\sigma_i r/R)}{\sigma_i r/R} \sin m\phi, \sin k_z z$$

$$E_\phi = -(\mu/\epsilon)^{1/2} H_0 J'_m\left(\frac{\sigma_i r}{R}\right) \cos m\phi \sin k_z z$$

$$E_z = 0$$

$$H_r = \frac{k_z}{k} H_0 J'_m\left(\frac{\sigma_i r}{R}\right) \cos m\phi \cos k_z z$$

$$H_\phi = -m \frac{k_z}{k} H_0 \frac{J_m(\sigma_i r/R)}{\sigma_i r/R} \sin m\phi \cos k_z z$$

$$H_z = \frac{\sigma_i}{R} \frac{H_0}{k} J_m\left(\frac{\sigma_i r}{R}\right) \cos m\phi \sin k_z z$$

J_m et J'_m désignent respectivement les fonctions et les dérivées des fonctions de Bessel d'ordre m .

[4]

La dépendance entre la fréquence de résonance f , le rayon R et la longueur L de la cavité cylindrique, apparaît en reportant dans la relation [1] les valeurs de k_C et k_z [2], [3]. On tire alors facilement la fréquence de résonance de la cavité en ondes TE :

$$f_{TE} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\frac{\sigma_i^2}{\pi^2 R^2} + \frac{m^2}{L^2}} \quad [5]$$

De la même manière pour les ondes TM on aurait :

$$f_{TM} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\frac{\eta_i^2}{\pi^2 R^2} + \frac{m^2}{L^2}}$$

où η_i désigne la $i^{\text{ième}}$ racine de la fonction de Bessel d'ordre m . Il est commode de caractériser la résonance électromagnétique par la valeur des trois nombres m, i, n et c'est ce que nous ferons en disant que la cavité résonne sur le mode $TE_{m,i,n}$ ou $TM_{m,i,n}$ suivant le cas. Le mode correspondant à la fréquence de résonance la plus petite est dit fondamental, il s'agit du mode $TE_{1,1,1}$.

Chaque mode de résonance d'une cavité est caractérisé par son coefficient de qualité. Ce coefficient est défini au facteur 2π près par le rapport de l'énergie électromagnétique emmagasinée dans le volume de la cavité à l'énergie dissipée par période à la fréquence de résonance. Les origines différentes des pertes nous amènent à définir pour une cavité deux coefficients de qualité, un coefficient de qualité propre correspondant aux pertes propres de la cavité, et un coefficient de qualité en charge correspondant à l'ensemble de toutes les pertes de la cavité. Il est intéressant par analogie avec les circuits à constantes localisées, de relier la puissance dissipée dans la cavité à la puissance perdue par couplage et dissipée dans une charge extérieure. Soit β le coefficient de couplage défini par la relation :

$$\beta = \frac{\text{puissance couplée à la charge}}{\text{puissance dissipée dans la cavité}}$$

Il existe alors entre le coefficient de qualité à vide Q_0 le coefficient de qualité en charge Q_L et β la relation

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta)$$

Lorsque la cavité est couplée à plusieurs charges, on peut introduire un coefficient de couplage pour chaque charge et la formule précédente devient dans ce cas :

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_1 + \beta_2 + \beta_i + \dots)$$

où β_i est le coefficient de couplage associé à la charge i .

Le coefficient de qualité à vide Q_0 , indépendant des charges extérieures, est caractéristique de la cavité et du mode utilisé. Il s'écrit sous la forme (3)

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \frac{\int_V |H_m|^2 dv}{\int_S |H_{tm}|^2 dS}$$

δ est la profondeur de pénétration, H_m et H_{tm} sont respectivement l'amplitude de l'excitation magnétique dans la cavité et sur la paroi de la cavité.

En particulier pour les modes TE d'une cavité cylindrique on obtient (4)

$$Q_{0 \text{ TE}} = \frac{\lambda}{\delta} \frac{\left[1 - \left(\frac{L}{\sigma_i} \right)^2 \right] \left(\sigma_i^2 + \frac{n^2 \pi^2 R^2}{4} \right)^{3/2}}{2 \pi \left[\sigma_i^2 + \frac{n^2 \pi^2}{4} R^3 + (1 - R) \left(\frac{n \pi R L}{\sigma_i} \right)^2 \right]}$$

λ est la longueur d'onde dans le vide associée à la fréquence f .

Enfin, si on augmente indéfiniment la longueur L de la cavité, la relation [5] nous montre que la fréquence de résonance de la cavité tend vers une limite. Cette limite est la "fréquence de coupure" pour le mode de propagation, dans le guide d'onde cylindrique de même rayon. On a :

$$f_{c \text{ TE}} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon \mu}} \sqrt{\frac{\sigma_i^2}{\pi^2 R^2}} \quad f_{c \text{ TM}} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon \mu}} \sqrt{\frac{n_i^2}{\pi^2 R^2}} \quad [6]$$

Inversement, pour une fréquence donnée, on peut définir un rayon de coupure, en dessous duquel il ne peut pas exister de propagation pour le mode considéré.

$$R_{C_{TE}} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon_1 \mu}} \sqrt{\frac{\sigma_i^2}{\pi^2 f^2}} \quad R_{C_{TM}} = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon_1 \mu}} \sqrt{\frac{n_i^2}{\pi^2 f^2}} \quad [6']$$

III - Choix du coefficient de qualité

Dans le système à trois niveaux considéré, il est nécessaire d'étudier la forme des absorptions de sonde en fonction des fréquences des oscillateurs de pompe et de sonde. Il est alors important que notre dispositif permette le balayage en fréquence des deux oscillateurs sur toute la bande où se produisent les phénomènes à étudier, sans variation des champs électriques dans la cavité. Notre interaction étant du type dipolaire électrique, de telles variations amèneraient en effet une déformation des signaux enregistrés. Cette servitude du balayage se traduit par des conditions sur les facteurs de qualité de chaque mode, conditions que nous allons déterminer.

Désignons par U l'énergie emmagasinée dans la cavité à la fréquence de résonance f_0 (pulsation correspondante ω_0). En absence d'apport extérieur, cette énergie évolue en fonction du temps suivant la loi (5) :

$$U(t) = U_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2 \pi Q_L}}$$

et le champ électrique en chaque point de la cavité dépend du temps suivant la loi :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{4 \pi Q_L}} e^{-j \omega_0 t}$$

Ce signal est caractérisé par un spectre centré sur ω_0 et défini par :

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2 \pi}} \int_0^{\infty} E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{4 \pi Q_L}} e^{j(\omega - \omega_0) t} dt$$

Ceci amène à une courbe de réponse ayant une forme de Lorentz :

$$|E(f)|^2 \sim \frac{(f_0/2Q_L)^2}{(f - f_0)^2 + (f_0/2Q_L)^2}$$

Réciproquement, on peut considérer qu'en présence d'un apport extérieur d'énergie à la fréquence f , la formule précédente donne l'amplitude relative du champ électrique par rapport à celle qui serait obtenue à la fréquence de résonance de la cavité.

Pratiquement, nous admettons, dans l'intervalle de fréquence exploré au cours du balayage, soit 8 MHz ($f_0 - 4$ MHz à $f_0 + 4$ MHz), une variation maximale de l'amplitude du champ électrique de 1,5 dB. Ceci fixe les coefficients de qualité en charge maximaux Q'_L pour la résonance à la fréquence ν' et Q_L à la fréquence ν . On obtient facilement :

$$Q_L < 2\ 000 \qquad Q'_L < 6\ 000 \qquad [7]$$

Ces limites étant fixées, nous déterminons, en fonction des exigences particulières de chaque voie, les valeurs de Q_L et Q'_L .

1°) Voix de sonde

A la fréquence ν , le coefficient de qualité Q_L n'est pas fixé uniquement par l'intervalle de fréquence à explorer, il est fixé également par la recherche du maximum de sensibilité, correspondant au meilleur rapport signal/bruit.

Exprimons le rapport signal/bruit en fonction du facteur de qualité en charge Q_L . Pour cela, évaluons la variation de puissance reçue par le détecteur lorsque la transition étudiée est excitée (6).

Nous nous plaçons dans le cas d'un système en transmission (cf. §A-V) et nous appelons S_1 et S_2 les plans de référence respectivement dans les guides d'entrée et de sortie (fig. 2).

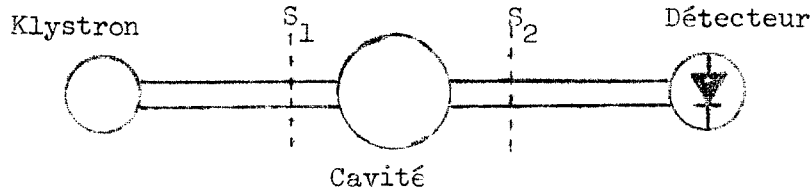


Figure 2

Nous définissons ces plans de référence de la manière suivante (7) : la fréquence du signal délivré par la source correspond à celle de la transition étudiée, la cavité est accordée très loin de cette fréquence ; S_1 est alors le plan correspondant, en partant de la cavité, au premier minimum de champ électrique. S_2 est défini de façon équivalente.

En supposant la cavité pleine de gaz, accordée au voisinage de la fréquence de la transition étudiée, mais celle-ci n'étant pas excitée, l'admittance réduite de l'ensemble constitué par la cavité et le détecteur, vue par la source dans le plan S_1 s'écrit (7)

$$Y_C = Q_1 \left(-\frac{1}{Q_0} + \frac{G_2}{Q_2} \right) \quad [8]$$

G_2 est la conductance réduite ramenée par le détecteur en S_1 .

Q_1 et Q_2 sont respectivement les coefficients de qualité associés aux pertes de la cavité par couplage aux guides d'entrée et de sortie. Q_0 est le coefficient de qualité à vide.

La puissance P_L dissipée dans l'ensemble constitué par la cavité et le détecteur s'écrit :

$$P_L = P_0 (1 - \rho_C \bar{\rho}_C)$$

où P_0 est la puissance utilisable dans le plan S_1 du guide de couplage et $\bar{\rho}_C$ le complexe conjugué du coefficient de réflexion ρ_C de la charge Y_C .
On obtient :

$$P_L = P_0 \frac{\frac{4}{Q_1} \left(-\frac{1}{Q_0} + \frac{G_2}{Q_2} \right)}{1/Q_L^2} \quad [9]$$

Q_L est le coefficient de qualité en charge défini par la relation :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_1} + \frac{G_2}{Q_2}$$

Une partie P_2 de la puissance P_L est dissipée dans le détecteur, le reste P_C est dissipé dans la cavité. Ces puissances P_2 et P_C sont proportionnelles aux différentes contributions du coefficient de qualité en charge. On peut alors en négligeant l'atténuation des guides d'onde tirer P_2 et P_C des deux équations suivantes :

$$P_C + P_2 = P_L$$

$$\frac{P_C}{P_2} = \frac{1}{Q_0} / \frac{G_2}{Q_2}$$

On obtient :

$$P_C = P_L \left(1 + \frac{G_2 Q_0}{Q_2} \right)^{-1}$$

$$P_2 = P_L \left(1 + \frac{Q_2}{G_2 Q_0} \right)^{-1} \quad [10]$$

La puissance P_2 dissipée dans le détecteur s'écrit :

$$P_2 = \frac{4 P_0 G_2 Q_L^2}{Q_1 Q_2}$$

Lorsque la transition étudiée est excitée, une partie de l'énergie emmagasinée dans la cavité est absorbée par le gaz. La répartition des puissances dissipées dans le détecteur et dans la cavité est alors modifiée. Evaluons dans ce cas la puissance P_{2g} dissipée dans le détecteur. Pour cela nous supposons que la puissance absorbée sur la transition est petite devant la puissance dissipée dans les parois de la cavité. On peut alors traduire cette absorption gazeuse par une variation du coefficient de qualité en charge. Appelons Q_{Lg} le coefficient de qualité en charge en

présence de gaz, Q_g le coefficient de qualité associé à la perte de puissance dans le gaz. On a :

$$\frac{1}{Q_{Lg}} = \frac{1}{Q_g} + \frac{1}{Q_L} \quad \text{avec} \quad Q_g \gg Q_L$$

La puissance P_{2g} absorbée par le détecteur s'écrit alors

$$P_{2g} = \frac{4 P_0}{Q_1 Q_2} G_2 (Q_{Lg})^2 = P_2 \left(1 - \frac{2 Q_L}{Q_g}\right)$$

L'absorption relative s'écrit :

$$\frac{P_2 - P_{2g}}{P_2} = \frac{2 Q_L}{Q_g} \quad [11]$$

Exprimons Q_g en fonction de la puissance P_g absorbée par le gaz. La puissance P_g absorbée par le gaz a été évaluée par JAVAN (8) et peut se mettre sous la forme :

$$P_g = (n_a - n_b) \frac{2 \tau |x|^2 h\nu}{1 + 4 \tau^2 |x|^2} \quad \text{avec} \quad x = \frac{q \cdot E}{2\hbar}$$

Dans ces formules, τ est le temps de libre parcours moyen d'une molécule entre deux chocs ($n_a - n_b$) la différence des populations des deux niveaux concernés par la transition à l'équilibre thermodynamique. E l'amplitude du champ électrique et q la projection du moment dipolaire électrique de la molécule étudiée sur la direction du champ électrique. Le terme en $4 \tau^2 |x|^2$ caractérise le phénomène de saturation de la transition.

En voie de sonde, il est nécessaire de se placer en deça de la saturation (c'est à dire $4 \tau^2 |x|^2 \ll 1$). Dans ce cas, la puissance absorbée par le gaz est proportionnelle à E^2 , donc à l'énergie U emmagasinée dans la cavité, soit :

$$P_g \sim \frac{(n_a - n_b) 2 \tau |q|^2 h \nu}{4 \eta^2 (1 + 4 \tau^2 |x|^2)} U$$

On obtient alors l'expression de Q_g (égal, au facteur $2 \Pi \nu$ près, au rapport de l'énergie U emmagasinée dans la cavité à la puissance P absorbée par le gaz) :

$$Q_g = 2 \Pi \nu \frac{U}{P} \sim \frac{4 \Pi \eta^2 (1 + 4 \tau^2 |x|^2)}{(n_a - n_b) \tau |q|^2 h}$$

Comme dans tous les problèmes de détection de signaux faibles, la sensibilité n'est limitée que par le rapport signal/bruit. De nombreuses expériences, nous ont montré, que dans les conditions habituelles de la spectroscopie hertzienne vidéo, le bruit d'un détecteur hyperfréquence est sensiblement proportionnel à la puissance qu'il reçoit, dans ces conditions, le rapport signal/bruit ne dépend que du rapport de la variation de puissance associée au phénomène étudié à la puissance totale reçue par le détecteur. Le rapport signal/bruit est donc proportionnel à l'absorption relative [11] et :

$$\frac{S}{B} \sim \frac{P_2 - P_{2g}}{P_2} = \frac{2 Q_L}{Q_g}$$

en remplaçant Q_g par sa valeur on obtient l'expression de S/B cherchée :

$$\frac{S}{B} \sim 2 Q_L \frac{(n_a - n_b) \tau |q|^2 h}{4 \Pi \eta^2 (1 + 4 \tau^2 |x|^2)} \quad [11']$$

Il est clair que le signal/bruit est une fonction croissante du coefficient de qualité en charge Q_L .

Pour une énergie emmagasinée donnée (respectant la condition de non saturation : $4 \tau^2 |x|^2 \ll 1$), pour une cavité et un mode de résonance donnés, on ne peut augmenter le coefficient de qualité Q_L

qu'en diminuant au maximum les pertes de la cavité, et en particulier, l'énergie couplée au détecteur. L'obtention de grandes valeurs de Q_L conduit alors assez rapidement à des puissances couplées au détecteur incompatibles avec nos moyens habituels de détection et qui ne respectent plus les hypothèses initiales sur l'origine du bruit.

Une solution de compromis raisonnables consiste à prendre pour Q_L une valeur voisine de la limite précédemment définie [7]

$$Q_L < 2\ 000$$

2°) Voie de pompe

En dehors de la possibilité de balayage en fréquence, nous cherchons à obtenir la saturation maximale, c'est à dire un champ électrique donc une énergie emmagasinée à la résonance maximale.

Exprimons cette énergie emmagasinée dans la cavité en fonction du coefficient de qualité en charge Q'_L .

Plaçons nous au voisinage de la résonance, la fréquence d'accord de la cavité étant celle de la transition de pompe, et considérons la cavité couplée à un seul guide (cf § A - V). L'admittance réduite de la cavité vue par la source dans le plan de référence S_1 s'écrit (7)

$$Y'_C = \frac{Q'_1}{Q'_0}$$

Q'_0 est le coefficient de qualité à vide de la cavité

Q'_L est le coefficient de qualité associé aux pertes de la cavité dans le couplage d'entrée.

La puissance P'_L dissipée dans la cavité est évaluée de la même manière qu'au paragraphe A - II. 1° et on obtient

$$P'_L = \frac{4 P'_0 Q'^2_L}{Q'_1 Q'_0} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{Q'_L} = \frac{1}{Q'_0} + \frac{1}{Q'_1}$$

P'_0 est la puissance utilisable dans le plan S_1

L'énergie emmagasinée dans la cavité U' s'exprime simplement en fonction de P'_L et du coefficient de qualité à vide :

$$U' = \frac{Q'_0 P'_L}{\omega'}$$

Compte tenu de la valeur de P'_L on obtient :

$$U' = \frac{4 P'_0 Q'^2_L}{Q'_1} \quad [12]$$

Soit β'_1 le coefficient de couplage défini par (4) :

$$\beta'_1 = \frac{Q'_0}{Q'_1}$$

L'équation [12] devient alors :

$$U' = 4 P'_0 \left(\frac{\beta'_1}{1 + \beta'_1} \right) Q'_L$$

Cette expression montre que l'énergie emmagasinée dans la cavité à la résonance, pour un coefficient de couplage donné, est une fonction croissante du coefficient de qualité Q'_L . Nous prendrons donc la plus grande valeur de Q'_L satisfaisant cependant à la limite précédemment définie [7]

$$Q'_L < 6\ 000$$

III - Choix du diamètre et des modes

Le rapport signal/bruit [11] s'exprime en fonction de la différence des populations des niveaux concernés par la transition. Cette quantité est proportionnelle au nombre de molécules soumises aux rayonnements et croît avec le volume de la cavité, pour une pression donnée.

Par ailleurs, le nombre de modes possibles dans une cavité surdimensionnée croit aussi avec le volume. La réalisation d'une cavité de grand diamètre se complique alors d'un problème délicat de sélection des modes. En effet, il est nécessaire de pouvoir n'utiliser qu'un seul mode, de façon à conserver une valeur constante du coefficient de qualité. De grandes variations de celui-ci amèneraient des fluctuations du paramètre de pompage préjudiciables à nos expériences.

Nous avons donc choisi, à la fréquence ν , le mode TE_{11} dit fondamental, de diamètre de coupure d_c : [6]

$$d_c = 0,585 \lambda_0 \quad \text{soit} \quad d_c = 7,5 \text{ mm}$$

Quant au diamètre D de la cavité, compte tenu des remarques précédentes, nous avons pris une valeur voisine du diamètre de coupure δ_c du mode suivant TM_{01}

$$\delta_c = 0,765 \lambda_0 \quad \delta_c = 9,9 \text{ mm} \quad [13]$$

Soit $D = 10 \text{ mm}$

Les longueurs d'onde dans les guides circulaires de même diamètre et pour les modes correspondants (TE_{11} et TM_{01}) sont :

$$\frac{1}{\lambda_g^2 TE_{11}} = \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{0,334}{D^2} \quad \text{soit} \quad \lambda_g TE_{11} = 19,3 \text{ mm}$$

$$\frac{1}{\lambda_g^2 TM_{01}} = \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{0,584}{D^2} \quad \text{soit} \quad \lambda_g TM_{01} = 63 \text{ mm} \quad [13']$$

A la fréquence ν' , la multiplicité des modes possibles, nous a permis de choisir celui répondant le mieux à nos exigences de couplage et de sélection d'une part, et de coefficient de qualité d'autre part.

En effet, la forme de la cavité (cf § A-IV) ne nous permettait pas d'espérer de grands coefficients de qualité pour tous les modes possibles et nous avons choisi le mode TE_{01} connu pour son bon coefficient de

qualité. Pour ce mode, le diamètre de coupure et la longueur d'onde valent :

$$d'_C = 0,61 \lambda'_0 \qquad d'_C = 5,3 \text{ mm}$$

[14]

$$\frac{1}{\lambda'_g \text{ TE}_{01}} = \frac{1}{\lambda'_0} - \frac{1,40}{D} \qquad \text{soit} \qquad \lambda'_g \text{ TE}_{01} = 5,18 \text{ mm}$$

IV - Accord de la cavité

1°) Principe de la réalisation :

D'une manière générale, l'accord des cavités cylindriques s'effectue en déplaçant un piston de court circuit parallèlement à l'axe du cylindre. Dans le cas d'une cavité à deux fréquences, il est nécessaire de pouvoir ajuster chacune des fréquences de résonance. Pour des raisons évidentes de commodité, l'une des fréquences au moins doit être réglable indépendamment de l'autre. On peut obtenir ce résultat à l'aide de la réalisation de principe de la figure 3 a.

La cavité est constituée d'un cylindre de diamètre D, d'une transition tronconique et d'un cylindre de diamètre d. Le diamètre d est choisi de telle sorte qu'aucune énergie à la fréquence ν ne puisse se propager dans le guide circulaire correspondant. Le piston C permet donc d'accorder la cavité à la fréquence ν et le piston c de l'accorder à la fréquence ν' (pour un mode TE_{01}) sans modifier la résonance à la fréquence ν .

La réalisation diffère un peu du schéma théorique 3 a. En effet il est nécessaire pour l'admission des puissances aux fréquences ν et ν' de fixer le piston C et de placer les trous de couplage (cf § A-V) par rapport à ce piston. On réalise alors un réglage indépendant des deux fréquences grâce au montage de la figure 3 b.

La transition tronconique C' est mobile et son déplacement permet d'accorder la cavité à la fréquence ν , le piston c permet comme précédemment de l'accorder à la fréquence ν' .

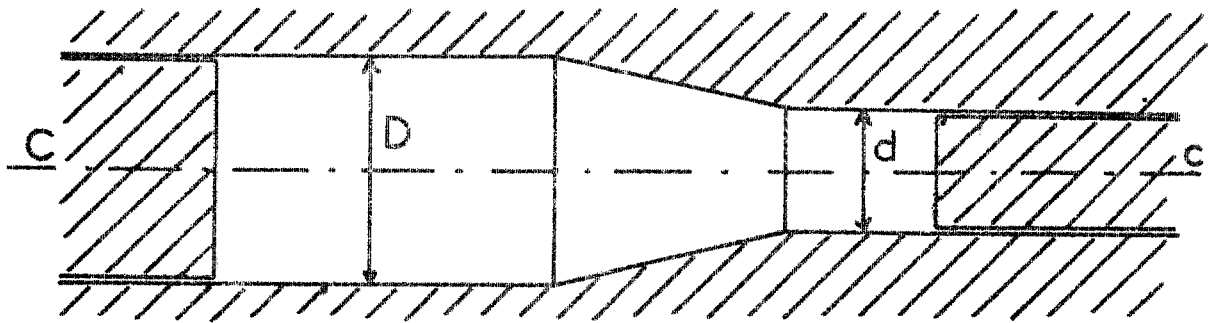


Figure 3a

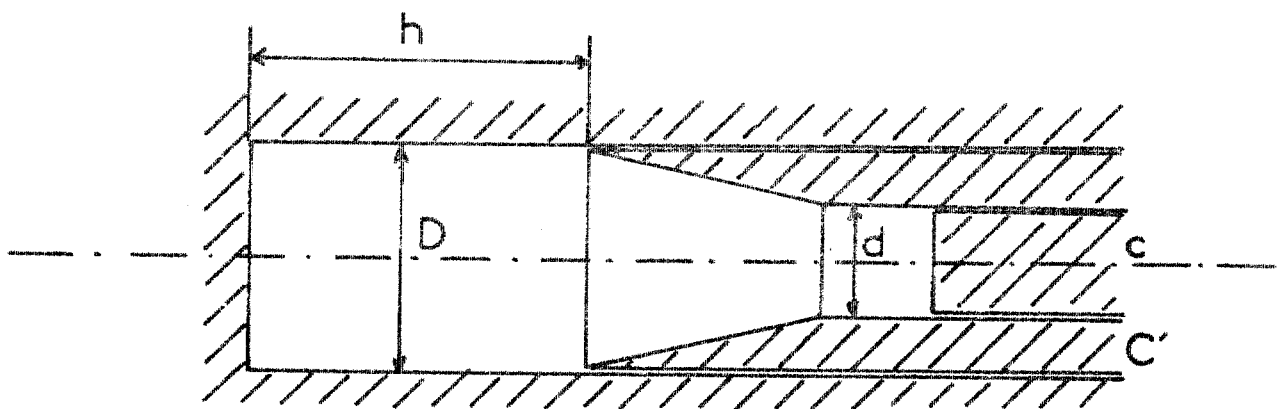


Figure 3b

2°) Choix du diamètre d

Le diamètre d doit être choisi de telle manière qu'il soit inférieur au diamètre de coupure d_c du guide circulaire à la fréquence ν [13] et supérieur au diamètre de coupure d'_c du mode TE_{01} à la fréquence ν' [14]. On obtient numériquement : $5,3 \text{ mm} < d < 7,5 \text{ mm}$.

Par ailleurs avec notre mode de couplage à la fréquence ν' (cf § A-V) nous excitions en plus du mode TE_{01} souhaité, d'autres modes. Parmi ceux-ci en raison de sa bonne surtension et du diamètre de coupure δ'_c correspondant assez petit, le mode TE_{41} est apparu au cours d'essais préliminaires comme le plus gênant. Pour éviter de l'accorder à l'aide du piston c nous avons choisi un diamètre d inférieur à δ'_c soit

$$d < 7,4 \text{ mm}$$

Pratiquement, le diamètre adopté, compte tenu des impératifs précédents est de 6 mm. La longueur d'onde dans le guide, à la fréquence ν' pour le mode TE_{01} choisi est alors définie par :

$$\frac{1}{\lambda'_{g^2}} = \frac{1}{\lambda'_{o^2}} - \frac{1,49}{d^2} \quad \text{soit} \quad \lambda'_g = 9,29 \text{ mm} \quad [15]$$

3°) Choix de la pente

Le processus d'accord précédemment décrit, nécessitant le déplacement d'un piston conique, introduit inévitablement une discontinuité dans la paroi de la cavité (fig. 3 b). La présence de cette discontinuité contribue à une augmentation des pertes propres de la cavité, donc à une diminution de son coefficient de qualité.

Nous choisissons la pente du cône en fonction des deux impératifs suivants :

- éviter l'apparition de modes indésirables
- minimiser au maximum les pertes dues à la présence d'une discontinuité dans la paroi.

A la fréquence ν , la valeur adoptée pour le diamètre D de la cavité limite à deux le nombre de modes possibles, dont seul le mode TE_{11}

souhaité peut être accordé. En revanche, à la fréquence ν' , la cavité peut résonner sur un grand nombre de modes. Généralement, on admet que la perturbation apportée par une transition conique est négligeable si la pente du cône est inférieure à 0,1. De manière à éviter toute résonance parasite nous nous fixons cette valeur comme maximum dans le choix de la pente du cône.

De nombreuses expériences, avec des cônes de pentes différentes, nous ont montré que le coefficient de qualité du mode TE_{11} n'était pas très affecté par la présence d'une discontinuité dans la paroi de la cavité. En revanche, pour certaines positions du piston C' , il n'est plus possible, en agissant sur le piston c d'obtenir un accord pour le mode TE_{01} .

Nous avons repéré les positions du piston C' , pour lesquelles on peut observer un accord pour le mode TE_{01} . La mesure de la distance h (figure 3 b) séparant le fond de la cavité de la discontinuité conduit à la relation :

$$h = s \frac{\lambda'_g}{2} \quad \text{avec} \quad s \text{ entier} \quad [16]$$

λ'_g étant la longueur d'onde pour le mode TE_{01} dans le guide cylindrique de diamètre D .

Or, la position du piston C' , donc la valeur de h est fixée lors de l'accord de la cavité à la fréquence ν . On ne peut alors ajuster h à la valeur désirée, la cavité restant accordée à la fréquence ν , qu'en modifiant l'un des paramètres géométriques de la cavité et en particulier la pente de la transition tronconique. Il nous faut donc déterminer pour quelles valeurs de la pente, la relation [16] est satisfaite, lorsque la cavité résonne à la fréquence ν .

La propagation en guide conique a été étudiée théoriquement (9) Les modes normaux dans un guide d'onde conique sont obtenus par le méthode usuelle de séparation des variables en coordonnées sphériques (ρ , θ , ϕ) (fig. 4). Les conditions aux limites imposent la nullité de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface latérale. Les solutions



peuvent être classées en deux types :

- modes TE pour lesquels le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation (z)
- modes TM pour lesquels l'excitation magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation.

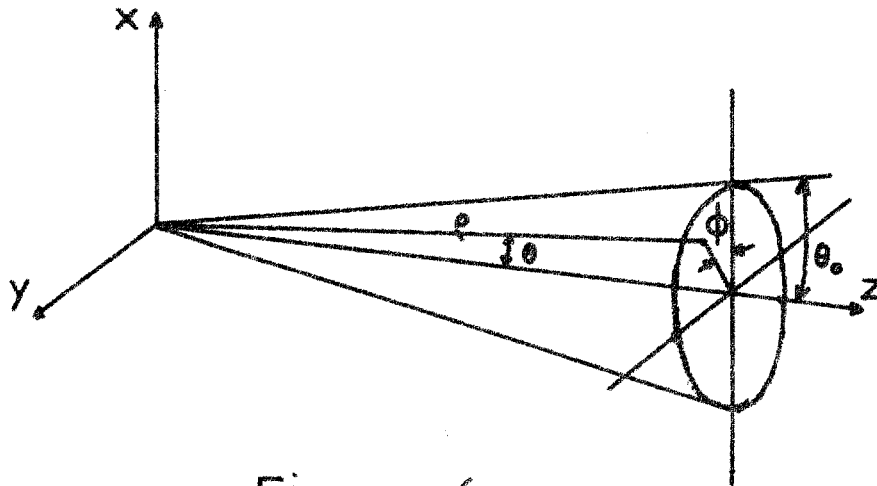


Figure.4.

Pour des raisons de continuité, nous ne nous intéressons qu'aux modes TE. Dans le système MKSA et pour des régimes harmoniques les composantes du champ électrique s'écrivent :

$$E_{\rho} = 0$$

$$E_{\theta} = \frac{m E_0}{\sin \theta \sqrt{k\rho}} H_{\gamma + 1/2}^{(1)}(k\rho) P_{\gamma}^m(\cos \theta) e^{jm\phi} \quad (1)$$

$$E_{\phi} = \frac{j E_0}{\sqrt{k\rho}} H_{\gamma + 1/2}^{(1)}(k\rho) \frac{d}{d\theta} \left[P_{\gamma}^m(\cos \theta) \right] e^{jm\phi} \quad (1)$$

Dans ces expressions $P_{\gamma}^m(\cos \theta)$ est la fonction de Legendre associée ($m =$ entier) et $H_{\gamma}^{(1)}(x)$ représente la fonction de Hankel du premier ordre. Ces équations correspondent à des ondes sortantes et dépendent du temps par le facteur $e^{j\omega t}$. La constante k est le nombre d'onde dans le vide.

γ est la solution de l'équation :

$$\left[\frac{d}{d\theta} P_{\gamma}^m(\cos \theta) \right]_{\theta=\theta_0} = 0$$

pour un cône de demi angle au sommet θ_0 .

L'écart de phase δ_{ξ} entre deux surfaces sphériques $\rho = \rho_1$ et $\rho = \rho_2$ est donné par (9)

$$\delta_{\xi}^{\text{TE}} = \arg \left[H_{\gamma}^{(1)} \left(k \rho_2 \right) \right] - \arg \left[H_{\gamma}^{(1)} \left(k \rho_1 \right) \right]$$

la notation argument $\left[\quad \right]$ représente l'angle de phase associé à un nombre complexe.

L'application numérique de ces relations n'est pas commode et on obtient une bonne approximation en assimilant le guide conique à un guide cylindrique de rayon variable. On calcule l'écart de phase en intégrant le long du guide la constante de propagation :

$$\delta_{\xi}' = \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{2 \pi}{\lambda g(\rho)} d\rho$$

On obtient :

$$\delta_{\xi}' = \frac{1}{\text{tg } \theta_0} \left[\sqrt{(k \rho \sin \theta_0)^2 - \sigma_i^2} - \sigma_i \text{Arc cos } \frac{\sigma_i}{k \rho \sin \theta_0} \right]_{\rho_1}^{\rho_2}$$

σ_i est la $i^{\text{ème}}$ racine de la dérivée de la fonction de Bessel (pour le mode TE_{11} $\sigma_i = 1,8412$)

L'écart de phase entre une surface sphérique (ρ_2) et la surface correspondant au diamètre de coupure ($k \rho_1 = \sigma_i / \sin \theta_0$) vaut :

$$\delta_{\xi}' = \frac{1}{\text{tg } \theta_0} \left[\sqrt{(k \rho_2 \sin \theta_0)^2 - \sigma_i^2} - \sigma_i \text{Arc cos } \frac{\sigma_i}{k \rho_2 \sin \theta_0} \right]$$

Dans ce cas, l'erreur résultant de l'application de cette méthode a été évaluée par R. NAGELBERT (9). En particulier, pour θ_0 petit et des

valeurs de $(k \rho_2 - \frac{\sigma_i}{\sin \theta_0})$ supérieures à 5

$$\delta_{\xi} - \delta'_{\xi} = \frac{\pi}{12} - \sigma_i \left(\frac{1}{\theta_0} - \frac{1}{\text{tg } \theta_0} \right) \frac{\pi}{2} + \left(1 - \frac{\sin \theta_0}{\text{tg } \theta_0} \right) k \rho_2$$

Déterminons la condition de résonance de la cavité pour le mode TE_{11} .

Dans le cas des guides d'onde à la coupure, l'impédance caractéristique est imaginaire pure (17). En supposant le matériau parfaitement conducteur c'est-à-dire qu'il n'y a aucune perte d'énergie, l'impédance Z_C vue dans le plan de coupure s'écrit :

$$Z_C = j \infty$$

La condition de résonance de la cavité est donc, en appelant $\Delta\Psi$ l'écart de phase entre le plan de coupure et le fond de la cavité :

$$\Delta\Psi = (2t + 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{avec } t \text{ entier}$$

Dans ces conditions, on détermine numériquement la valeur de $\text{tg } \theta_0$ permettant l'accord de la cavité à la fréquence ν et satisfaisant la relation [16].

$$\begin{aligned} \text{Soit :} \quad \lambda'_g &= 5,2 \text{ mm} \\ \lambda_g &= 19,3 \text{ mm} \\ \rho_2 &= \frac{D}{2 \sin \theta_0} \end{aligned}$$

Pour $t = 3$ et $\text{tg } \theta_0 = 0,09$ on obtient $s \approx 9$.

En fait, dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte de la perturbation apportée par les iris de couplage en voie de pompe et de sonde, et nous avons utilisé ce résultat comme point de départ pour notre réalisation pratique.

V - Couplage

Dans un premier paragraphe, nous déterminons en fonction des exigences de notre problème, la nature et la valeur des couplages à adopter en voie de pompe et de sonde. Dans un deuxième paragraphe, nous étudions la disposition géométrique permettant d'obtenir les couplages désirés.

1°) Etude théorique

a) Voie de pompe

L'obtention du champ saturant maximal de pompe conditionne le choix du couplage. En effet le signal de pompe est uniquement destiné à saturer la transition correspondante et aucune information physique n'est tirée de ce signal dans ce type de spectromètre. Le seul problème consiste donc en l'introduction optimale de l'énergie. Comme au paragraphe (A III), on peut évaluer l'énergie emmagasinée dans la cavité à la résonance [12]

$$U' = \frac{4 P_o' Q'_L{}^2}{\omega' Q'_L} \quad Q'_L : \text{facteur de qualité à la fréquence } \nu'$$

$$\text{et : } \frac{1}{Q'_L} = \frac{1}{Q'_o} + \frac{1}{Q'_1}$$

En introduisant le coefficient de couplage β'_1 et en faisant apparaître le coefficient de qualité à vide Q'_o de la cavité, l'expression de l'énergie emmagasinée devient :

$$U'(\beta'_1) = \frac{4 P_o' Q'_o \beta'_1}{\omega(1 + \beta'_1)^2} \quad \text{avec} \quad \beta'_1 = \frac{Q'_o}{Q'_1}$$

Pour P'_o et Q'_o donnés cette fonction $U(\beta'_1)$ est maximale pour $\beta'_1 = 1$, cette valeur correspondant pour une source et une cavité données, à la réalisation d'un champ saturant maximum.

Ce résultat était physiquement évident, puisqu'il correspond à l'absence de réflexion au niveau du plan de référence

b) Voie de sonde

Le but de notre expérience étant d'observer les modifications d'absorption en voie de sonde, due au pompage, il est nécessaire de réaliser un dispositif permettant à la fois d'injecter à l'entrée le signal de sonde, et de prélever à la sortie une partie de l'énergie emmagasinée en vue de l'observation des phénomènes. Nous avons le choix entre deux dispositifs suivant que la cavité fonctionne en transmission ou en réflexion. Dans le cas d'une détection de puissance, et pour une puissance injectée donnée, FEMER (10) montre que le dispositif en transmission est celui qui convient le mieux si on veut obtenir la sensibilité maximale lors de la détection d'une variation d'absorption dans la cavité. De plus, la sensibilité est maximale lorsqu'on égale les coefficients de couplage d'entrée et de sortie soit : $\beta_2 = \beta_1 = 1$.

2°) Disposition géométrique

Dans nos bandes de fréquence, le couplage guide cavité est généralement assuré par un certain nombre d'iris de paroi assez fine. Ces derniers sont disposés de façon à couper des lignes de courant et des lignes de champ magnétique communes au système d'ondes stationnaires existant dans la cavité et au système d'onde se propageant dans le guide d'onde de couplage. En fonctionnement surdimensionné, plusieurs modes peuvent être évidemment couplés à la cavité, il y a donc lieu de choisir parmi les diverses possibilités le système d'iris excitant spécifiquement le mode désiré.

a) Voie de pompe

A la fréquence ν' , il est possible d'exciter un grand nombre de modes dans la cavité. Pour limiter le nombre de ceux que nous excitons nous avons choisi un système de couplage proposé par BLEANEY (11) et constitué par deux orifices circulaires situés dans la partie commune à la cavité et au petit côté du guide d'onde (figure 5 a). On remarquera

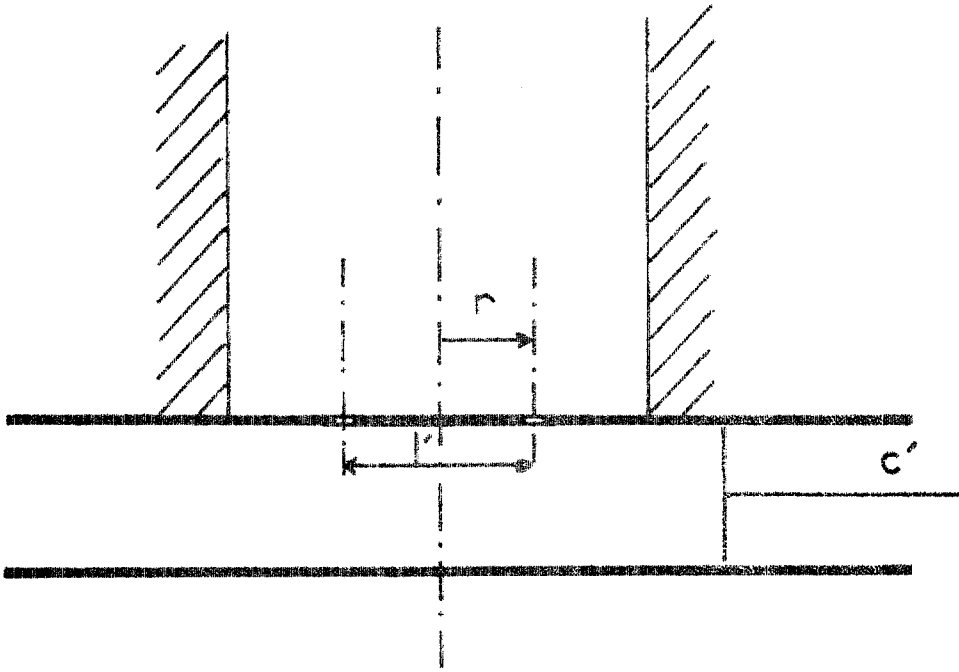


Figure 5a

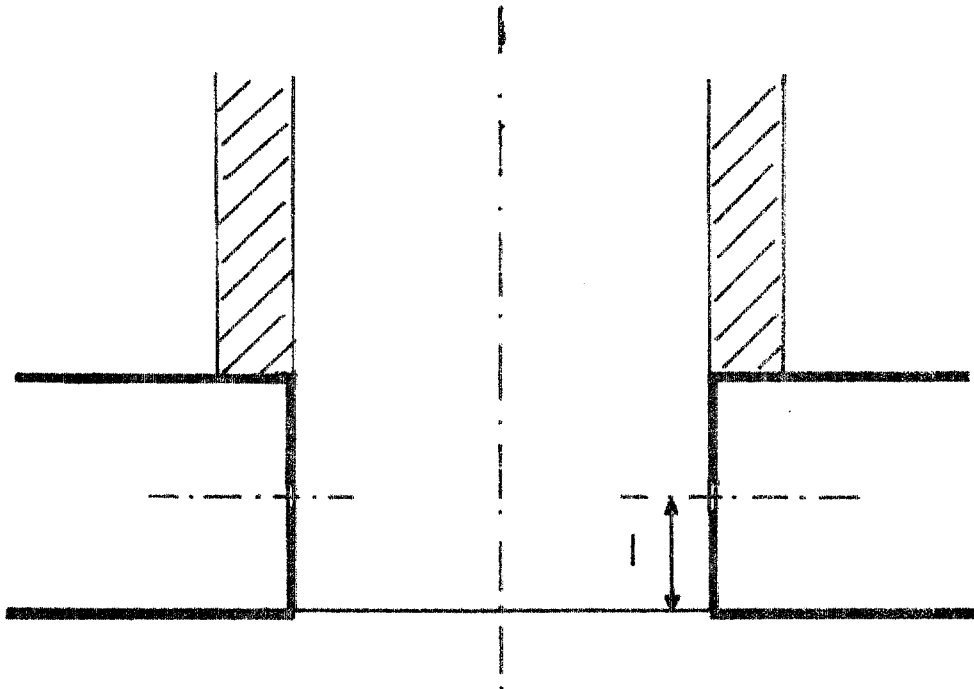


Figure 5b

que ces orifices doivent être nécessairement disposés symétriquement par rapport à l'axe de la cavité. Le dispositif d'accord par transition tronconique et petit piston décrit en A. IV permet de réduire le nombre de modes couplés, en ne laissant subsister que les modes TE_{01} et TE_{21} . Les coefficients de qualité afférant à ces deux modes (4) sont tels que la mise en oeuvre d'une nouvelle sélection est parfaitement inutile.

Pratiquement l'obtention du couplage optimum ($\beta'_1 = 1$) impose que les orifices soient placés :

- d'une part au voisinage du maximum d'amplitude de l'excitation magnétique dans la cavité c'est-à-dire sur un cercle de rayon r_1 défini par la relation :

$$\frac{\partial H}{\partial r} = 0 \quad \text{soit } r_1 = 2 \text{ mm pour le mode } TE_{01}$$

- d'autre part à une distance $l' = \frac{\lambda'g}{2}$ pour le guide d'onde.

Dans le cas du guide utilisé (RG 99 U) nous avons :

$$\lambda'g/2 = 3,1 \text{ mm}$$

Compte tenu des exigences précédentes nous avons dû réaliser un compromis et nous avons été amenés à disposer les trous de couplage sur un cercle de rayon $r = 1,7$ mm.

Partant de ces données, l'obtention du couplage optimum a nécessité une longue mise au point destinée à ajuster expérimentalement le diamètre des trous et l'épaisseur de la paroi. Quant au couplage, on peut parfaitement l'adapter en positionnant soigneusement le piston de court-circuit c' dans le guide de couplage.

b) Voie de sonde

A la fréquence ν , nous avons placé les iris de façon à n'exciter que le mode TE_{11} et à permettre l'utilisation de la cavité en transmission. Par ailleurs, il est physiquement indispensable (1) que l'énergie de pompe ne soit pas couplée au détecteur de la voie de sonde.

Le dispositif réalisé (fig 5 b) se compose d'un orifice circulaire situé sur la surface latérale de la cavité et au centre d'un plan de section

droite du guide. Le guide est disposé de façon à ce que son axe et son grand côté soient respectivement perpendiculaire et parallèle à l'axe et la cavité. De cette façon le couplage est principalement magnétique et le mode TM_{01} n'est pas excité.

Pour le mode TE_{11} , la carte des champs dans la cavité présente une symétrie par rapport à un plan méridien ; on obtient donc facilement un dispositif symétrique, en transmission, en plaçant symétriquement par rapport à l'axe deux iris identiques.

Compte tenu de la valeur du rapport entre les longueurs d'onde pour le mode TE_{11} à la fréquence ν [13'] et le mode TE_{01} à la fréquence ν' [15] ($\lambda'_{g, TE_{01}} \approx \frac{1}{4} \lambda_{g, TE_{11}}$) on peut placer ces deux iris à une distance l du fond de la cavité choisie de telle façon que les amplitudes des champs magnétiques de sonde et de pompe y soient respectivement maximale et nulle. La distance l séparant le centre des iris du fond de la cavité a été prise égale à 5,1 mm.

Pour un iris dont le diamètre est petit devant $\lambda'_{g, TE_{01}}$, l'énergie couplée à la voie de sonde est théoriquement nulle. Par ailleurs la symétrie de révolution par rapport à l'axe de la cavité présentée par la carte des champs relative au mode TE_{01} permet de choisir arbitrairement l'angle des diamètres portant les iris de couplage de pompe et de sonde. Dans le but de simplifier la réalisation technique nous avons pris les diamètres correspondants perpendiculaires entre eux.

B - REALISATION PRATIQUE

La cavité est réalisée suivant le schéma de principe établi précédemment. Nous décrivons successivement la cavité, la mesure des différents paramètres hyperfréquences, et enfin l'ensemble de l'appareillage permettant la mise sous vide.

I - La cavité, description

L'ensemble hyperfréquence a été réalisé en laiton. L'utilisation de matériau à plus forte conductivité et un traitement spécial de surface, n'ont pas été nécessaires, les coefficients de qualité obtenus satisfaisant sensiblement aux valeurs exigées.

La cavité se compose de 3 parties assemblées conformément au dessin d'ensemble de la figure 6, à savoir le corps de la cavité constitué de la pièce n° 1, l'ensemble des pistons d'accord comprenant les pièces n° 2 et n° 3 et le fond de la cavité : pièces n° 4 et 5.

1°) Dans le corps de la cavité (figure 7) ont été ménagés deux trous cylindriques rigoureusement de même axe Δ , de diamètre D et $D' > D$. Le cylindre de diamètre D' est destiné au guidage des pistons d'accord. Les tolérances sur D et D' ont été choisies de manière à ce que le piston C' ne touche jamais la paroi de la cavité au cours de son déplacement. Au voisinage du fond se trouvent deux ouvertures diamétralement opposées permettant de placer parfaitement les guides d'arrivée et de sortie de la voie de sonde. Après quelques essais, les dimensions retenues pour les trous de couplage sont : épaisseur 0,3 mm et diamètre 3 mm.

2°) Les pistons C' et c sont représentés sur la figure 8. Le piston C' comporte extérieurement deux parties cylindriques de diamètres D et D' . Le cylindre de diamètre D' étant destiné au guidage du piston C' . Les tolérances sur D et D' répondent aux exigences précédentes. Pratiquement pour le diamètre D , l'ajustage est libre ($H_7 e_8$) et pour le diamètre D' l'ajustage est glissant ($H_6 g_5$).

CAVITE HYPERFREQUENCE

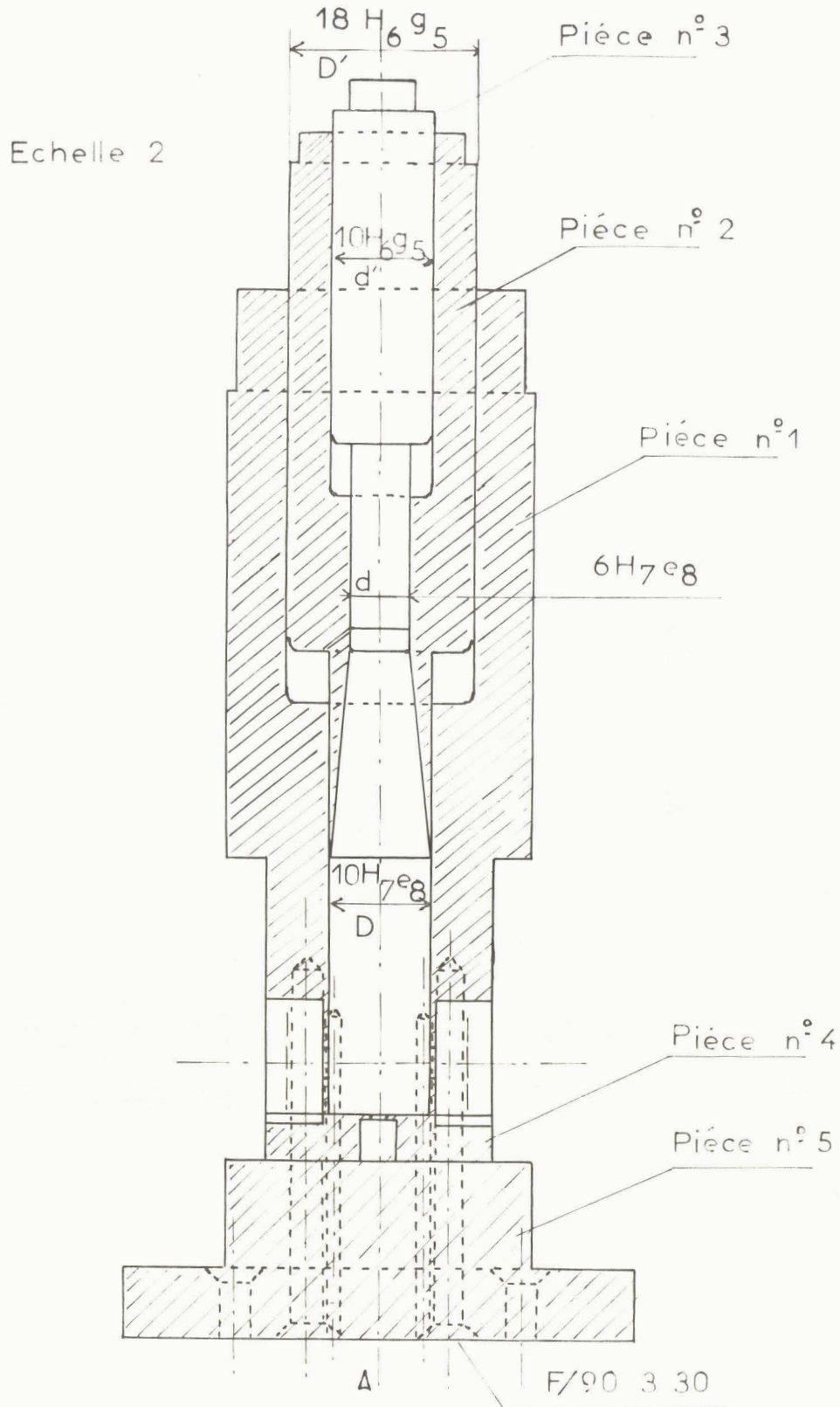


Figure 6

CORPS DE CAVITÉ

Echelle: 2

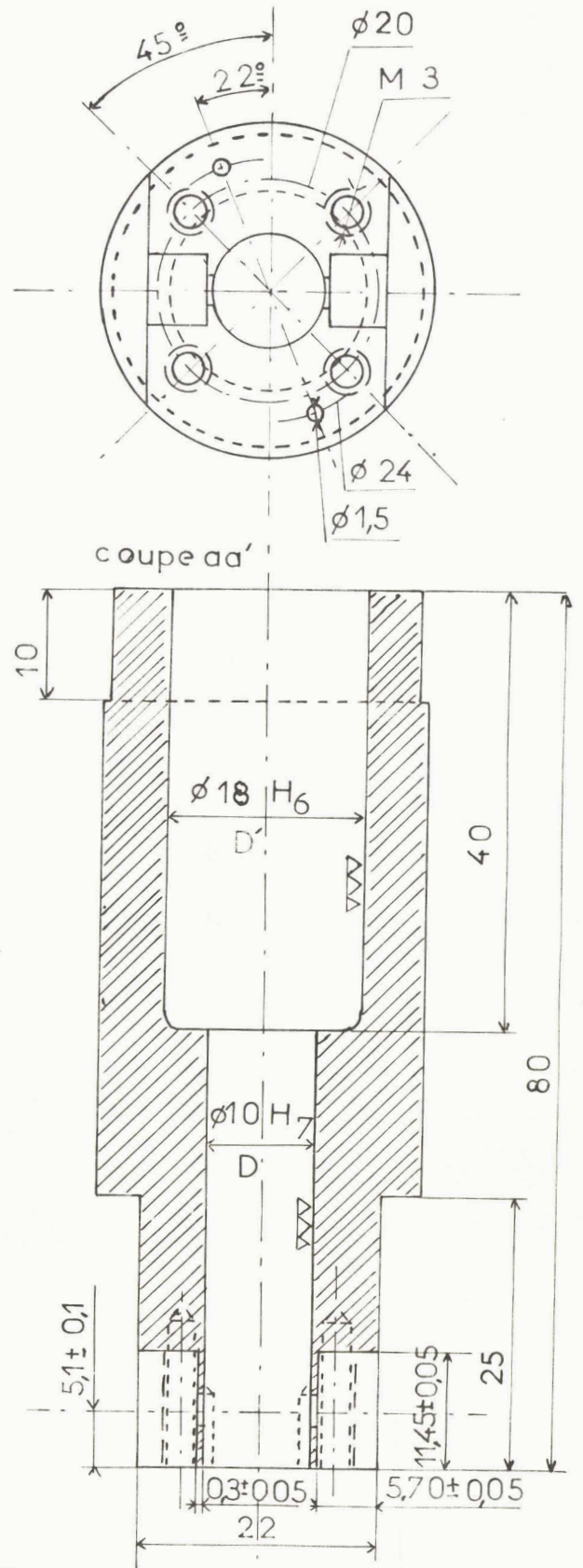
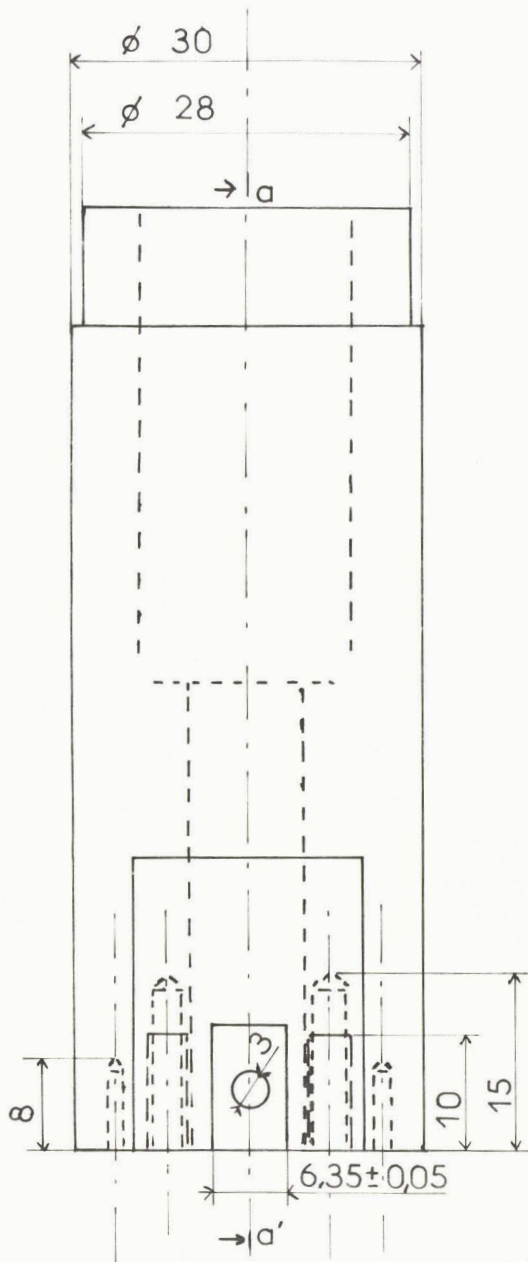


Figure 7

PISTONS.

Echelle:2

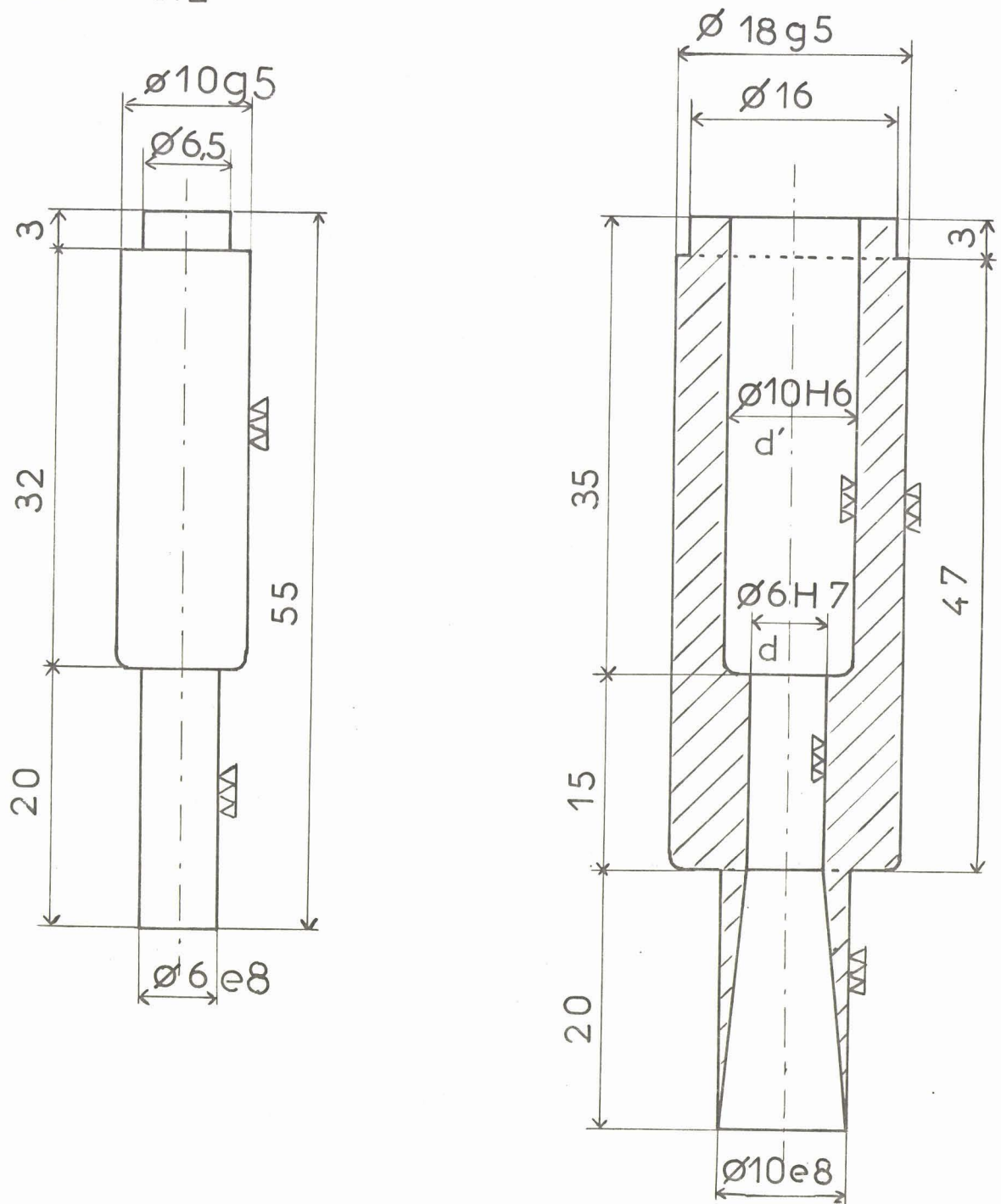


Figure 8

FOND

Echelle 2

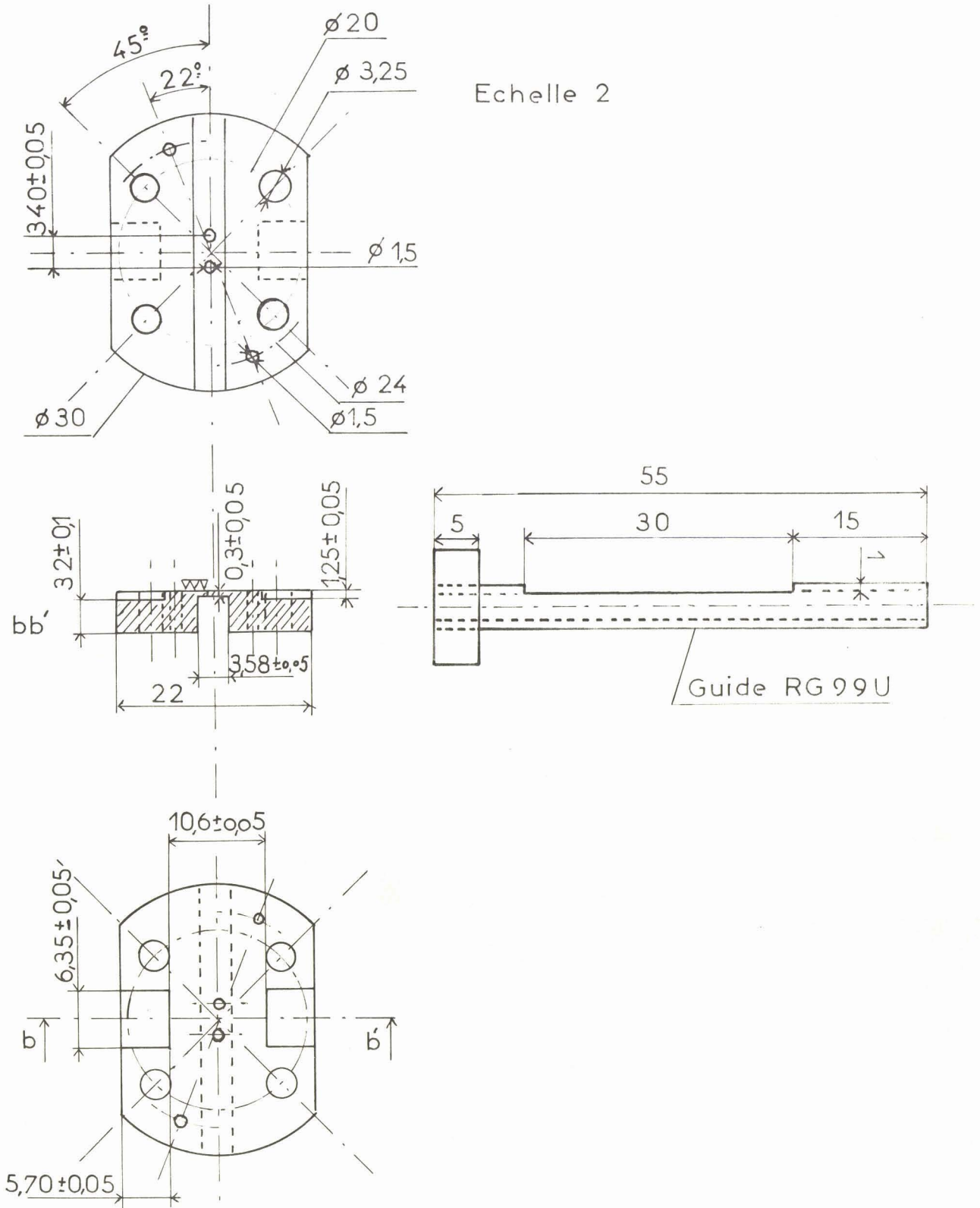


Figure 9

A l'intérieur le piston C' comporte 3 parties :

- une partie conique formant la transition tronconique entre le corps de la cavité et le guide de diamètre d.
- une partie cylindrique de diamètre $d' > d$ destinée au guidage du piston c.

Les tolérances sur d et d' sont choisies de la même manière que pour le piston C°.

Le piston c comprend deux cylindres de même axe, de diamètre d et d'.

3°) Le fond (fig 9) sur lequel s'effectue le couplage de pompe est parfaitement positionné par rapport à la cavité à l'aide de pieds de centrage.

Une rainure destinée à recevoir le guide d'onde de couplage de pompe a été pratiquée et les trous de couplage sont situés dans cette rainure. A cet endroit, le petit côté du guide a été abattu (fig. 9).

Pour les iris de couplage, nous avons adopté les dimensions suivantes : épaisseur 0,3 mm, diamètre 1,5 mm.

Le fond et le guide d'onde de couplage sont appliqués contre le corps de la cavité à l'aide d'une rondelle de serrage (pièce n° 5) qui porte les pieds de centrage.

II - Mesure des divers paramètres

Nous nous sommes d'abord assurés que la cavité pouvait résonner simultanément aux fréquences ν et ν' et sur les modes souhaités. Puis nous avons mesuré le coefficient de qualité et le coefficient de couplage pour chacune des fréquences ν et ν' .

1°) Identification des modes de résonance

L'identification a été faite en mesurant le déplacement du piston entre deux accords successifs. Ce déplacement est égal à la moitié de la longueur d'onde définie pour le mode de propagation correspondant, dans le guide de même diamètre.

A la fréquence ν , cette mesure conduit à une valeur voisine de celle calculée théoriquement (cf § A. III) ; pour le mode TE_{11} [13'] .

On a :

$$\frac{\lambda_g}{2} \text{ mesuré} = 9,7 \pm 0,2 \text{ mm} ; \frac{\lambda_g}{2} \text{ calculé} = 9,65 \text{ mm}$$

A la fréquence ν' , le déplacement mesuré est celui du piston c , le piston C' restant fixe. On obtient :

$$\frac{\lambda'_g}{2} \text{ mesuré} = 4,5 \pm 0,2 \text{ mm}$$

Cette valeur correspond à celle calculée théoriquement pour le mode TE_{01} dans un guide circulaire de diamètre d [15]

$$\frac{\lambda'_g}{2} \text{ calculé} = 4,65 \text{ mm}$$

Les modes obtenus sont ceux souhaités, en revanche il n'est pas possible d'obtenir l'accord simultanée aux fréquences ν et ν' dans les conditions prévues. On voit en effet apparaître, lorsque la cavité résonne à la fréquence ν , une résonance à la fréquence ν' dont l'accord ne dépend que du piston C' . La méthode décrite précédemment nous a permis de l'identifier ; il s'agit du mode $TE_{4,1} n$.

On a en effet pour ce mode :

$$\frac{\lambda'_g}{2} \text{ mesuré} = 6,3 \pm 0,2 \text{ mm}$$

$$\frac{\lambda'_g}{2} \text{ calculé} = 6,4 \text{ mm}$$

Diverses méthodes ont été essayées, afin d'éliminer cette résonance parasite notamment l'introduction de rondelles de diélectrique dans la cavité.

Les meilleurs résultats furent obtenus en déplaçant le piston C' d'une distance égale à une demi-longueur d'onde λ_g pour le mode TE_{11} . En effet, ce déplacement ne correspondant pas à un nombre entier de demi-longueur d'onde pour le mode $TE_{4,1}$, l'accord pour ce mode n'est donc plus

réalisé dans ces conditions. Cette nouvelle position du piston C' permet l'accord simultané de la cavité aux fréquences ν et ν' pour les modes souhaités. Dans la suite, la cavité sera utilisée au voisinage de ce point de fonctionnement.

2°) Mesure des coefficients de qualité

a) En voie de sonde.

Le dispositif expérimental utilisé est celui décrit par la figure 10.

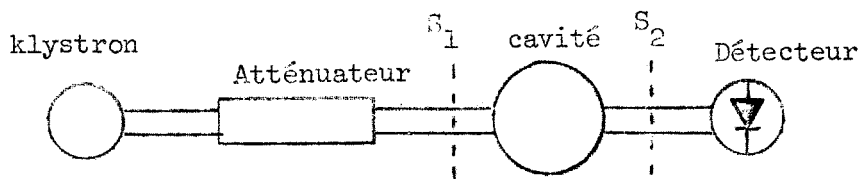


Figure 10

La cavité est utilisée en transmission. Le klystron est stabilisé en phase (cf § C. I) et la puissance injectée dans la cavité est contrôlée par un atténuateur étalonné. Le signal détecté est mesuré sur un galvanomètre.

Les notations étant celles du paragraphe A. II, l'admittance réduite vue par la source dans le plan de référence S_1 s'écrit (7) pour une fréquence ν_1 voisine de la fréquence de résonance :

$$Y_C = Q_1 \left[\frac{1}{Q_0} + \frac{G_2}{Q_2} + j \left(\frac{\nu_1}{\nu} - \frac{\nu}{\nu_1} \right) \right]$$

G_2 est la conductance du détecteur vue dans le plan S_2

La puissance P_L absorbée par la charge Y_C est :

$$P_L = \frac{4 P_0}{Q_1 Q_2} \frac{\frac{1}{Q_0} + \frac{G_2}{Q_2}}{\left(\frac{1}{Q_L}\right)^2 + \left(\frac{\nu_1}{\nu} - \frac{\nu}{\nu_1}\right)^2}$$

La puissance P_2 absorbée par le détecteur s'écrit [10]

$$P_2 = P_L \left(1 + \frac{Q_L}{Q_0 G_2}\right)^{-1} \quad \text{soit} \quad P_2 = \frac{4 P_0 G_2}{Q_1 Q_2} \frac{1}{\left(\frac{1}{Q_L}\right)^2 + (v_1/v - v/v_1)^2}$$

Cette expression nous montre qu'on peut évaluer le coefficient de qualité en charge Q_L en mesurant les valeurs particulières v_2 et v'_2 de la variable v_1 pour lesquelles la puissance dissipée dans le détecteur est la moitié de celle dissipée à la résonance ($v_1 = v$)

On a :

$$Q_L \approx \frac{v}{2 \Delta v} \quad \text{avec} \quad \Delta v = |v_2 - v| \neq |v'_2 - v|$$

Pratiquement, cette méthode n'est pas applicable directement à cause des défauts de linéarité de la caractéristique du cristal détecteur et nous préférons opérer à niveau détecté constant. A cet effet, et en remarquant que la puissance émise par le klystron est pratiquement constante sur une bande de fréquence couvrant toute la courbe de réponse de la cavité, nous pouvons opérer de la manière suivante : la fréquence du klystron étant égale à la fréquence de résonance de la cavité, nous mesurons le courant de détection, puis nous multiplions par deux la puissance incidente, et nous cherchons pour quelle fréquence de la source le courant de détection est le même.

Soit $2 \Delta v = 12 \text{ MHz}$ et $Q_L = 1\,920$

b) Voie de pompe

Le dispositif expérimental est celui décrit par la figure 11.

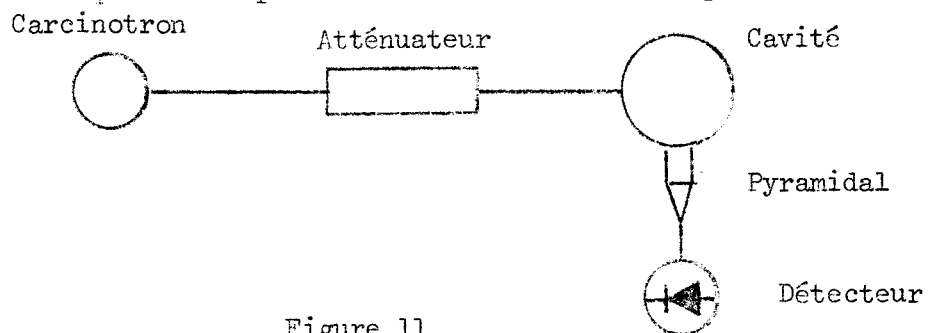


Figure 11

Le carinotron de pompe est stabilisé en phase et la puissance injectée est contrôlée par un atténuateur à grille étalonné. Compte tenu des inévitables remontées de la puissance de pompe en voie de sonde, nous pouvons, de la même manière que précédemment utiliser la cavité en transmission.

Le principe de la mesure est identique et on obtient :

$$2 \Delta v' = 17 \text{ MHz} \text{ doit } Q'_L \approx 4\,050$$

3°) Mesure des coefficients de couplage

a) Voie de sonde

La figure 12 donne le schéma du dispositif.

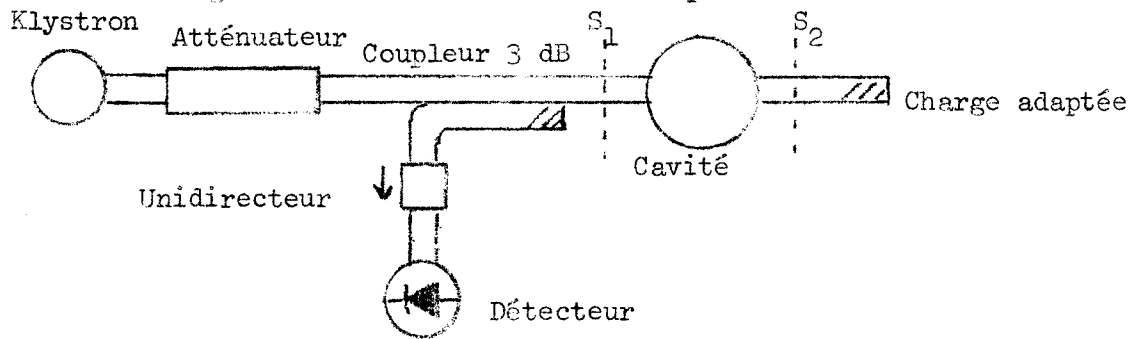


Figure 12

La voie d'entrée de la cavité comporte le klystron stabilisé en phase, un atténuateur étalonné et un coupleur directif 3 dB placé de manière à prélever une partie de l'énergie réfléchie par la cavité. Le guide de sortie de la cavité est fermé sur une charge adaptée. Le signal issu du détecteur placé dans la voie dérivée du coupleur 3 dB est mesuré sur un galvanomètre.

Les plans S_1 et S_2 sont les plans de référence de la cavité et P_0 est la puissance utilisable dans le plan S_1 du guide de couplage. Nous supposons que l'impédance vue par la cavité dans le plan S_1 est adaptée et que la fréquence de la source ^{est} égale à la fréquence de résonance de la cavité. Dans ces conditions, la puissance P_L dissipée dans le système

constitué par la cavité et la charge adaptée est obtenue en égalant G_2 à 1 dans l'équation [9]

Soit

$$P_L = \frac{4 P_o}{Q_1} \frac{\left(\frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_2}\right)}{\left(1/Q_L\right)^2} \quad [17]$$

Soient β_1 et β_2 les coefficients de couplage associés aux guides d'entrée et de sortie. On a (4)

$$\beta_1 = \frac{Q_o}{Q_1} \quad \beta_2 = \frac{Q_o}{Q_2}$$

Compte tenu de la symétrie du système on peut écrire :

$\beta_1 = \beta_2 = \beta$ et l'expression [17] devient :

$$P_L = \frac{4 P_o \beta (1 + \beta)}{(1 + 2 \beta)^2} \quad \text{soit} \quad \frac{P_L}{P_o} = \frac{4 \beta (1 + \beta)}{(1 + 2 \beta)^2}$$

Nous ne possédons pas de dispositif permettant la mesure directe de P_L et P_o . En revanche nous pouvons évaluer le rapport P_L/P_o en repérant la puissance transportée par l'onde réfléchie par la cavité dans les deux cas suivants :

- cavité accordée
- cavité désaccordée.

Dans le cas où la cavité est accordée, appelons P_R la puissance transportée par l'onde réfléchie et P_D la puissance dissipée dans le détecteur, on a :

$$P_o = P_R + P_L \quad \text{et} \quad P_D = \frac{1}{2} P_R \quad [18]$$

Dans le cas où la cavité est désaccordée, il est clair que $P'_L = 0$ et on peut écrire :

$$P'_R = P_o \quad \text{et} \quad P'_D = \frac{1}{2} P'_R \quad [19]$$

On obtient des niveaux détectés identiques dans ces deux expériences en multipliant la puissance incidente P_o dans la deuxième expérience par un coefficient ϵ défini par :

$$\epsilon = P_D/P'_D$$

Les équations [19] deviennent :

$$\epsilon P'_R = \epsilon P_o \quad \text{et} \quad \epsilon P'_D = \frac{\epsilon}{2} P'_R = P_D \quad [19']$$

On peut alors écrire, compte tenu de [18] et [19'] :

$$\frac{\epsilon}{2} P_o = \frac{1}{2} (P_o - P_L)$$

d'où l'on tire $P_L/P_o = 1 - \epsilon$

On obtient alors la solution physiquement acceptable :

$$\beta = \frac{-1 + \sqrt{1/\epsilon}}{2}$$

Expérimentalement, on a :

$$\epsilon = \frac{1}{5,6} \quad \text{et} \quad \beta = 1,1$$

$$\text{soit} \quad \beta = \beta_1 = \beta_2 = 1,1$$

b) Voie de pompe

La figure 13 donne le schéma du dispositif :

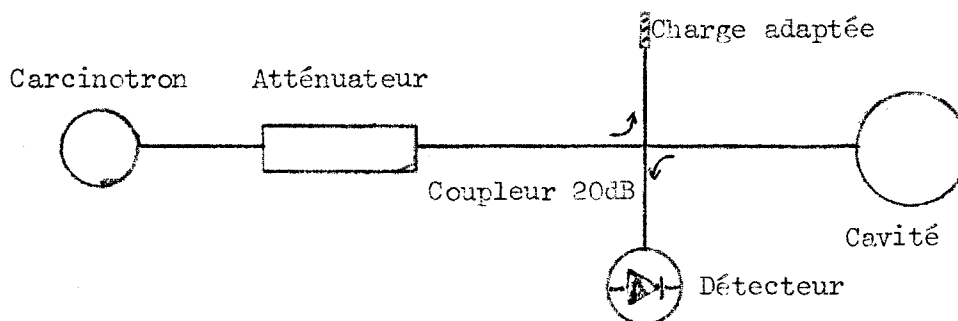


Figure 13

On utilise un carcinotron stabilisé en phase, un atténuateur à grille étalonné et un coupleur directionnel 20 dB. Ce coupleur permet de prélever une partie de l'énergie réfléchie par la cavité. Le signal détecté est mesuré sur un galvanomètre.

Lorsque la fréquence de la source est égale à la fréquence de résonance de la cavité, on peut évaluer la puissance P'_L dissipée dans la cavité en faisant $1/Q_2 = 0$ dans l'équation [17] .

$$\text{Soit} \quad P'_L = \frac{4 P'_o}{Q'_1} \frac{1/Q'_o}{(1/Q'_L)^2}$$

Soit β'_1 le coefficient de couplage :

$$\beta'_1 = \frac{Q'_o}{Q'_1}$$

Exprimons P'_L en fonction de β'_1 on a :

$$P'_L = \frac{4 P'_o \beta'_1}{(1 + \beta'_1)^2}$$

soit

$$\frac{P'_L}{P'_o} = \frac{4 \beta'_1}{(1 + \beta'_1)^2}$$

En utilisant le même processus expérimental que précédemment, nous pouvons évaluer P'_L/P'_o et nous obtenons :

$$P'_L/P'_o = 1 - \epsilon'$$

Soit

$$\beta'_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon'}}{1 + \sqrt{\epsilon'}}$$

Numériquement :

$$\epsilon' = \frac{1}{50} \quad \text{et} \quad \beta'_1 = 0,75$$

Le coefficient de couplage de la voie de pompe diffère sensiblement de la valeur souhaitée (cf § A. V). Cependant, nous pouvons remarquer qu'il correspond à un transfert de 98% de la puissance de pompe, du guide de

couplage vers la cavité. Cette valeur est donc satisfaisante, compte tenu des exigences du problème.

Pour évaluer la fraction de la puissance de pompe délivrée par la source et effectivement couplée à la cavité, il nous faut tenir compte de l'atténuation du guide de couplage (fig. 9) ; elle est voisine de 2 dB. En supposant que cette atténuation est uniformément répartie le long de l'élément du guide, nous trouvons, en tenant compte de la valeur précédemment calculée de β'_1 , que 75% de la puissance délivrée par la source est effectivement couplée à la cavité.

III - Découplage des voies de pompe et de sonde

Bien que nous ayons placé les iris de couplage de la voie de sonde au voisinage d'un minimum de champ magnétique du système d'onde stationnaire de pompe, la puissance de pompe détectée en voie de sonde reste importante. Pour pallier à ce défaut dû au fait que la valeur adoptée pour le diamètre de ces iris est de l'ordre de la demi longueur d'onde pour le mode TE_{01} à la fréquence ν' , nous avons placé dans les voies de sonde des iris résonnants à la fréquence ν . Chacun de ces iris (fig. 14) a la forme d'une fenêtre rectangulaire ménagée dans une feuille de laiton et dont les dimensions sont liées à celles du guide par la relation (12) :

$$\frac{a}{b} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} = \frac{a'}{b'} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}$$

a et b sont respectivement les grand et petit côtés du guide

a' et b' les dimensions de la fenêtre rectangulaire.

λ est la longueur d'onde dans le vide associée à la fréquence ν .

L'épaisseur de la feuille doit être petite devant b' et lorsque b' diminue, le coefficient de qualité de l'iris résonnant augmente, mais reste toutefois toujours très inférieur à celui de la cavité. Pratiquement, la réalisation mécanique de ces iris est assez délicate, et il est nécessaire

IRIS RESONNANT

30

670

$\phi 300$

1,00

8,51

8,51

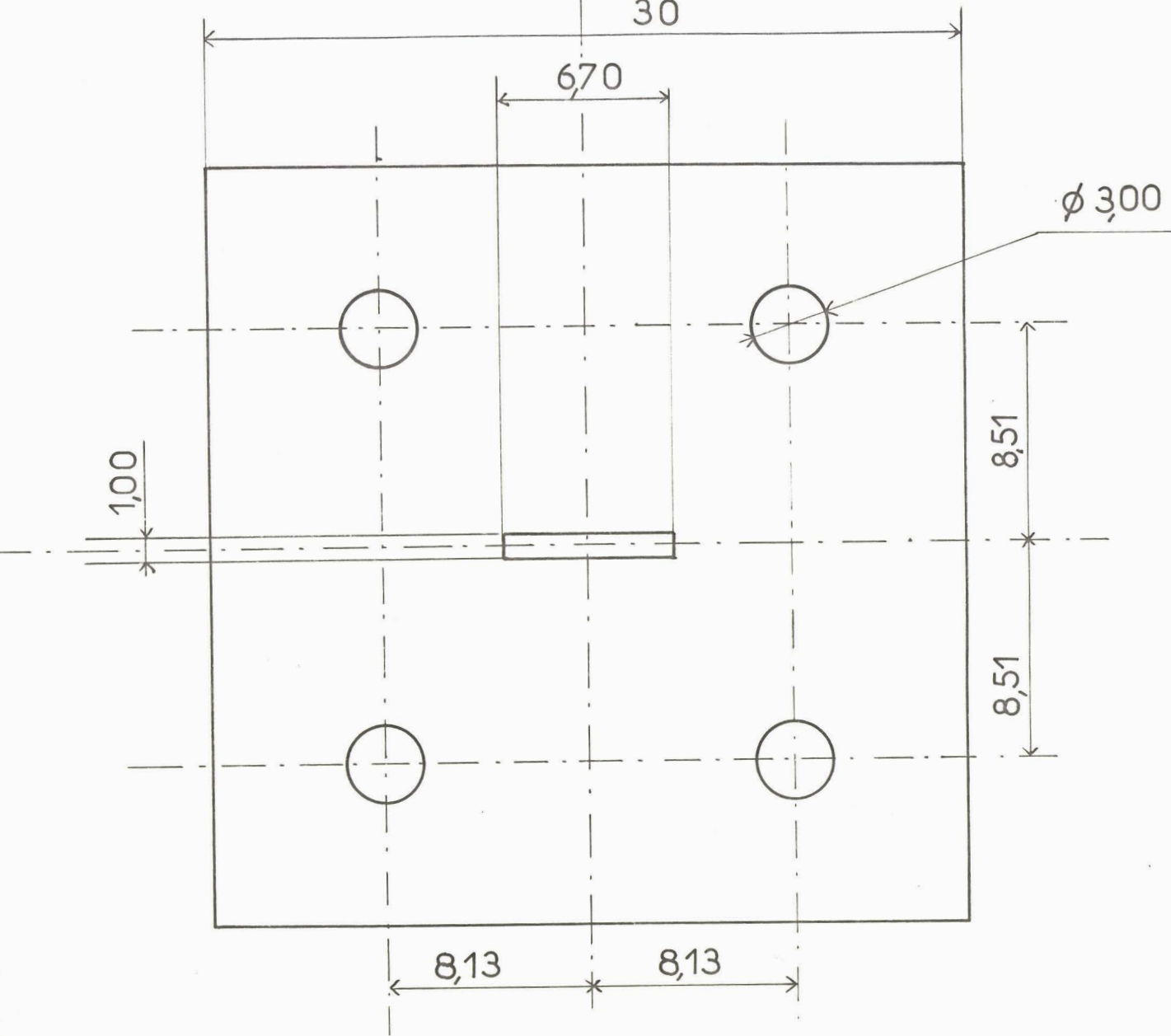
8,13

8,13

Epaisseur: 0,3

Echelle 4

Figure 14



pour obtenir un bon fonctionnement que la fenêtre soit bien centrée par rapport au guide.

Pour une feuille de 30/100 mm d'épaisseur, nous avons pris $b' = 1,00$ mm et $a' = 6,70$ mm.

Nous avons mesuré l'atténuation introduite par ces iris aux fréquences ν et ν'

fréquence	:	Atténuation
ν	:	1 dB
ν'	:	20 dB

La séparation nécessaire entre les voies de pompe et de sonde pour les expériences de double irradiation effectuées pour alors être obtenue en plaçant plusieurs iris en cascade devant le détecteur de sonde.

III - L'enceinte à vide

Dans nos études de double irradiation, la pression est un paramètre important (1), elle se situe généralement entre 1 et 100 millitorrs et la pression qui règne dans la cavité doit pouvoir être maintenue à la valeur choisie. Pour cela, nous avons placé l'ensemble hyperfréquence dans une enceinte traversée par les passages étanches nécessaires aux commandes de fréquences et aux guides d'alimentation (fig. 15). Cette enceinte en laiton se compose d'un cylindre fermé par deux couvercles, dont l'étanchéité est assurée par des joints toriques.

La partie cylindrique de l'enceinte porte les guides d'arrivée et de sortie de l'énergie hyperfréquence. La fixation rigide des guides à l'enceinte n'est pas possible. En effet, elle interdit tout démontage et ne permet pas de positionner parfaitement les guides par rapport à la cavité. Une fixation à la fois souple et étanche a été réalisée à l'aide de soufflets métalliques en tombac (fig. 16). Ceux-ci sont soudés d'une part à l'enceinte à vide, d'autre part, à une bague solidaire du guide

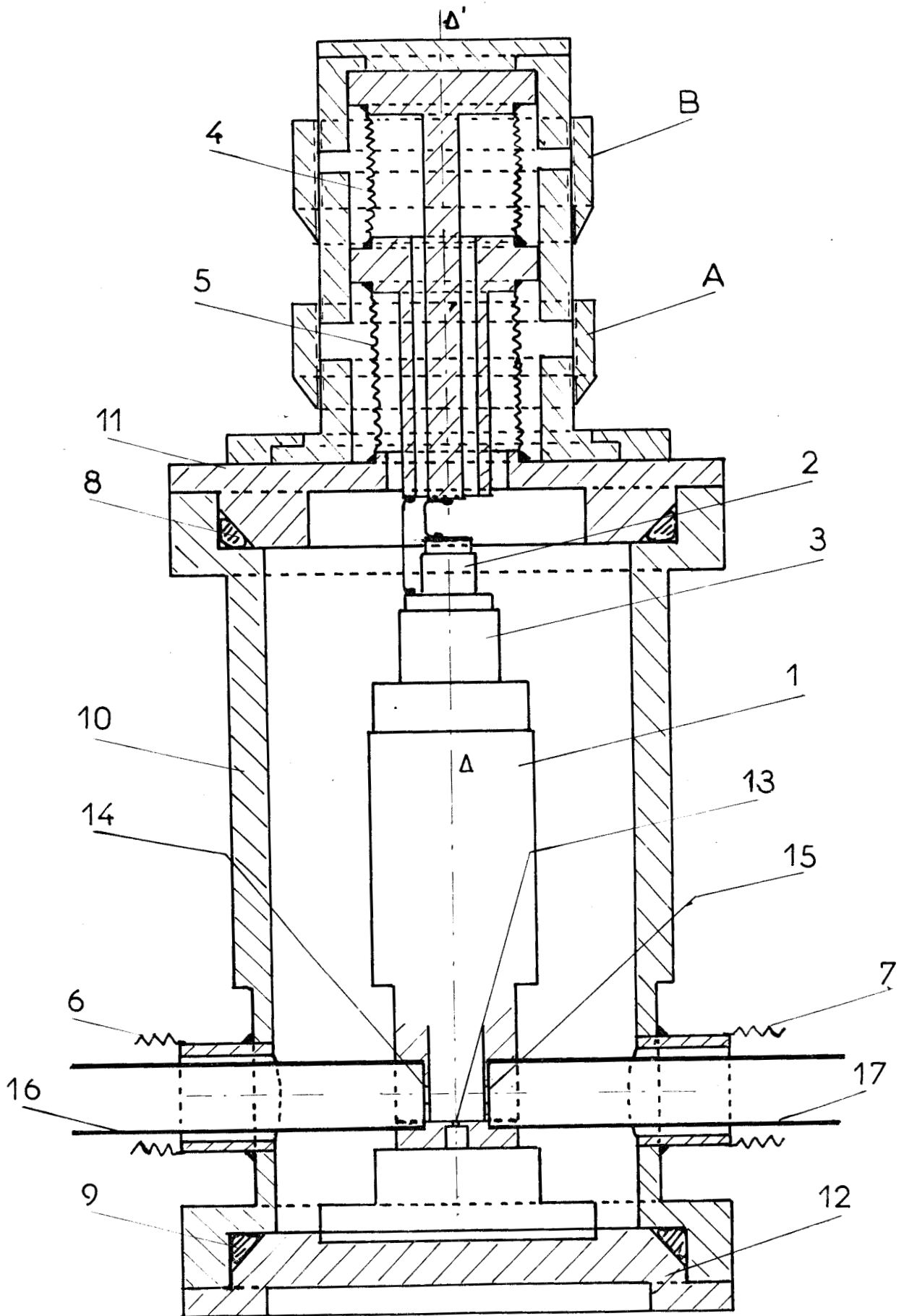


Figure 15

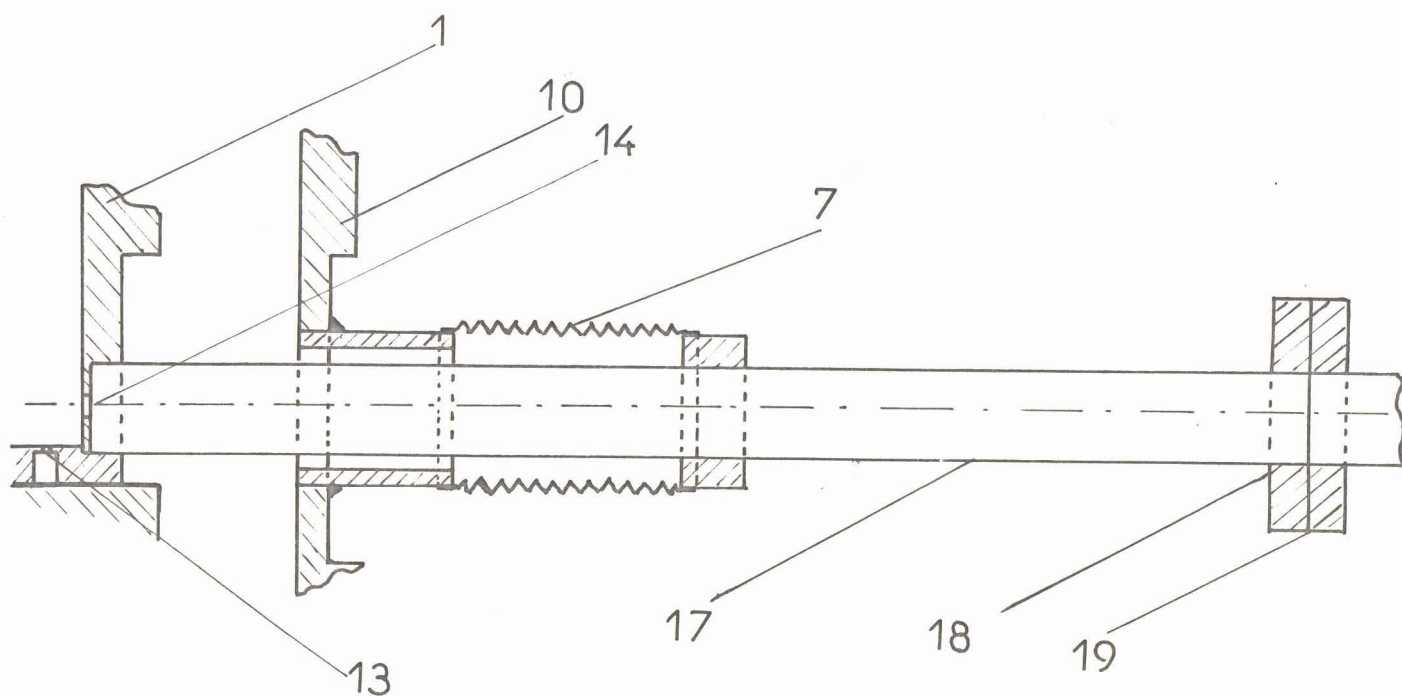


Figure 16

Légendes des figures 15 et 16

- A et B bagues de commande
- 1 corps de cavité
- 2 et 3 pistons C' et c
- 4, 5, 6, et 7 soufflets métalliques (tombac)
- 8 et 9 joints toriques
- 10 Enceinte extérieure
- 11 et 12 couvercles
- 13 iris de couplage (voie de pompe)
- 14 et 15 iris de couplage (voie de sonde)
- 16 et 17 guides RG 53 U (voie de sonde)
- 18 brides
- 19 fenêtré en mica

d'onde. Dans ce mode de fixation, les guides d'onde sont appliqués à la cavité par les forces de la pression atmosphérique. L'étanchéité du guide lui-même est assurée par une fenêtre en mica de 30 μ d'épaisseur serrée entre deux brides parfaitement polies.

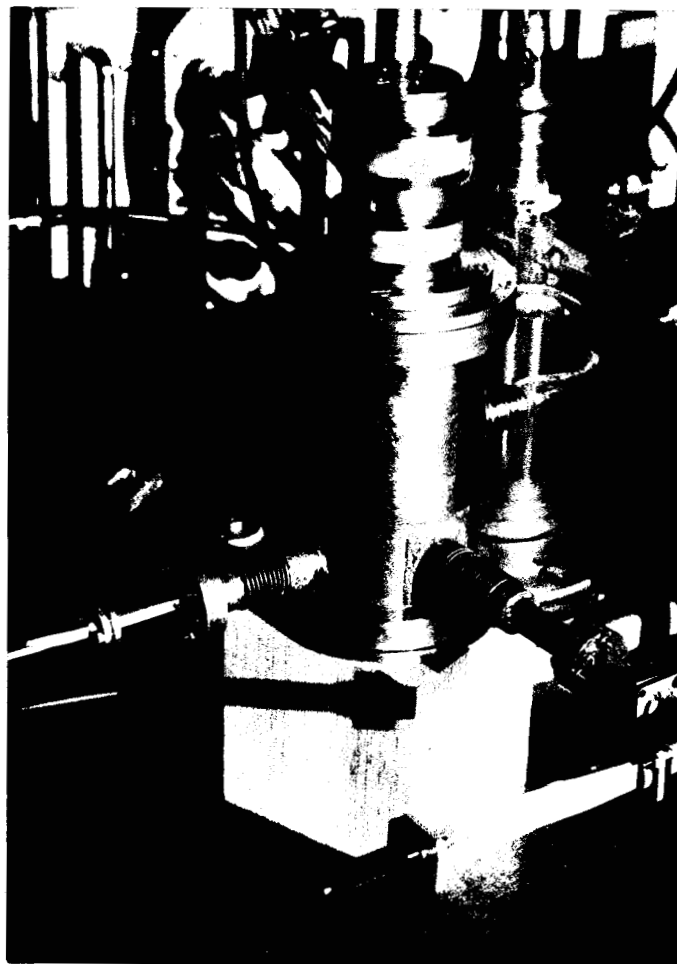
Sur le couvercle inférieur est fixé le corps de la cavité. Le couvercle supérieur porte les deux pistons d'accord c' et c et le dispositif de commande de translation de ceux-ci. Il n'a pas été possible, à l'aide des dispositifs de commande habituellement utilisés de concilier les problèmes d'étanchéité et de double commande des pistons C' et c . Le système réalisé est celui décrit sur la figure 15. L'étanchéité est assurée par des soufflets métalliques souples en tombac. Le mouvement du piston C' est obtenu par rotation de la bague A et celui du piston c par rotation de la bague B. On obtient l'accord de la cavité en jouant d'abord sur la bague A pour la résonance à la fréquence ν , puis sur la bague B pour la résonance à la fréquence ν' . Une course suffisante a été prévue, pour permettre de déplacer chaque piston d'une distance égale au moins à une demi longueur d'onde guidée pour chacune des fréquences prévues.

Les pistons sont rendus solidaires du dispositif de commande précédemment décrit par un fil métallique. La souplesse de ce fil permet de compenser les éventuels écarts entre les axes Δ de la cavité et Δ' du dispositif de commande.

L'introduction du gaz s'effectue par un des guides de la voie de sonde au moyen d'un sas qui communique directement avec le siphon d'anhydride sulfureux à haute pression. L'orifice de pompage est placé directement sur l'enceinte extérieure ce qui implique la réalisation rapide d'un équilibre entre la pression de la cavité et celle qui règne dans l'enceinte extérieure. Une petite ouverture a été ménagée à cet effet dans la portion de guide d'onde comprise entre la cavité et l'enceinte extérieure.

Le groupe de pompage se compose d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion de mercure. Pour réduire les fluctuations de pression en cours d'expérience, la cavité est réunie à un réservoir ballast de trois litres. L'ensemble permet d'opérer jusqu'à des

pressions de l'ordre de 10^{-4} Torr. La mesure absolue des pressions s'effectue à l'aide d'une jauge de Mac Léod (Leboeuf, type 405) sensible à 10^{-5} Torr. En outre, on repère continuellement la pression à l'aide d'une jauge électrique de type Pirani (L K B Autovac).



C - EXPLOITATION EXPERIMENTALE

Les expériences réalisées avec la cavité précédente constituent une transposition de celles qui ont été faites en ondes progressives (1). Cette transposition a nécessité quelques modifications de détail à la partie hyperfréquence du dispositif expérimental que nous décrivons rapidement. Les premiers résultats font apparaître des performances très différentes de celles obtenues en ondes progressives et nous avons exploité ces différences pour mettre en oeuvre une étude à laquelle le spectromètre à cavité est particulièrement bien adapté.

I - Description du dispositif expérimental

1°) Dispositif hyperfréquence

La figure 18 donne une vue d'ensemble de l'appareillage hyperfréquence. Les puissances de pompe et de sonde sont introduites par deux voies indépendantes ; une troisième voie permet la détection du signal utile de sonde. Cependant, au niveau de la cavité, nous n'avons pu éviter le couplage d'une partie de l'énergie de pompe dans les deux voies de sonde, nécessitant ainsi la mise en place de protections.

L'oscillateur de pompe est un carcinotron (4 mm) (C.S.F. COE 40 B). Afin de maîtriser la puissance importante issue de celui-ci (11 w au maximum) et de le découpler de la charge, nous utilisons un dispositif à propagation quasi optique. Il se compose d'un cornet d'émission et d'un cornet de réception de même gain 20 dB (De Mornay Bonardi DB 520), entre lesquels se trouve une grille polarisante à fils parallèles qui sert d'atténuateur (Philips PM 7104 Z). La distance entre les deux cornets a été choisie de telle manière que la puissance maximale admise dans la cavité 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. Au voisinage du cornet de réception, un cornet de moindre gain

DISPOSITIF HYPERFREQUENCE

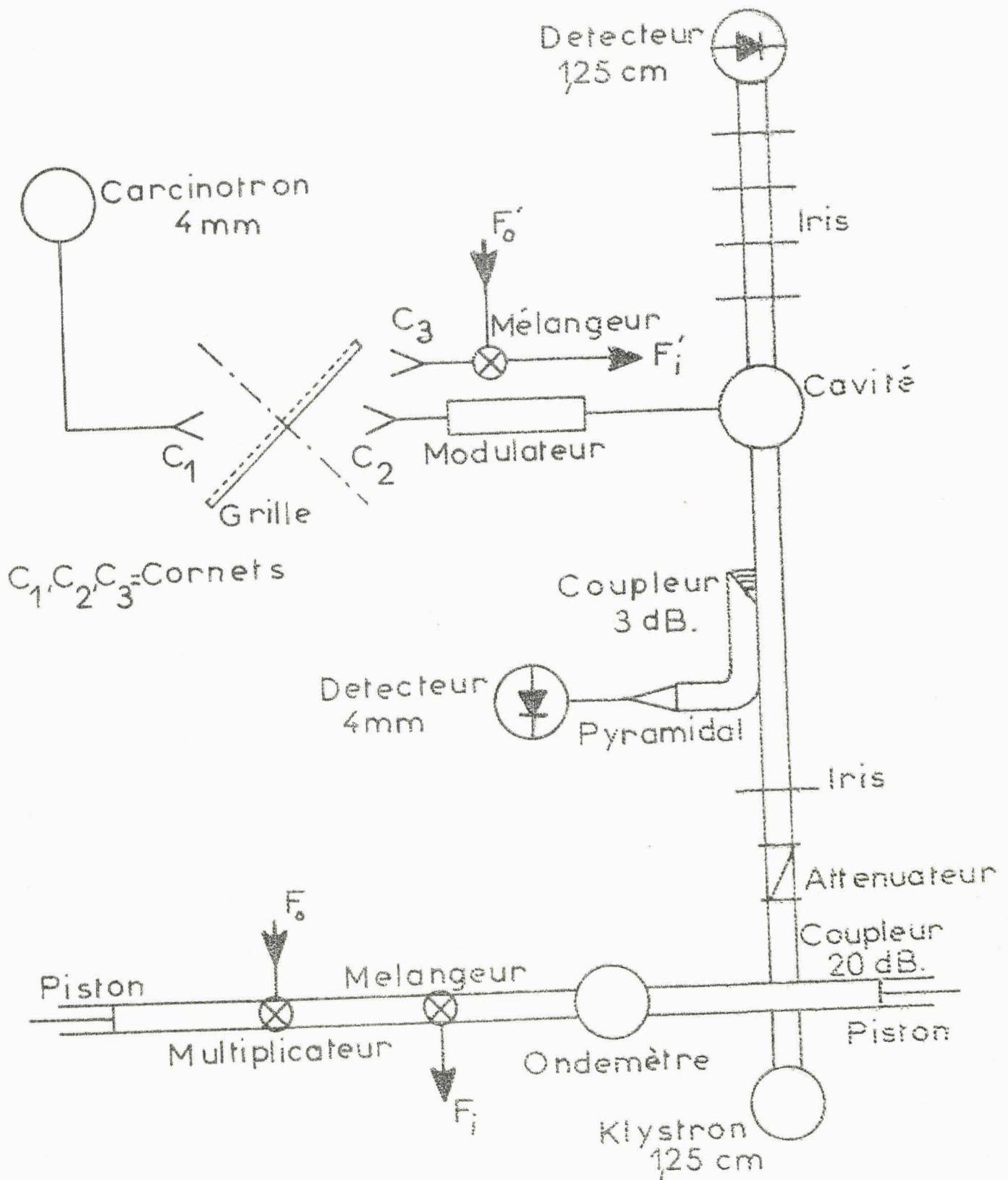


Figure 18

(De Mornay Bonardi DB 510) prélève la puissance de pompe nécessaire au dispositif d'asservissement en phase du carcinotron. Le modulateur (C.S.F. 50 - 75 mod) permet la modulation en principe par tout ou rien de la puissance de pompage.

L'oscillateur de sonde est un klystron (1,25 cm) (E.M.I. R 9675), dont la puissance est contrôlée par un atténuateur étalonné (De Mornay Bonardi DB 410). Un iris résonnant à la fréquence de sonde protège l'atténuateur des inévitables remontées de puissance de pompe. Le coupleur 20 dB (De Mornay Bonardi DB 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 permet un repérage approximatif de la fréquence de sonde.

Le coupleur 3 dB (Hewlett Packard K 752 A) en guide RG 53 U est monté de manière à prélever une partie de la puissance de pompe issue de la cavité. Ses propriétés de couplage ne sont en effet pas nulles dans ce fonctionnement surdimensionné. Une transition pyramidale (guide RG 53 U, guide RG 99 U) relie la voie dérivée du coupleur à un détecteur 4 mm (C.S.F. 60 - 90 DLB). Ce prélèvement de puissance permet de contrôler l'accord de la cavité à la fréquence ν' .

Dans le guide de sortie de la cavité, le détecteur de sonde est protégé de la puissance de pompe couplée à cette voie par une série de quatre iris résonnants à la fréquence ν . L'atténuation introduite à la fréquence ν' est alors de 80 dB.

2°) Stabilisation des fréquences

Compte tenu des stabilités et des précisions requises, il est nécessaire d'asservir les phases (13) des deux sources hyperfréquences à celles de deux oscillateurs à quartz. Le principe de cet asservissement est le suivant. Une partie du signal de la source à stabiliser, de fréquence F est mélangée avec l'harmonique N d'un générateur pilote de grande stabilité de fréquence dont nous désignerons la valeur par F_0 . Le battement

résultat est envoyé sur un synchronisateur de phase qui asservit la phase de ce battement sur celle d'un signal interne très stable de fréquence F_1 . Cet asservissement est réalisé par l'application d'une tension d'erreur (issue du 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 :

$$F = N F_0 \pm F_1$$

Les signes \pm correspondent respectivement aux fonctionnements supradyné et infradyné. Dans les synchronisateurs que nous utilisons (deux Schommandl FDS 30 et un Dymec Hewlett Packard 2650 A), la fréquence intermédiaire F_1 est de l'ordre de 30 MHz.

Le balayage des oscillateurs de pompe et de sonde est obtenu en agissant soit sur la fréquence F_0 soit sur la fréquence F_1 des étalons utilisés. Le signal de modulation est simplement appliqué à une diode varicap placée dans le circuit correspondant (14) (15). Les excursions en fréquence obtenues sont de l'ordre de 2 MHz pour l'oscillateur de sonde et 6 MHz pour l'oscillateur de pompe. Pratiquement, la servitude de l'enregistrement graphique nous a amené à effectuer des balayages lents à l'aide d'un générateur très basse fréquence (C.R.C. GB 860).

3°) Détection

Pour améliorer le rapport signal/bruit nous utilisons 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 et reposant sur le principe de la modulation d'absorption. A cet effet, on module en principe par tout ou rien la puissance de pompe, et, en protégeant le détecteur de sonde 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 l'absence de pompage.

Le signal issu du cristal détecteur de sonde est appliqué à un amplificateur suivi d'une détection de phase qui emprunte sa référence carrée au générateur de modulation. Lorsque nous travaillons en fréquence balayée, le signal issu de cette chaîne est appliqué à l'entrée Y d'un enregistreur graphique (Hewlett Packard 7035 AM) la tension X étant fournie par le générateur assurant la modulation de la source hyperfréquence.

II - Performances du spectromètre

Dans ce paragraphe où nous nous proposons de comparer les performances du spectromètre à cavité à celles de son homologue à cellule, nous évaluerons en particulier le paramètre de pompage obtenu, puis le rapport des sensibilités des deux types de spectromètre dans des conditions équivalentes.

1°) Paramètre de pompage

Dans le cas où la puissance de pompe est grande devant la puissance de sonde, les phénomènes de double irradiation observés en voie de sonde correspondent à une puissance absorbée donnée par une relation établie par MESSELYN (1) et que nous écrivons ici sous la forme :

$$P = P_g f(z, z', m^2)$$

$$\text{avec } z = \alpha\tau \quad \text{et} \quad \alpha = 2\pi(\nu - \nu_0)$$

$$z' = \alpha'\tau \quad \text{et} \quad \alpha' = 2\pi(\nu' - \nu'_0)$$

$$m^2 = |x|^2 \tau^2$$

où τ est le temps de libre parcours moyen d'une molécule entre deux chocs.

ν et ν' sont les fréquences des oscillateurs de sonde et de pompe. $|x|$ est un terme caractéristique de l'interaction dipolaire électrique et proportionnel à l'amplitude du champ électrique de sonde.

P_g représente la puissance absorbée à la fréquence ν de sonde en absence de pompage dont l'importance est caractérisée par le paramètre m^2 .

Nous voulons comparer les valeurs de m^2 obtenues dans les deux types de spectromètres pour une même puissance délivrée par l'oscillateur de pompe et une pression identique. L'expérience pratique montre qu'il n'est pas possible d'évaluer ce paramètre à partir des éléments entrant dans sa détermination. La puissance de pompage est en particulier assez mal définie. En revanche, expérimentalement, on peut atteindre facilement une valeur particulière de m^2 en utilisant la remarque suivante (1). Lorsque les fréquences de sonde et de pompe sont respectivement égales à ν_0 et ν'_0 , l'absorption en présence de pompage est strictement égale à celle obtenue sans pompage, pour une valeur de m^2 égale à 1,96.

Il suffit alors de mesurer, pour une puissance de pompe donnée, la valeur $p(0)$ de la pression annulant le signal détecté. En remarquant que dans le domaine de pression utilisé le produit pm est constant, on peut calculer le paramètre m^2 pour une quelconque valeur p de la pression.

$$\text{Soit } m^2 = 1,96 \left(\frac{p(0)}{p} \right)^2$$

La comparaison s'établit alors facilement, en évaluant m^2 de cette manière dans chaque type de spectromètre, pour des conditions de puissance de pompe et de pression identiques. Nous affectons de l'indice 1, les symboles relatifs au spectromètre à cellule et de l'indice 2 les symboles relatifs au spectromètre à cavité. On a immédiatement :

$$\frac{m_1^2}{m_2^2} = \left(\frac{p_1(0)}{p_2(0)} \right)^2$$

Numériquement on a :

$$p_1(0) = 46 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}, \quad p_2(0) = 57 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$$

et

$$\frac{m_1^2}{m_2^2} \approx \frac{1}{150}$$

En cellule les valeurs maximales de m^2 réalisées sont de l'ordre de 20. Le spectromètre à cavité permet pour les mêmes conditions de puissance de pompe et de pression, d'atteindre des valeurs de l'ordre de 3 000.

2°) Sensibilité

Nous comparons la sensibilité des spectromètres à paramètre de pompage identique, puis à pression identique.

A paramètre de pompe ($|x|^2 \tau^2$) et de sonde ($|x|^2 \tau^2$) donnés, la puissance absorbée en voie de sonde s'exprime en fonction de P_g (1)

$$\text{avec } P_g = 2 (n_a - n_b) h \nu |x|^2 \tau$$

($n_a - n_b$) est la différence des populations des deux niveaux concernés par la transition à l'équilibre thermodynamique.

On montre que la sensibilité est proportionnelle à $p^2 v$ où v est le volume du gaz irradié, et p sa pression. En cavité, le volume du gaz irradié est beaucoup plus faible qu'en cellule. En revanche, pour une même puissance de pompe, un paramètre de pompage donné est obtenu à des pressions bien supérieures. En fixant le paramètre de pompage égal à 1,96, on obtient les résultats suivants :

Spectromètre	P_{Torr}	P_{Torr}^2	$v \text{ cm}^3$	$p^2 v \sim \sigma$
Cellule	$46 \cdot 10^{-3}$	$21 \cdot 10^{-6}$	340	$70 \cdot 10^{-6}$
Cavité	$57 \cdot 10^{-2}$	$32 \cdot 10^{-6}$	3	$96 \cdot 10^{-6}$

σ sensibilité du spectromètre

Nous pouvons constater que les sensibilités des deux types de spectromètre sont du même ordre de grandeur. En revanche, les résultats précédents sont obtenus à des pressions bien différentes. Pour une même

valeur du paramètre $z (= \alpha \tau)$ l'utilisation du spectromètre à cavité nous impose des valeurs de α plus grandes. Pour un paramètre de pompage donné, le spectromètre à cavité présente la particularité de provoquer les phénomènes qui nous intéressent pour des fréquences fortement éloignées des fréquences de résonance.

A pression donnée, la comparaison directe des sensibilités n'est pas possible. En effet, les paramètres de pompage obtenus sont très différents. La forme des phénomènes étudiée varie considérablement suivant le type de spectromètre utilisé. Toutefois, le nombre d'absorbeurs étant moindre en cavité qu'en cellule, le spectromètre à cavité est moins sensible que son homologue à cellule.

III - Application : Etude de l'extra résonance

A fréquence de pompe fixe, et fréquence de sonde balayée, l'absorption en voie de sonde se compose de la raie correspondant à la transition de sonde et d'une extra absorption. Décrivons d'abord assez rapidement ce phénomène d'extra absorption dans les conditions habituelles du spectromètre à cellule, puis examinons l'emploi^{du} spectromètre à cavité pour étudier son évolution dans le cas de paramètre de pompage élevé.

1°) Extra absorption, description

La fréquence ν' de l'oscillateur de pompe est fixe et telle que $\nu' = \nu'_0 + \Delta\nu'$, l'extra absorption apparait pour une fréquence de sonde $\nu = \nu_0 - \Delta\nu$. La courbe enregistrée sur la figure 19 a été obtenue en cellule pour une pression de l'ordre de 15 millitorr et la puissance de pompage maximale admissible dans la cellule. La fréquence du carcinotron est fixée à environ + 2 MHz de la fréquence centrale de la transition de pompe. La partie (A) de la courbe représente le phénomène d'extra résonance dû au processus à deux quanta. La partie (B) représente la différence entre la modification de l'absorption en voie de sonde et la raie d'absorption correspondant à la transition de sonde. La contribution due à l'absorption de

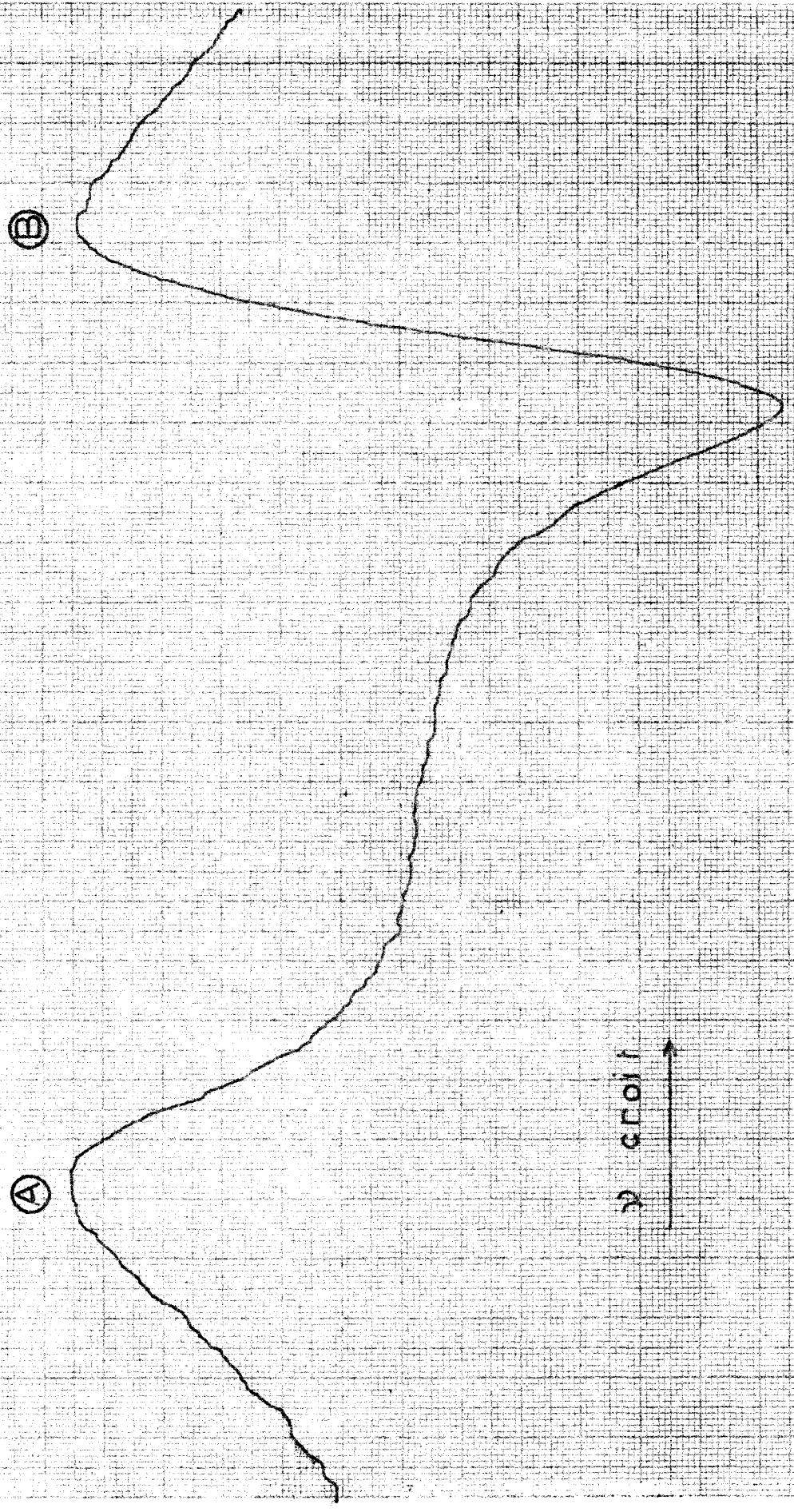


FIG. 19

de sonde en présence de pompage est dirigée vers le haut du graphique.

Le balayage en fréquence du klystron est tel que dans ce type d'expériences, la fréquence ν croit lorsque l'on se déplace de la gauche vers la droite de l'enregistrement. On peut constater que le maximum de l'extra résonance produit par un pompage à une fréquence $\nu' > \nu'_0$ correspond à une fréquence de sonde $\nu < \nu_0$.

Une première étude de la relation reliant les écarts de fréquence $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ correspondant au maximum du phénomène d'extra résonance conduit à l'expression :

$$\Delta\nu \approx \Delta\nu'$$
$$\nu - \nu_0 \approx - (\nu' - \nu'_0) \quad [20]$$

Avec les valeurs maximales de m^2 obtenues en cellule, ce phénomène d'extra résonance a pu être observé jusqu'à des fréquences distantes de 8 MHz des fréquences centrales des transitions.

En revanche, pour ces grandes valeurs de m^2 , et au voisinage des fréquences centrales des transitions la relation [20] entre fréquences n'est pas vérifiée. Les écarts à cette relation sont d'ailleurs d'autant plus grands que le paramètre de pompage est plus élevé.

La courbe représentée sur la figure 20 a été obtenue en traçant point par point la variation d'absorption de sonde. La fréquence du carci-notron est fixée à $\nu' = \nu'_0 = 2$ MHz, la pression est de l'ordre de 15.10^3 Torr, et la puissance admise dans la cellule est maximale. La valeur du paramètre de pompage est de l'ordre de 20. Le maximum de l'extra résonance est obtenu à une fréquence

$$\nu = \nu_0 + 2,45 \text{ MHz}$$

Compte tenu des valeurs de m^2 obtenues le spectromètre à cavité doit donc permettre :

- d'étudier la relation entre les écarts $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ au voisinage des fréquences centrales et pour un paramètre de pompage élevé
- de mettre en évidence une extra résonance pour des valeurs de $\Delta\nu'$ très élevées.

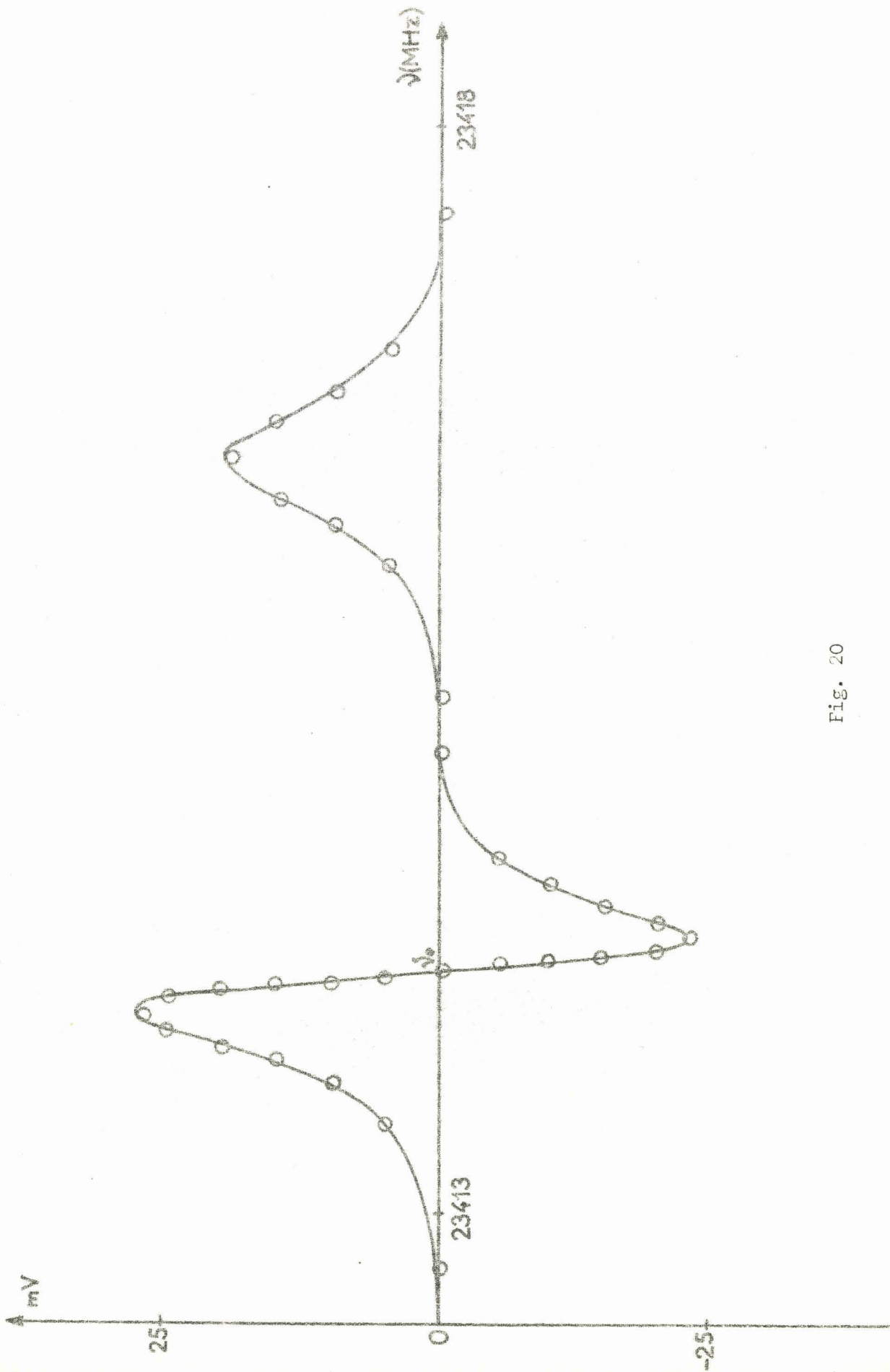


Fig. 20

2°) Etude au voisinage des fréquences centrales

La cavité est accordée respectivement sur les fréquences ν_0 et ν'_0 des transitions. La fréquence du carcinotron est fixée à $\nu'_0 - 3$ MHz. La courbe de la figure 21 est obtenue en traçant point par point les variations d'absorption de sonde. La valeur du paramètre de pompage est de 3 000 pour une pression de 15.10^{-3} Torr.

L'examen de cette courbe permet de reconnaître au voisinage de ν_0 , de même que sur la figure 20, la différence entre la modification d'absorption et la raie due à la transition (B). En revanche, le maximum d'absorption (A) obtenu à une fréquence $\nu = \nu_0 + 3,15$ MHz ne présente pas les caractéristiques attendues compte-tenu des courbes (fig. 19) et des remarques précédentes (C III. 1).

D'une part, son sens ne correspond pas à celui d'une absorption en présence de pompage.

D'autre part, l'écart entre $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ n'est pas de l'ordre de grandeur prévu, compte tenu du paramètre de pompage réalisé.

Au contraire, l'extra résonance obtenue correspond à une valeur de m^2 du même ordre de grandeur que celle caractérisant l'expérience de la figure 20. L'interprétation de nos résultats est aisée si on remarque que la puissance de pompe couplée à la cavité, lorsque le modulateur est fermé, reste suffisamment élevée pour donner lieu à une extra absorption notable.

Nous avons en effet admis que la puissance de pompe traversant le modulateur en position fermée était nulle. En fait, une étude plus détaillée de celui-ci montre que le rapport des puissances le traversant dans ses deux modes de fonctionnement ouvert et fermé est de l'ordre de 1 000. Pour les études effectuées en cellule, on peut admettre effectivement que la modulation a lieu par tout ou rien. La modification d'absorption introduite par un paramètre de pompage de l'ordre de 0,02 est en effet négligeable. En revanche, dans le cas de la cavité, et pour les conditions de l'expérience précédente, m^2 est de l'ordre de 3 lorsque le modulateur est fermé.

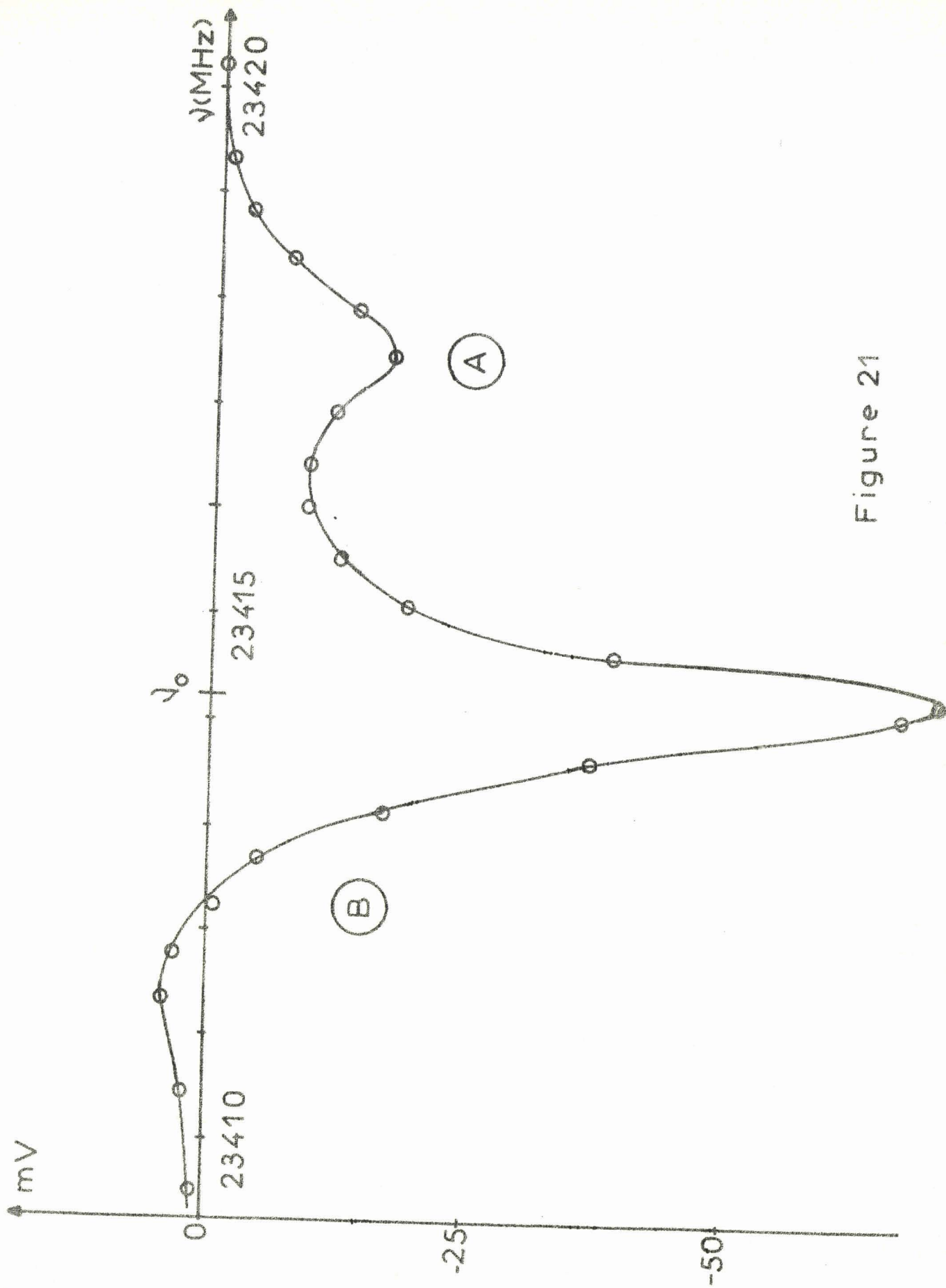


Figure 21

La modification d'absorption n'est alors plus négligeable et c'est ce qui apparaît sur la figure.

Les études en cavité, au voisinage du centre des transitions nécessitent donc l'utilisation d'un modulateur à meilleure rejection. En revanche lorsque $\Delta\nu'$ est grand, la modification d'absorption correspondant au sens coupant du modulateur est négligeable. On observe alors uniquement l'extra absorption désirée.

3°) Extra absorption pour $\nu' = \nu'_0 - 60$ MHz

Comme il a été indiqué auparavant en C III. 1, l'obtention de paramètres de pompage élevés permet de mettre en évidence une extra absorption pour des écarts de fréquence importants.

Plaçons nous à 60 MHz des fréquences centrales des transitions écart pour lequel la relation [20] est satisfaite. La fréquence du klystron de sonde est balayée au voisinage de ν définie par la relation $\nu = \nu_0 + 60$ MHz. L'étalon pilote habituel de la chaîne de stabilisation de phase (14) ne permet pas d'obtenir pour cette fréquence l'asservissement du klystron. Nous le remplaçons par un synthétiseur de fréquence qui délivre avec un pas de 10 MHz toutes les fréquences comprises entre 470 et 1 000 MHz. Un oscillateur d'interpolation permet en outre une exploration continue. On assure le balayage du klystron en wobulant la fréquence de l'oscillateur d'interpolation.

La fréquence du carcinotron est fixée à ν' telle que $\nu' = \nu'_0 - 60$ MHz. Pratiquement, on obtient immédiatement ce résultat en utilisant le fonctionnement infradyne du synchrimateur de la chaîne d'asservissement. On peut en effet remarquer d'une part que la stabilisation à la fréquence ν' correspondait à un fonctionnement supradyné, et d'autre part que la fréquence F_1 de l'oscillateur intermédiaire du synchrimateur est de 30 MHz.

La cavité est accordée respectivement sur les fréquences ν et ν' . Le paramètre de pompage est de l'ordre de 20 pour une pression de $180 \cdot 10^{-3}$ Torr.

On observe, conformément aux remarques précédentes, une extra absorption. La fréquence du maximum de cette extra résonance confirme l'aspect asymptotique de la relation [20] pour de grands écarts de fréquence.

CONCLUSION

L'obtention de grands champs saturants en vue d'expériences de double irradiation est rendue très difficile dans le spectromètre à cellule à cause des limites impératives imposées par le matériel hyperfréquence dans la transmission des fortes puissances.

Notre travail a consisté à étudier et à réaliser un spectromètre à cavité permettant, à partir des mêmes éléments, d'obtenir un paramètre de pompage très élevé. Le paramètre de pompage en cavité est environ 150 fois plus élevé qu'en cellule.

Par ailleurs, et contrairement au dispositif à cellule, une bonne homogénéité de puissance est assurée dans la masse gazeuse irradiée par les deux rayonnements. En effet, à la fréquence ν' , l'atténuation introduite par la cellule (16) rend très différentes les valeurs du paramètre de pompage suivant que l'on se trouve à l'entrée ou à la sortie de la cellule. De plus, la probabilité de collision entre une molécule faiblement irradiée et une molécule fortement irradiée est quasiment nulle à cause des dimensions de la cellule. Le spectromètre à cavité, en raison de la proximité entre les zones à champ électrique maximum, et les zones à champ électrique nul, favorise l'échange entre ces deux types de molécules.

Les dimensions du spectromètre obtenu, et en particulier du volume d'interaction devrait permettre une étude de l'évolution des phénomènes en fonction de conditions expérimentales qu'il est techniquement difficile d'obtenir dans un grand volume (température, champ magnétique).

En revanche, en raison de ce faible volume de la cavité, le nombre d'absorbeurs étant beaucoup moins élevé, la sensibilité est moindre en cavité qu'en cellule.

L'acquisition d'un modulateur à forte rejection et commutant de plus grandes puissances hyperfréquence, doit permettre d'utiliser la cavité pour des études au voisinage du centre des transitions dans un domaine de pression étendu.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) - MESSELYN J. - Thèse Lille 1968 (C.N.R.S. n° A 02 252)
- (2) - MACKÉ B. - Thèse 3ème cycle, Lille 1966
- (3) - ROUBINE - Cours d'Electronique, Université de Paris
- (4) - MONTGOMERY - Technique de mesure en micro ondes - Chap. V. Ed. Chiron
- (5) - JACKSON - Classical Electrodynamics - Wiley
- (6) - GORDON, ZEIGER, TOWNES - Phys. Rev. 1955, 99, 1264
- (7) - SLATER - Microwave Electronics - D. Van Nostrand
- (8) - JAVAN - Théory of Three Level Maser - Phys. Rev. 1957, 107, 1579
- (9) - ELLIOTT, R. NAGELBERG - B.S.T.J. Vol. XLVI, n° 10, 2453
- (10) - FEHER, B.S.T.J., Vol. XXXVI, n° 2, 449
- (11) - BLEANEY, LOUBSER, PENROSE - Proc. Phys. Soc. 1947, 59, 185
- (12) - MONTGOMERY, DICKE, PURCELL - Principles of Microwave Circuits Vol. 8
Radiation Laboratory Series - Mc Graw Hill
- (13) - MACKÉ, MESSELYN, WERTHEIMER - L'Onde Electrique 1966, p 123
- (14) - VANHOUTTE - Mémoire d'Ingénieur C.N.A.M. - 1968
- (15) - LEGRAND J. - Rapport de D.E.A. 1966
- (16) - LEMAIRE J. - Rapport de D.E.A. 1966
- (17) - MONTGOMERY - Technique de mesure en micro ondes, chap. XI, Ed. Chiron

