UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE



N° d'ordre 653



# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

*par*

André KROSTA

*

# REALISATION D'UN RESONATEUR MICROONDE PLAN-CYLINDRIQUE ENTRE CONDUCTEURS PLANS PARALLELES

## Application à quelques expériences d'absorption saturée sur un gaz à basse pression



*Soutenue le 13 juillet 1977 devant la Commission d'examen*

*Membres du Jury*

| | | |
|---|---|---|
| *M.* | WERTHEIMER | *Président* |
| *M.* | MACKE | *Rapporteur* |
| *M.* | RACZY | *Examinateurs* |
| *M.* | LEMAIRE | |



U. E. R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

A mes Parents,

A ma Femme.

# TABLE DES MATIERES

# ERRATA, Thèse KROSTA

-=-=-=-=-=-=-=-=-=-=

p. 6, ligne 4

lire "de l'ordre" au lieu de "double".

p. 7, dernière ligne

lire "$\Delta\nu_{Dip} \simeq \Delta\nu_{transit} \simeq 2kHz$".

p. 12, ligne 7

lire "longueur" au lieu de "largeur".

p. 15, lignes 12 et 13

lire "puissance perdue" au lieu de "puissance dissipée à l'intérieur du résonateur".

p. 43, ligne 18

lire "... de 375 GHz dans le vide".

p. 43, ligne 20

lire "... d'épaisseur situées hors du faisceau microonde".

p. 76, dernière ligne

lire "$v = + \dfrac{c(\Omega^+ - \Omega^-)}{\Omega^+ + \Omega^-}$" au lieu de "$v = - \dfrac{c(\Omega^+ - \Omega^-)}{\Omega^+ + \Omega^-}$".

p. 90

{15} lire "A. G. FOX et T. LI
B. S. T. J., <u>40</u>, 453 (1961).

# INTRODUCTION

Dans le domaine microonde, l'étude des phénomènes d'absorption résonante d'un gaz à basse pression permet généralement de mesurer avec une précision suffisante les paramètres de structure des molécules.

A très basse pression et pour les fréquences les plus élevées, l'effet Doppler peut devenir la contribution dominante à l'élargissement des raies d'absorption et limite de ce fait la résolution des spectromètres, en particulier dans le domaine millimétrique (30 - 300 GHz).

Pour réduire sinon supprimer cette limitation, deux techniques sont souvent utilisées : celle du jet moléculaire et les méthodes d'absorption saturée.

Dans le présent travail, nous nous intéressons plus particulièrement à ce deuxième type d'expériences parmi lesquelles on peut distinguer les études de Lamb-Dip inverse et les études de double résonance.

Une cellule d'absorption en ondes progressives nous a permis d'étudier en microonde des phénomènes non linéaires de double résonance tels que les "croisements de modes" et les "croisement de niveaux" (stimulés) classiques en infra-rouge.

Ces méthodes donnent accès à des déterminations de structure fine et de largeur homogène à l'intérieur du profil Doppler mais ne permettent pas une détermination absolue des fréquences de transition. De plus, les faibles puissances disponibles à fréquence élevée ne permettent généralement pas une saturation suffisante en ondes progressives.

Quelques expériences de Lamb-Dip ont été réalisées dans le domaine microonde mais les exigences de planéité des surfaces d'onde conduisent pour ces longueurs d'ondes à des dispositifs de grande dimension. Ceci est incompatible avec l'application d'un champ Stark notable souvent requis par des impératifs de sensibilité (technique de modulation d'absorption) et pour des études spécifiques (spectroscopie Stark sans effet Doppler).

Pour apporter une solution à ces différents problèmes, nous avons réalisé un résonateur microonde de type Fabry-Pérot couvrant la gamme de 40 à 240 GHz où l'onde est guidée entre deux plateaux conducteurs électriquement isolés permettant l'application d'un champ Stark (éventuellement Zeeman). La présentation de notre travail sera la suivante. Dans un premier chapitre, nous procèderons à la discussion théorique de notre projet en précisant les ordres de grandeur essentiels. Un second chapitre sera consacré à l'examen des solutions techniques adoptées et des performances obtenues. Enfin, un troisième chapitre sera dévolu à la présentation d'expériences préliminaires d'absorption saturée réalisées avec notre résonateur.

# CHAPITRE I

# DISCUSSION THEORIQUE DU PROJET

## I - POSITION DU PROBLÈME

A l'issue de la discussion générale précédente, on peut essayer de dégager le "profil" du spectromètre à réaliser et classer ses caractéristiques essentielles par ordre d'importance :

### 1) Application d'un champ Stark assez important et homogène

C'est cette possibilité qui donne en effet à notre travail son caractère original. Les champs Stark à réaliser sont de l'ordre de 2 kV/cm pour des transitions à effet Stark quadratique.

### 2) Obtention d'un champ électrique microonde saturant avec des puissances de source très faibles

Les sources disponibles au-dessus de 120 GHz sont généralement des multiplicateurs de fréquence à rendement réel très médiocre.

3) Large domaine d'utilisation

Nous avons fixé celui-ci à la gamme 40 - 240 GHz.

4) Bonne résolution

Celle-ci est évidemment un peu sacrifiée au bénéfice des caractéristiques précédentes mais il est indispensable que ce spectromètre apporte un gain en résolution d'un ordre de grandeur par rapport à la largeur Doppler.

5) Bonne sensibilité

Celle-ci se trouve améliorée de fait par la caractéristique (1) qui permet une modulation de l'absorption et une amélioration des conditions de détection. Elle dépend évidemment aussi du volume de la cellule qui conditionne celui de l'enceinte à vide que nous avons pour des raisons de faisabilité technique (et financière) fixé à 100 litres environ.

Pour toutes les expériences d'absorption envisagées, l'obtention des caractéristiques 1°, 2°, 3° et 5° se posent dans les mêmes termes et conduisent à la réalisation d'un résonateur Fabry-Pérot (2°) entre plateaux conducteurs (1°) avec des couplages d'entrée et de sortie quasi-apériodiques (3°). En ce qui concerne la résolution (4°), les conditions à réaliser pour les expériences de double résonance en microonde ont déjà été discutées {1} ; elles sont beaucoup moins sévères que celles exigées pour le succès d'une expérience de Lamb-Dip inverse sur laquelle nous porterons donc essentiellement la discussion. Pour préciser les ordres de grandeur, nous considérons une molécule type de masse molaire M = 50 g présentant une raie d'absorption à une fréquence $\nu_o$ = 140 GHz (c'est-à-dire au centre du domaine d'utilisation du spectromètre projeté) avec un élargissement* collisionnel $\Delta\nu_{coll.}$ de 20 MHz/Torr (collision molécule-molécule).

* Toutes les largeurs introduites dans notre travail sont des demi-largeur à mi-hauteur (H. W. H. M.).

Aux très basses pressions, la cause dominante d'élargissement ★ de la raie d'absorption est l'effet Doppler caractérisé par :

$$\Delta\nu_{Doppler} = \frac{\nu}{c} \left(\frac{2RT \, Log \, 2}{M}\right)^{1/2} \simeq 120 \text{ kHz}$$

pour une température ambiante T de l'ordre de 300° K {2}.

C'est à ces très basses pressions que s'effectuent les expériences de Lamb-Dip inverse que l'on peut présenter idéalement de la façon suivante {3} {4} :

- une onde plane de pulsation $\omega$ et de vecteur d'onde $\vec{k}$ est envoyée sur le gaz à l'équilibre dont les molécules ont leurs vitesses $\vec{v}$ distribuées selon la loi de Boltzmann. Si $\omega_0$ est la pulsation d'absorption résonante ($\omega_0 = 2\Pi\nu_0$) des molécules au repos ($\vec{v} = 0$), seules seront couplées au champ électromagnétique les molécules de vitesse $\vec{v}$ telle que :

$$\omega = \omega_0 + \vec{k}.\vec{v}$$

- une seconde onde plane de même pulsation est envoyée sur le gaz dans la direction opposée (vecteur d'onde : $-\vec{k}$). Il s'agit par exemple de l'onde précédente réfléchie par un miroir parfait. Cette seconde onde est couplée aux molécules telles que :

$$\omega = \omega_0 - \vec{k}.\vec{v}$$

- on examine les variations de l'absorption du gaz en fonction de la pulsation $\omega$ du rayonnement. En général, les deux ondes interagissent avec des bandes de vitesses différentes et il n'y a pas de différence sensible par rapport à l'absorption observée en onde progressive (profil Doppler). Il n'en est pas de même au voisinage de $\omega_0$ car les deux rayonnements interagissent avec les mêmes molécules dont la vitesse n'a pas de composante selon le vecteur d'onde $\vec{k}$ ($\vec{k}\cdot\vec{v} = 0$). On observe alors une diminution de l'absorption sous forme d'un creusement au centre du profil Doppler et appelé Lamb-Dip inverse ;

- la largeur du Lamb-Dip est fixée par la durée d'interaction efficace entre le champ électromagnétique et les molécules. Cette durée, limitée par les collisions moléculaires et les phénomènes de saturation, conduit à une largeur de Dip double de la largeur homogène :

$$\Delta\nu_{\text{homogène}} = (\Delta\nu^2_{\text{sat.}} + \Delta\nu^2_{\text{coll.}})^{1/2}$$

où $\Delta\nu_{sat} = \frac{\mu E}{h}$ , E étant l'amplitude du champ électrique microonde et $\mu$ l'élément de matrice du dipôle électrique pour la transition considérée ($\mu \sim 10^{-30}$ S. I.) ;

- le phénomène est non linéaire et n'apparaît qu'à partir d'une certaine saturation de la raie. On peut définir celle-ci par le paramètre de saturation $M = (\frac{\Delta\nu_{sat.}}{\Delta\nu_{coll.}})^2$.

  La profondeur relative du Lamb-Dip est proportionnelle à M pour les faibles saturations ($M \ll 1$) ; elle est limitée supérieurement à 26 % à forte saturation ($M \gg 1$). {3} ;

- le meilleur compromis sensibilité-résolution correspond à la valeur minimum du produit de la largeur du Dip par sa profondeur relative ; il est obtenu lorsque l'élargissement par saturation est quasiment égal à la largeur collisionnelle ($M \simeq 1$).

En appliquant les résultats précédents à la molécule type, on montre facilement qu'un gain en résolution d'un ordre de grandeur par rapport à la largeur Doppler est obtenu à une pression de $2.10^{-4}$ Torr et que le champ électrique microonde correspondant au meilleur compromis sensibilité-résolution ($M \sim 1$) est de l'ordre de 2,5 V/m. En réduisant la pression et la puissance, la résolution n'est limitée théoriquement dans le domaine microonde que par des problèmes de sensibilité.

La réalité expérimentale diffère sensiblement de la situation idéale décrite précédemment, pour des raisons liées essentiellement à l'extension transversale $\phi$ nécessairement finie du dispositif expérimental {4}.

Il en résulte une certaine distribution angulaire des vecteurs d'onde $\vec{k}$ liée aux phénomènes de diffraction particulièrement importants dans le domaine microonde et dont la largeur est à l'origine d'un élargissement Doppler résiduel de l'ordre de $\frac{\lambda}{\phi} \Delta\nu_{Doppler}$.

A titre d'exemple, pour obtenir une résolution de 1 kHz sur la raie 2 → 3 de OCS à 36 GHz, SHIMIZU et COSTAIN {5} ont été amenés à développer un faisceau microonde de $\phi$ = 45 cm à l'intérieur d'une enceinte de 1 m de diamètre. Dans notre dispositif, on peut espérer contourner cette difficulté en utilisant une onde guidée entre les deux plateaux que l'on peut représenter comme la superposition de deux ondes idéalement planes. La limitation essentielle de résolution provient alors d'un effet étroitement associé au précédent {4} à savoir la valeur finie du temps de transit des molécules entre les deux plateaux Stark (distance : a).

L'élargissement correspondant est de la forme {6}

$$\Delta\nu_{transit} = \frac{2}{a} \left(\frac{RT}{8\Pi^3 M}\right)^{1/2}$$

Pour une tension Stark donnée, il y a donc un compromis à trouver entre le champ Stark réalisable ($\sim \frac{1}{a}$) et le pouvoir de résolution ($\sim$ a). Le premier impératif étant classé comme prioritaire, nous avons fixé la distance a entre plateaux Stark à 15 mm pour obtenir le champ Stark de 2 kV/cm avec les générateurs disponibles fournissant des créneaux de 3 kV.

Ceci conduit, pour la molécule type, à une largeur limite :

$$\Delta\nu_{Dip} = 2\ \Delta\nu_{transit} = 3,8 \text{ kHz}.$$

ce qui correspond bien à une valeur en-deçà de l'objectif fixé de $\frac{1}{10}\,\Delta\nu_{Doppler}$ *.

La largeur b des plateaux Stark est déterminée essentiellement par des problèmes d'homogénéité du champ Stark {7}, de sensibilité et d'encombrement. Nous avons fixé sa valeur utile à 20 cm. On peut noter que, tant sur le modèle de l'onde plane diffractée que sur celui du faisceau gaussien, l'ouverture angulaire de la distribution des vecteurs d'ondes $\vec{k}$ correspondante conduit à un effet Doppler résiduel négligeable ($\sim$ 1 %).

Enfin, la longueur l du résonateur a été choisie égale à 1 m environ. Cette longueur respecte les limites de volume de l'enceinte à vide cylindrique que nous nous étions fixées a priori ; des essais préliminaires {8} ont montré que cette longueur permettait une bonne séparation des différents types de modes du résonateur, séparation qui deviendrait très difficile sur un résonateur trop court.

Nous retenons donc pour le résonateur les dimensions suivantes :

- distance entre plateaux Stark : $\sim$ 15 mm
- largeur des plateaux Stark : $\sim$ 200 mm
- longueur du résonateur : $\sim$ 1000 mm

Il nous reste maintenant à étudier la structure des modes et la surtension d'un tel résonateur.

---

* En fait, on remarque que le rapport $\frac{\Delta\nu_{transit}}{\Delta\nu_{Doppler}}$ est indépendant de la masse de la molécule ( $\frac{\Delta\nu_{transit}}{\Delta\nu_{Doppler}} = \frac{\lambda}{2a}\,(\Pi^3 \text{ Log } 2)^{-1/2}$ ) et que pour une distance a = 15 mm, ce rapport est constamment inférieur à 1/20 pour la gamme de fréquence utilisée.

## II - ÉTUDE DU RÉSONATEUR PLAN-PLAN

La réalisation technique la plus simple du résonateur défini précédemment se compose de deux miroirs plans placés en regard l'un de l'autre, entre les deux plateaux métalliques conducteurs. Pour le domaine d'utilisation en fréquence prévu, la distance entre les plateaux ne représente toujours que quelques longueurs d'ondes et le système d'ondes stationnaires s'établissant entre les miroirs se déduit alors des modèles d'ondes à structure guidée entre plans parallèles.

Nous rappelons brièvement les principales caractéristiques de ce type d'ondes, puis nous donnons une première approche théorique dans le cas du résonateur de dimension transversale infinie et enfin nous étudions les modes de résonance ainsi que les coefficients de qualité associés aux pertes par diffraction dans le cas du résonateur de dimension transversale finie.

### 1) Ondes propagées entre plans conducteurs infinis et parallèles

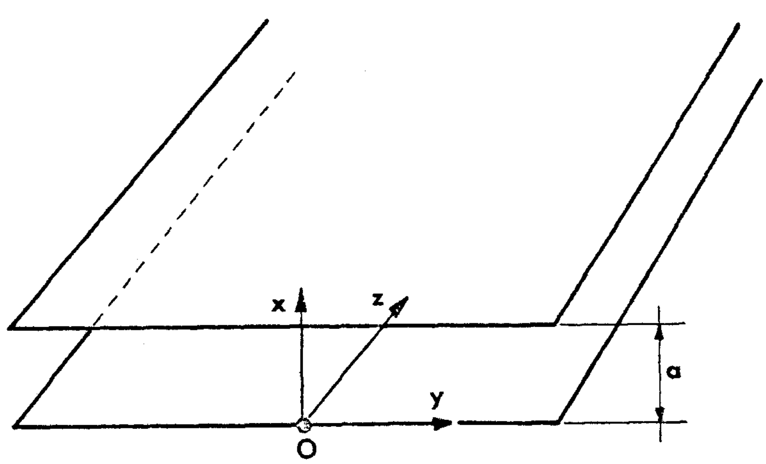



*FIGURE 1 : Plans conducteurs parallèles.*

Trois types d'ondes peuvent se propager {9} dans la structure schématisée sur la figure 1 :

- les modes transverses électromagnétiques ou TEM
- les modes transverses magnétiques ou $TM_{no}$
- les modes transverses électriques ou $TE_{no}$

Pour ces deux derniers modes, n indique le nombre d'extrémums selon la direction Ox et l'indice O précise que l'amplitude du champ est indépendante de la coordonnée y.

Pour ces types de modes, le temps mis par les molécules du gaz étudié pour passer d'une région de champ nul à une autre région de champ nul contribue à la limitation de la résolution au même titre que le temps de transit des molécules entre plateaux Stark défini précédemment (§ I).

La meilleure résolution est obtenue pour les modes pour lesquels la distance entre ces régions est aussi grande que possible et correspond donc aux faibles valeurs de l'indice n.

- EQUATIONS DES CHAMPS

Pour une onde de pulsation $\omega$ se propageant suivant la direction Oz et en négligeant les pertes par conduction dans les plateaux, les composantes non nulles des champs* s'écrivent en notation complexe :

- modes TEM

$$E_x^o = E_o \, e^{-jkz}$$

$$H_y^o = \frac{E_o}{\eta} \, e^{-jkz}$$

---

* L'écriture des champs est allégée en supprimant le terme dépendant du temps $e^{j\omega t}$

où $\eta = \sqrt{\dfrac{\mu_o}{\varepsilon_o}}$ et $k = \omega \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} = \dfrac{\omega}{c}$

- modes $TM_{no}$

$$E_z^o = A \sin \frac{n\Pi x}{a} \quad e^{-jk_g z}$$

$$E_x^o = - \frac{\gamma a}{n\Pi} \; A \cos \frac{n\Pi x}{a} \quad e^{-jk_g z}$$

$$H_y^o = - \frac{j\omega\varepsilon}{n\Pi} \; a \; A \cos \frac{n\Pi x}{a} \; e^{-jk_g z}$$

- modes $TE_{no}$

$$H_z^o = B \cos \frac{n\Pi x}{a} \quad e^{-jk_g z}$$

$$H_x^o = \frac{\gamma a}{n\Pi} \; B \sin \frac{n\Pi x}{a} \quad e^{-jk_g z}$$

$$E_y^o = - \frac{j\omega\mu}{n\Pi} \; a \; B \sin \frac{n\Pi x}{a} \quad e^{-jk_g z}$$

pour les modes $TM_{no}$ et $TE_{no}$ ,

A, B = ctes

$k_g = \dfrac{2\Pi}{\lambda g}$ est le module du vecteur d'onde guidée

$\gamma$ est la constante de propagation telle que :

$$k^2 + \gamma^2 = k^2 - k_g{}^2 = \frac{n^2\Pi^2}{a^2}$$

- FREQUENCE DE COUPURE

Les modes TEM n'ont pas de fréquence de coupure et peuvent se propager quelle que soit la valeur de l'écartement a entre les plateaux. Par contre, les modes $TE_{no}$ et $TM_{no}$ présentent la même fréquence de coupure

$$\nu_c = \frac{nc}{2a}$$

et la même longueur d'onde guidée

$$\lambda g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\frac{\nu_c}{\nu})^2}}$$

où $\lambda$ est la longueur d'onde dans l'espace libre $\lambda = \frac{c}{\nu}$

- <u>ATTENUATION DUE AUX PERTES PAR CONDUCTION DANS LES PLATEAUX</u>

L'existence des pertes par conduction dans les plateaux métalliques {10} est caractérisée par un coefficient d'atténuation en puissance par unité de largeur. On l'exprime simplement en calculant le rapport de la puissance dissipée par unité de longueur à la puissance moyenne transmise.

On obtient pour une fréquence $\nu$ supérieure à la fréquence de coupure $\nu_c$ :

$$\alpha_{TEM} = \frac{R_s}{\eta a}$$

$$\alpha_{TM_{no}} = \frac{2 R_s \nu}{\eta a \sqrt{\nu^2 - \nu_c^2}} \qquad (1)$$

$$\alpha_{TE_{no}} = \frac{2 R_s \nu_c^2}{\eta a \nu \sqrt{\nu^2 - \nu_c^2}}$$

où $R_s = \sqrt{\frac{\Pi \mu o}{\sigma}} \nu^{1/2}$ est la résistivité de surface du conducteur et $\sigma$ sa conductivité.

Sur la figure 2 nous avons représenté l'évolution en fonction de la fréquence des rapports des coefficients d'atténuation

$$\frac{\alpha_{TE_{no}}}{\alpha_{TEM}} \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_{TE_{no}}}{\alpha_{TM_{no}}} \quad \text{pour } n = 1$$

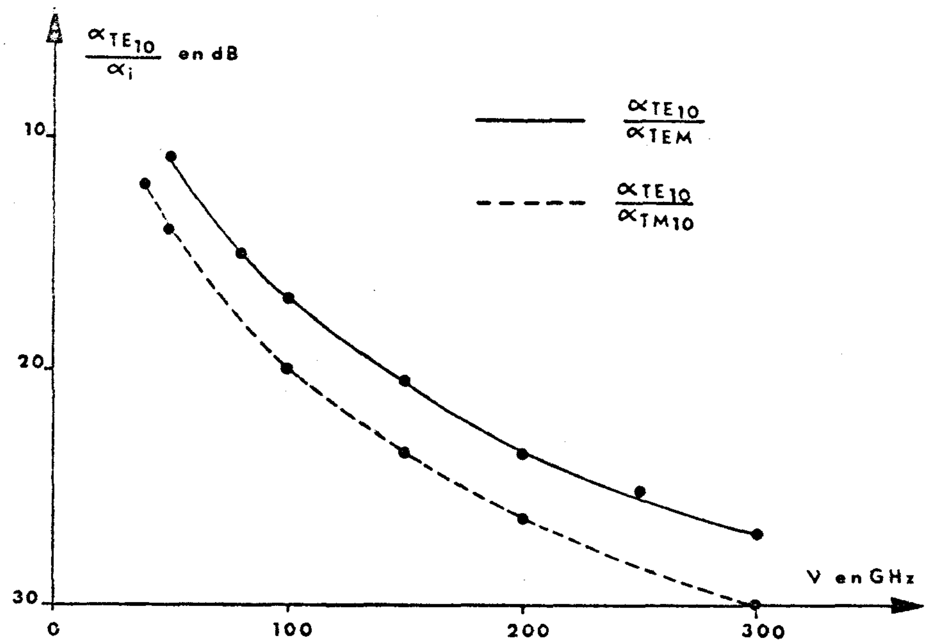



*FIGURE 2 : Atténuation relative des modes TEM et $TM_{10}$ par rapport au mode $TE_{10}$ pour une propagation entre plans conducteurs parallèles infinis.*

Dans le domaine de fréquence envisagé les pertes du mode $TE_{10}$ sont toujours inférieures d'au moins un ordre de grandeur à celles des modes $TM_{10}$ et TEM.

## 2) Modèle du résonateur plan-plan

Dans le tableau suivant sont regroupées : les dimensions du résonateur schématisé sur la figure 3 et les notations n, m, q caractérisant les modes de résonance (avec m = 0 pour le résonateur infiniment large).

| Axes du trièdre | Ox | Oy | Oz |
|---|---|---|---|
| Dimensions............... | a | b | l |
| Indices caractérisant le nombre de variation des champs selon Ox, Oy, Oz... | n | m | q |

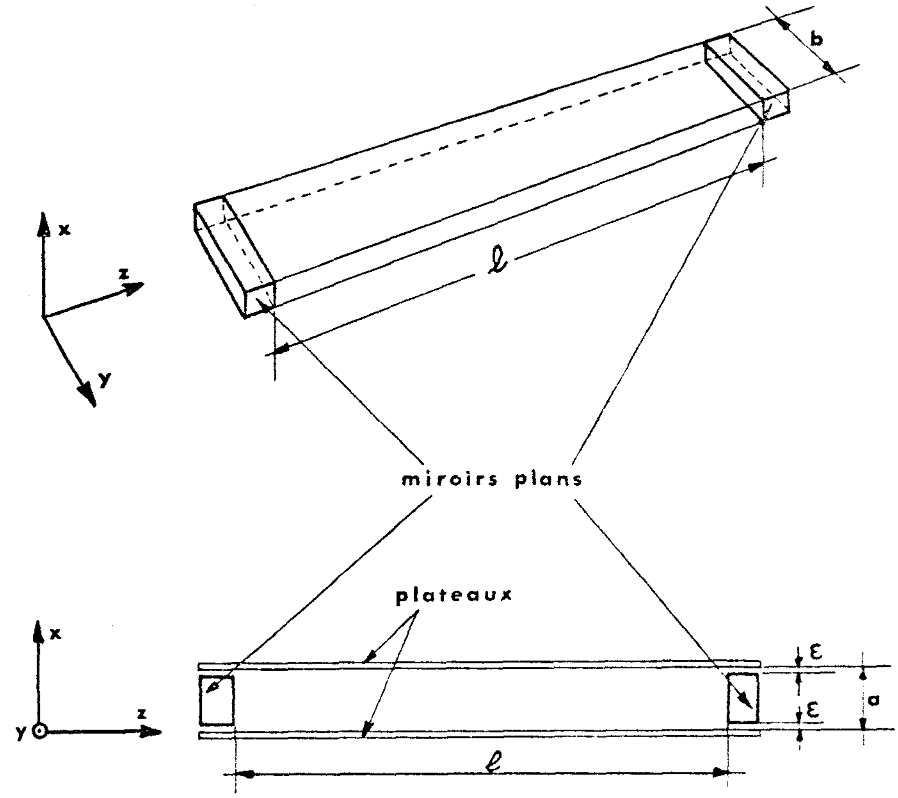



*FIGURE 3 : Résonateur plan-plan entre plateaux conducteurs parallèles.*

L'application d'un champ Stark nécessite que les plateaux soient isolés électriquement des miroirs. L'espace d'épaisseur $\varepsilon$ ménagé à cette fin entre plateaux et miroirs constitue un guide à plans parallèles auquel l'énergie emmagasinée dans le résonateur peut être couplée.

Cette épaisseur est choisie telle que tous les modes de type TE et TM sont sous coupure pour la bande de fréquence utilisée soit $\varepsilon < \frac{c}{2\nu_m}$ . ($\nu_m$ fréquence supérieure d'utilisation). Par contre, les modes TEM, dépourvus de fréquence de coupure, seront toujours plus ou moins couplés à ces guides et les pertes importantes associées à ce couplage condamment toute résonance de type TEM.

## A - Résonateur de dimension infinie selon y'y

### - FREQUENCE DE RESONANCE DES MODES $TE_{noq}$ ET $TM_{noq}$

On établit simplement les fréquences de résonance en écrivant que la phase de l'onde a évolué d'un nombre entier q de fois $2\Pi$ sur un aller retour complet {11}.

En supposant les miroirs parfaits, on obtient :

$$\nu_R = \sqrt{\frac{q^2c^2}{4l^2} + \nu c_{no}^2}$$

où $\nu c_{no} = \frac{nc}{2a}$ est la fréquence de coupure associée aux modes $TE_{no}$ et $TM_{no}$.

### - COEFFICIENT DE QUALITE

Le coefficient de qualité Q d'un résonateur est défini par {12}

$$Q = 2\Pi\nu \frac{W}{P_d}$$

où W et $P_d$ sont l'énergie stockée et la puissance dissipée à l'intérieur du résonateur.

Dans ce type de résonateur les pertes sont dues à la réflexion sur les miroirs, aux rayonnements vers l'extérieur par l'intermédiaire des systèmes de couplage, aux rayonnements vers l'extérieur par diffraction, à la conductivité des plateaux et à l'absorption du diélectrique emplissant le résonateur.

La distance entre les miroirs étant l, la puissance transportée par les ondes progressives aller et retour entre les miroirs est :

$$P = \frac{Wc}{l}$$

La puissance dissipée s'écrit alors :

$$P_d = (\alpha_M + \alpha_C + \alpha_D + \alpha_P + \alpha_A) \frac{Wc}{l}$$

où $\alpha_M$, $\alpha_C$, $\alpha_D$, $\alpha_P$ et $\alpha_A$ sont les puissances relatives perdues dues respectivement aux diverses pertes énumérées ci-dessus.

Le coefficient de qualité s'écrit alors : {13}

$$\frac{1}{Q} = \frac{\lambda}{2\Pi l} (\alpha_M + \alpha_C + \alpha_D + \alpha_P + \alpha_A) = \frac{1}{Q_M} + \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_D} + \frac{1}{Q_P} + \frac{1}{Q_A} \qquad (2)$$

- COEFFICIENT DE QUALITE LIE AUX PERTES DANS LES PLATEAUX CONDUCTEURS

Les coefficients de qualité $Q_M$, $Q_A$ et $Q_C$ seront étudiés au paragraphe IV.

Dans le cas du résonateur infini selon la direction y'y, les pertes par rayonnement vers l'extérieur sont nulles.

Le coefficient de qualité $Q_P$ associé aux pertes par conduction dans les plateaux est obtenu simplement à l'aide des relations (1) et (2) :

$$Q_{P_{TE}} = \frac{2\Pi l}{\lambda} \frac{1}{2l\alpha_{TE}} = \frac{\Pi \mu_o a}{2\beta} \frac{\nu^{3/2} (\nu^2 - \nu^2_{cno})^{1/2}}{\nu^2_{cno}}$$

$$Q_{P_{TM}} = \frac{2\Pi l}{\lambda} \frac{1}{2l\alpha_{TM}} = \frac{\Pi \mu_o a}{2\beta} \nu^{-1/2} (\nu^2 - \nu^2_{cno})^{1/2}$$

où $\beta = R_s \nu^{-1/2} = (\frac{\Pi \mu_o}{\sigma})^{1/2}$ est un paramètre indépendant de la fréquence.

Une estimation faite à 140 GHz pour des plateaux en aluminium ($R_s = 12{,}20 \times 10^{-2}\ \Omega$) conduit aux résultats suivants :

$$Q_{P_{TE_{10}}} \simeq 6{,}6 \times 10^6$$

$$Q_{P_{TM_{10}}} \simeq 3{,}4 \times 10^4$$

La réalité diffère sensiblement. En effet, les plateaux en duralumin s'oxydent et leur résistivité $R_s$ est supérieure à celle de l'aluminium. Cependant, une surévaluation d'un ordre de grandeur du coefficient $Q_{TE_{10}}$ conduirait néanmoins à une valeur très grande devant les coefficients de qualité associés aux autres types de pertes (§ II - 2 - B ; § IV).

Les résultats numériques obtenus ci-dessus nous incitent à sélectionner le mode TE comme mode de fonctionnement du résonateur.

D'autre part, la propagation entre plateaux conducteurs parallèles infinis d'ondes TE et TM (§ II, 1) confère au mode TE une structure plus simple. Une seule composante du champ électrique ($E_y$) perpendiculaire au champ électrostatique (selon Ox) existe. Cette disposition est particulièrement favorable aux expériences en absorption saturée {1}.

En conséquence, dans la suite de ce travail, nous ne nous intéresserons plus qu'aux modes TE.

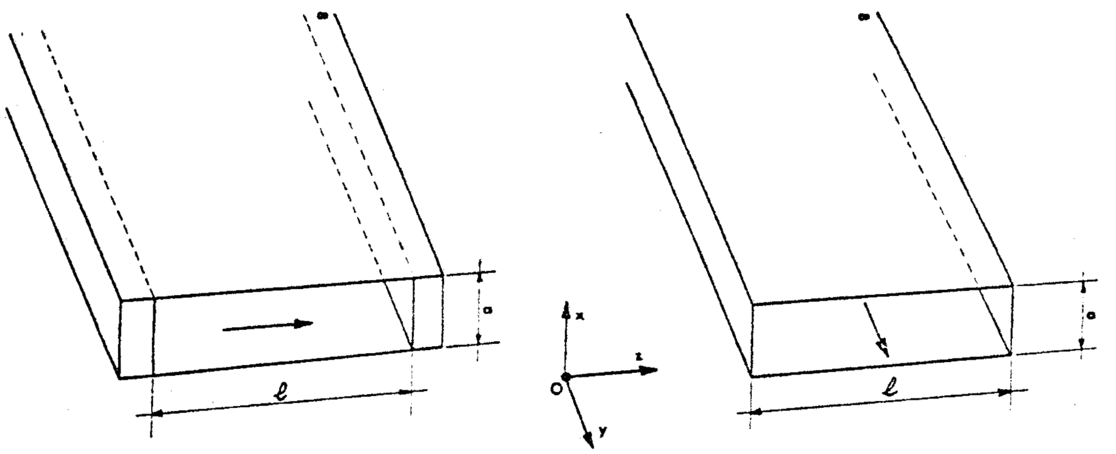
B - Influence d'une largeur finie des plateaux

En raison de la largeur finie des plateaux, le résonateur présente des pertes liées au rayonnement vers l'extérieur ("spill over losses").

Le problème théorique correspondant est très ardu et n'a fait l'objet de traitement approché que dans quelques cas limites. Nous nous contenterons ici d'indiquer les grandes lignes d'une approche originale du problème due à VAINSHTEIN {14} qui permettrait un traitement numérique complet du problème. Néanmoins, nos préoccupations essentielles n'étant pas d'élaborer une théorie détaillée de ce type de résonateur, nous nous limiterons à une estimation très grossière de ces pertes par rayonnement.

- <u>THEORIE DE VAINSHTEIN</u>

Examinons la distribution du champ microonde dans le résonateur à plateaux infiniment larges associée à un mode $TE_{noq}(z)$ (cf. Fig. 4a). Cette distribution correspond également à celle d'une onde progressive $TM_{qn}(y)$ se propageant dans la direction y'y d'un guide d'onde rectangulaire de côtés <u>l</u> dans la direction Oz et <u>a</u> dans la direction Ox avec une constante de propagation $\gamma$ nulle (cf. Fig. 4b)




*THEORIE DE VAINSHTEIN*

*FIGURE 4a : Mode $TE_{noq}$ propagé dans un résonateur plan-plan à plateaux infiniment larges.*

*FIGURE 4b : Mode $TM_{qn}$ propagé dans un guide rectangulaire de section $a \times l$ infini selon Oy. La distribution du champ microonde des modes $TE_{noq}(z)$ et $TM_{qn}(y)$ est identique.*

De manière générale, on peut décrire l'onde progressive $TM_{qn}(y)$ par :

$$E_y = A \sin\left(n\Pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(q\Pi \frac{z}{l}\right) e^{-\gamma y}$$

$$H_z = \frac{jn\Pi}{a\omega\mu_0} A \cos\left(n\Pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(q\Pi \frac{z}{l}\right) e^{-\gamma y}$$

$$H_x = \frac{jq\Pi}{l\omega\mu_0} A \sin\left(n\Pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(q\Pi \frac{z}{l}\right) e^{-\gamma y}$$

avec $$\frac{n^2\Pi^2}{a^2} + \frac{q^2\Pi^2}{l^2} = \gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2}$$

Les fréquences de résonance obtenues précédemment correspondent bien à la fréquence de coupure de ce mode ($\gamma = 0$) et on retrouve bien la distribution du champ électromagnétique correspondant.

Bien entendu, lorsque les plateaux ont une largeur finie, la solution précédente n'est plus acceptable. L'idée originale de VAINSHTEIN consiste, dans ce cas, à chercher des solutions sous la forme d'ondes se propageant dans la direction y'y avec une constante de propagation non pas strictement nulle comme précédemment mais petite, son module $|\gamma|$ étant de l'ordre de $\frac{2\Pi}{b}$. Le problème se ramène alors à celui de la réflexion d'une onde de fréquence très voisine de la fréquence de coupure dans un guide d'onde rectangulaire de côtés a et l et ouvert à ses deux extrémités distantes de b, largeur des plateaux conducteurs. VAINSHTEIN a montré que les coefficients de réflexion correspondant avaient un module très voisin de l'unité.

Pour l'écriture des modes TE et TM, nous avons supposé dans le cas d'une structure d'extension infinie selon y'y que les composantes du champ ne présentaient qu'une très faible variation en fonction de y que nous avons caractérisée par un indice $m = 0$.

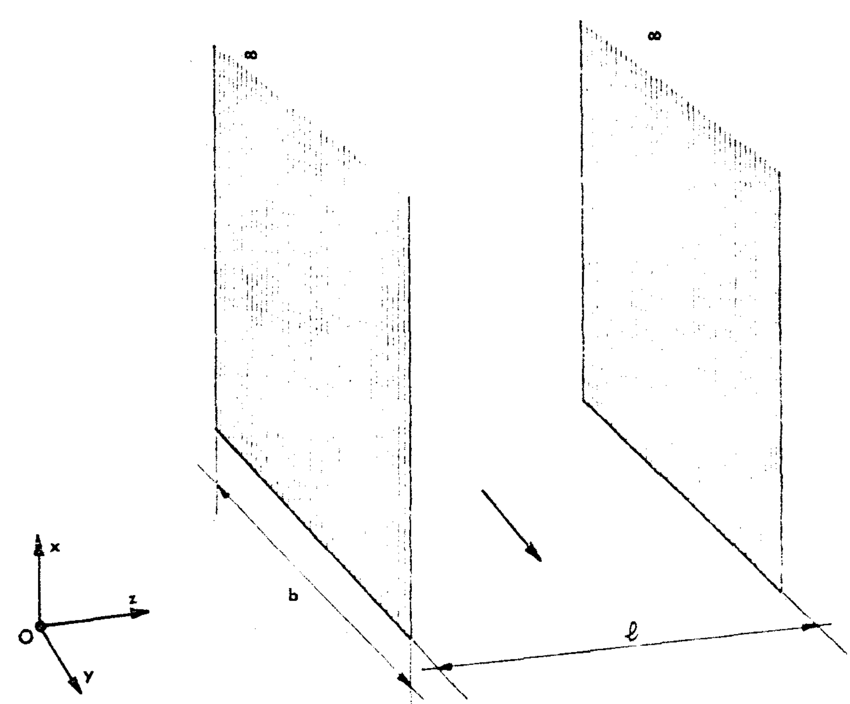
Les champs étant nuls à l'infini, le guide rectangulaire de section a x l et de longueur infinie est équivalent à une cavité fermée ; le module de la constante de propagation s'écrit dans ce cas

$$|\gamma| = \frac{(m+1)\Pi}{b} = 0 \quad \text{car b est infini.}$$

Dans la pratique et pour une dimension b finie selon y'y, les plans zOx définis par $y = 0$ et $y = b$ se comportent sensiblement comme des plans de court-circuit (coefficient de réflexion de module très voisin de l'unité) et nous conserverons la notation précédente de $\gamma$ qui correspond donc au mode $TM_{qnm}(y)$.

Dans le domaine optique où toutes les dimensions du résonateur sont supposées grandes devant la longueur d'onde, VAINSHTEIN propose dans quelques cas particuliers, des formes analytiques du coefficient de réflexion et de la constante de propagation complexe $\gamma$. Il en déduit des valeurs complexes des fréquences de résonance dont la partie imaginaire donne accès à la surtension du résonateur. La concordance entre ses résultats et les résultats purement numériques obtenus par FOX et LI est remarquable {15}.

Dans le domaine microonde où les dimensions du résonateur peuvent être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, ITOH et MITTRA {16} ont adapté la technique de VAINSHTEIN dans un cas particulier : celui du résonateur infini dans la direction x'x. Le guide rectangulaire a x l se trouve alors réduit à un guide à plans parallèles distants de l (cf. Fig. 5).




*THEORIE DE VAINSHTEIN : ADAPTATION DE ITOH ET MITTRA*

*FIGURE 5 : Guide rectangulaire d'extension infinie selon Ox ; mode propagé $TM_{qom}(y)$.*

Quoique ce problème soit très différent du notre (cas particulier $n = 0$), la méthode proposée pourrait vraisemblablement s'adapter à notre structure. Elle peut se résumer sommairement de la façon suivante :

- CHOIX DE LA FORME DE LA CONSTANTE DE PROPAGATION $\gamma$

L'onde se propageant dans la direction y'y étant pratiquement sous coupure, son coefficient de réflexion aux bords du résonateur ($y = -\frac{b}{2}$ et $y = +\frac{b}{2}$) diffère peu de $\pm 1$. La constante de propagation diffère donc peu de $j\frac{(m+1)\Pi}{b}$ où $m (m \geqslant 0)$ représente l'indice du mode de résonance dans la direction y'y.

De manière générale, on posera :

$$\gamma = \frac{j(m+1)\Pi}{b+s_1+js_2} \qquad (3)$$

$s_1$ et $s_2$ étant des paramètres à ajuster liés au coefficient de réflexion $R_q^q$ de l'onde $TM_{qom}$ aux bords du résonateur.

- ECRITURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

A partir de l'expression adoptée précédemment pour la constante de propagation, il s'écrit sous la forme :

$$R_q^q = - \exp\left[\gamma(s_1 + j\, s_2)\right] \qquad (4)$$

Par ailleurs, la théorie de la réflexion à l'extrémité ouverte d'un guide d'onde semi-infini en fournit une forme analytique {17} que nous écrirons de façon abrégée

$$R_q^q = F(k, \gamma, 1) \qquad (5)$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ désigne ici une grandeur complexe satisfaisant à l'équation générale des ondes guidées :

$$k^2 = \left(\frac{q\Pi}{1}\right)^2 - \gamma^2 \qquad (6)$$

- TRAITEMENT NUMERIQUE

On utilise une procédure itérative. b, l, q, m étant donnés, on prend comme solution zéro $s_1 = s_2 = 0$. On déduit $\gamma^{(o)}$ et $k^{(o)}$ de (3) et (6) puis $R_q^{q(o)}$ de (5). Ceci conduit à partir de (4) à de nouvelles valeurs de $s_1$ et $s_2$. On recommence la procédure jusqu'au moment où des valeurs suffisamment stables de $s_1$ et $s_2$ sont obtenues. On en déduit :

$$k = k_1 - j\, k_2$$

La partie réelle de k donne accès à la fréquence de résonance du résonateur qui diffère légèrement de celle du résonateur à miroirs infinis d'une quantité fonction de l'indice m du mode dans la direction y'y

$$f_{mq} = \frac{c\, k_1(q,\, m)}{2\Pi}$$

Le coefficient de surtension du résonateur est simplement donné par :

$$Q_{mq} = \frac{k_1(q,\, m)}{2k_2(q,\, m)}$$

Il décroit rapidement avec l'indice m et augmente avec q, indice principal du mode.

En principe, la méthode précédente peut s'appliquer à notre problème en utilisant l'expression du coefficient de réflexion $R_{qn}^{qn}$ (k, γ, l) à l'extrémité d'un guide rectangulaire au lieu de $R_{qo}^{qo}$ et en utilisant l'équation des ondes guidées dans un guide rectangulaire :

$$k^2 = \left(\frac{q\Pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{n\Pi}{a}\right)^2 - \gamma^2$$

Pratiquement, le problème de la réflexion d'une onde au voisinage de la coupure à l'extrémité d'un guide n'a été résolu par BATES {17} que dans le cas d'un guide à plans parallèles ; à notre connaissance, aucune solution de ce problème n'a été proposée dans le cas du guide rectangulaire si ce n'est par VAINSHTEIN précisément dans le cas "optique" où les deux dimensions du guide sont grandes par rapport à la longueur d'onde.

A ce point de vue, notre problème se situe dans un cas hybride, la longueur <u>l</u> du résonateur justifiant un traitement "optique" mais la distance <u>a</u> entre plateaux nécessitant un calcul "microonde". Le problème théorique correspondant reste posé. Compte tenu de celà, nous avons été amené à procéder à une estimation grossière des pertes par rayonnement, notre problème se limitant à une recherche de leur ordre de grandeur.

## - <u>ESTIMATION DES PERTES PAR RAYONNEMENT</u>

Revenons rapidement au problème d'une onde $TE_1$ se propageant dans la direction z'z entre deux plans conducteurs infinis. Il est classique de représenter une telle onde guidée comme résultant de la superposition de deux ondes planes se réfléchissant sur les deux plateaux conducteurs avec un angle d'incidence et de réflexion $\theta$ tel que : (cf. Fig. 6a) {18}.

$$\cos \theta = \frac{\lambda}{2a}$$

Le chemin optique AB entre deux réflexions s'écrit :

$$L = AB = \frac{a}{\cos \theta} = \frac{2a^2}{\lambda}$$

Si l'on prend en compte maintenant la largeur finie <u>b</u> des plateaux dans la direction y'y, le problème des pertes par rayonnement peut se ramener à celui de la diffraction d'une onde se propageant dans la direction u'u par une succession de fentes de largeurs <u>b</u> distantes de $L = \frac{2a^2}{\lambda}$ (cf. Fig. 6b).

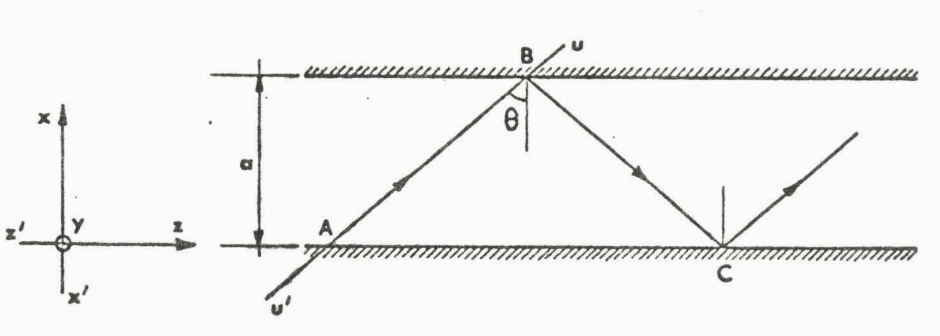



*FIGURE 6a : La propagation d'une onde $TE_{10}$ selon z'z entre plateaux parallèles est équivalente à la superposition d'ondes planes se propageant selon u'u.*

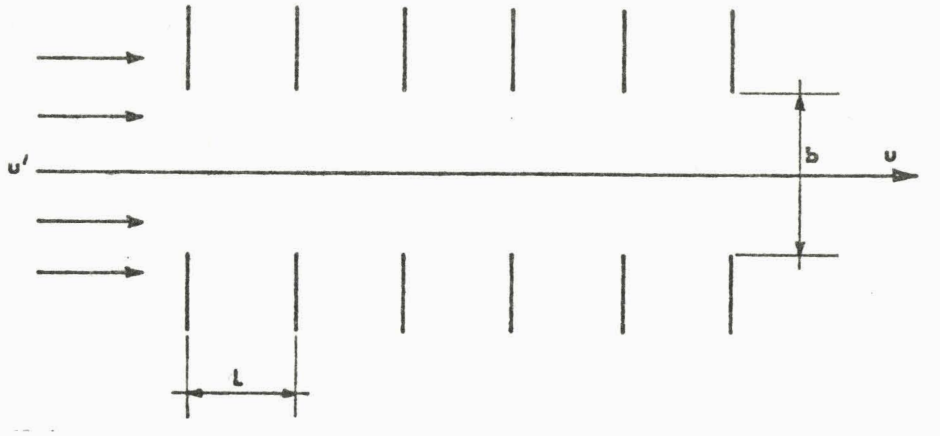



*FIGURE 6b : Les pertes par rayonnement d'une onde $TE_{10}(z)$ sont identiques aux pertes par diffraction d'une onde plane se propageant selon u'u par une succession de fentes de largeur b distantes de L.*

Dans cette analyse, les plans de court-circuit placés aux extrémités du résonateur sont assimilés à de simples miroirs de renvoi n'affectant pas la distribution angulaire du rayonnement.

Le problème ainsi délimité a fait l'objet de nombreuses études dans le domaine optique soit par des méthodes numériques à la suite du travail original de FOX et LI {15}, soit par des méthodes analytiques approchées.

Le principe de ces méthodes consiste à étudier la distribution du champ électromagnétique après la traversée de n fentes, le nombre n étant choisi suffisamment grand pour que l'amplitude de l'onde au niveau des fentes n et n+1 ne diffère que par un facteur d'atténuation.

On en déduit la perte relative de puissance par diffraction notée p. Dans un travail récent (1974) {19}, BELANGER et LEGARE ont obtenu :

$$p = (m + 1)^2 \; 2^{-5/2} \; N^{-3/2}$$

où m est l'indice du mode dans la direction y'y et N le nombre de Fresnel :

$$N = \frac{b^2}{4\lambda L} = \frac{b^2}{8a^2}$$

L'expression précédente de la diffraction obtenue par la méthode de Kirchhoff Fresnel s'applique à une disposition où la distance entre fentes successives est grande devant la largeur des fentes, ce qui est loin d'être réalisé dans notre cas. Nous admettrons néanmoins qu'elle fournit un ordre de grandeur de la perte relative qu'on écrira :

$$p = 4(m + 1)^2 \left(\frac{a}{b}\right)^3$$

A un aller et retour de l'onde (distance 2l selon z'z) correspond une perte relative par diffraction $\alpha_D = \frac{2lp}{L}$. Le coefficient de qualité $Q_D$ associé à ces seules pertes par rayonnement est alors donné par :

$$\frac{1}{Q_D} = \frac{\lambda \alpha_D}{2\Pi l} = \frac{\lambda p}{\Pi L}$$

d'où $$Q_D = \frac{\Pi b^3}{2ac^2} \; \frac{\nu^2}{(m + 1)^2}$$

Pour les fréquences limites et moyenne du domaine d'utilisation et compte tenu des dimensions retenues (§ I) nous obtenons comme coefficient de qualité caractérisant les pertes par rayonnement du mode $TE_{10q}$

| Fréquence ν en GHz | 40 | 140 | 240 |
|---|---|---|---|
| $Q_D$ | $15 \times 10^3$ | $18 \times 10^4$ | $54 \times 10^4$ |

Appliquée au mode $TM_{10q}$, cette méthode de calcul reste valable et conduit au même résultat pour le coefficient $Q_D$.

Bien que l'influence de la diffraction par les ouvertures de couplage ne soit pas envisagée ici, les pertes par diffraction sont déjà importantes et il s'avère nécessaire de les diminuer.

La solution la plus pratique à ce problème consiste à limiter l'extension latérale du faisceau hyperfréquence en remplaçant l'un des miroirs plans par un miroir cylindrique.

## III - STRUCTURE DU FAISCEAU DANS UN RÉSONATEUR PLAN-CYLINDRIQUE (FIGURE 7A ET B)

Dans le modèle du résonateur plan plan étudié précédemment, les pertes par diffraction proviennent essentiellement de l'étendue latérale (selon la direction y'y) du faisceau microonde.

De la même façon que pour les résonateurs ouverts dans le domaine optique, l'extension latérale du faisceau peut être limitée en utilisant des structures de type confocale ou semi-confocale. Dans notre cas, on obtient une structure voisine de la structure semi-confocale en remplaçant l'un des miroirs plan par un miroir cylindrique. Par analogie avec les résultats relatifs aux résonateurs de ce type, on peut supposer que le faisceau microonde sera à caractère gaussien selon la direction y'y.

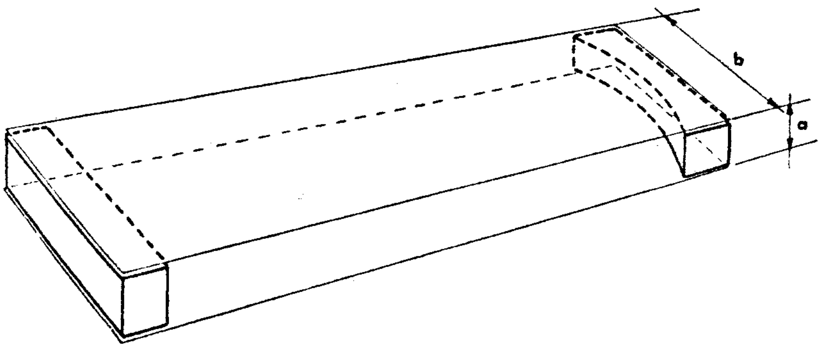



*FIGURE 7a : Résonateur plan-cylindrique entre plans conducteurs parallèles.*

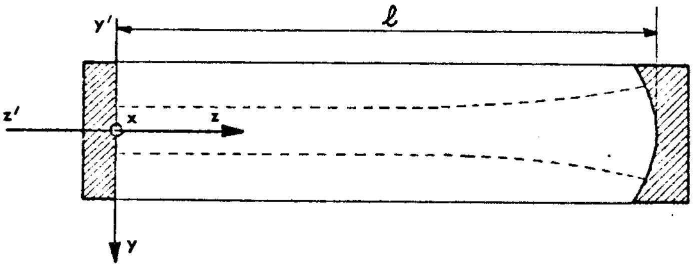


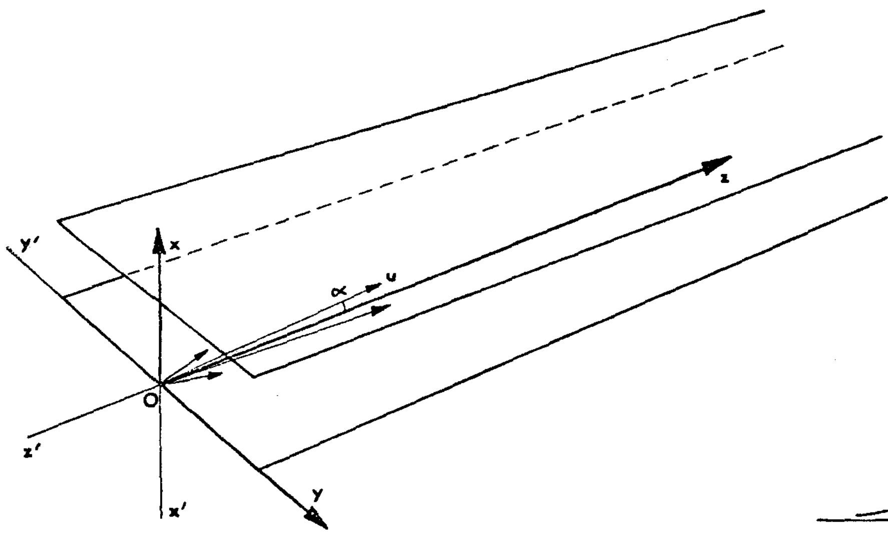

*FIGURE 7b : Coupe du résonateur plan-cylindrique dans un plan yOz.*

L'existence et les propriétés des faisceaux gaussiens entre plateaux parallèles ont été étudiées dans le domaine optique par W. H. CARTER {20}. Malheureusement, le formalisme développé par ce dernier ne permet pas une application directe de ses résultats à notre problème.

Cependant, en suivant une démarche voisine de la sienne, nous avons pu établir les équations des champs dans notre résonateur.

Le principe de la méthode consiste à supposer que l'onde se propageant dans le résonateur est la superposition d'un ensemble de modes se propageant entre plateaux parallèles infinis.

Nous avons choisi de nous limiter aux modes de type $TE_{10}$ dont la direction de propagation est voisine de la direction z'z. L'angle entre la direction de propagation de chaque mode et la direction zz' est noté $\alpha$.



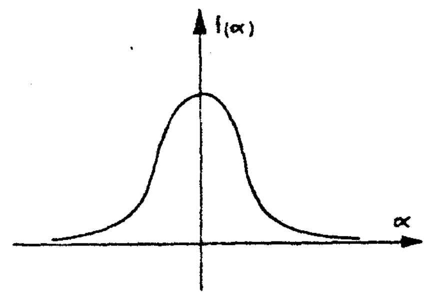




*FIGURE 8 :* *L'onde $TE_{10q}(z)$ est la superposition d'ondes $TE_{10}$ de direction Ou $(\vec{Ou}, \vec{Oz}) = \alpha$. se propageant entre plans conducteurs parallèles infinis et distribuées selon $f(\alpha)$ autour de $\alpha = 0$.*

---

L'amplitude de ces composantes est caractérisée par la fonction $f(\alpha)$ qui ne prend de valeur notable qu'au voisinage de $\alpha = 0$ (cf. Fig. 8).

Dans ces conditions, les composantes des champs s'écrivent en se limitant au 2e ordre en $\alpha$ :

$$H_x = H_x^o \, \Psi(y, z)$$

$$H_y = - H_z^o \frac{j}{k_g} \frac{\partial \Psi(y, z)}{\partial y}$$

$$H_z = H_z^o \left[ \Psi(y, z) + \frac{1}{2k_g^2} \frac{\partial^2 \Psi(y, z)}{\partial y^2} \right]$$

$$E_x = 0$$

$$E_y = E_y^o \left[ \Psi(y,\ z) + \frac{1}{2k_g^{\ 2}} \frac{\partial^2 \Psi(y,\ z)}{\partial y^2} \right]$$

$$E_z = E_y^o \ \frac{j}{k_g} \ \frac{\partial \Psi(y,\ z)}{\partial y}$$

avec $$\Psi(y,\ z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\alpha)\ e^{-jk_g(y\alpha - z\frac{\alpha^2}{2})} d\alpha \qquad (7)$$

et où $H_x^o$ , $H_z^o$ et $E_y^o$ représentent les composantes des champs associés à une onde $TE_{10}$ se propageant selon la direction z'z (cf. Ch. I § II, 1).

On montre facilement que la fonction $\Psi(y,\ z)$ satisfait à l'équation différentielle

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - 2jk_g \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \qquad (7\ \text{bis})$$

qui admet comme solutions des fonctions $\Psi(y,\ z)$ possédant un caractère gaussien suivant la direction y'y {21}.

Cette remarque permet de résoudre l'équation (7) et d'expliciter la fonction $f(\alpha)$. Dans ce but, on utilise une propriété importante des faisceaux gaussiens : l'onde est plane dans le plan où la largeur du faisceau est minimum ($z = 0$).

En prenant la fonction $\Psi(y,\ 0)$ sous la forme

$$\Psi(y,\ 0) = D\ e^{-\frac{y^2}{w_o^{\ 2}}}$$

où $w_o$ représente le rayon minimum du faisceau, la normalisation de la fonction $f(\alpha)$ conduit au résultat suivant :

$$f(\alpha) = \frac{w_o \sqrt{\Pi}}{\lambda_g} \quad e^{-(\frac{k_g\ w_o \alpha}{2})^2}$$

On en déduit l'expression de la fonction $\Psi(y,\ z)$

$$\Psi(y,\ z) = \sqrt{\frac{w_o}{w(z)}}\ \ e^{-\frac{y^2}{w^2(z)}}\ \ e^{-\frac{jk_g y^2}{2R(z)}}\ \ e^{+\frac{j\phi(z)}{2}} \qquad (8)$$

où $2w(z)$ = diamètre du faisceau à la côte z

$R(z)$ = rayon de courbure du front de l'onde à la côte z

$\phi(z) = \text{arc tg } \frac{2z}{k_g w_o^2}$

et où les quantités $w(z)$, $w_o$ et $R(z)$ sont reliées par les relations :

$$w^2(z) = w_o^2 \left[ 1 + \left(\frac{\lambda_g z}{\Pi w_o^2}\right)^2 \right] \quad (9), \quad R(z) = z \left[ 1 + \left(\frac{\Pi w_o^2}{\lambda_g z}\right)^2 \right] \quad (10)$$

Dans leur étude portant sur les faisceaux lasers {21} KOGELNIK et LI ont déterminé la distribution du champ électromagnétique à l'intérieur d'un résonateur ouvert. L'expression obtenue correspond à un faisceau gaussien selon x'x et y'y. L'expression (8) présente une grande analogie avec la formulation de KOGELNIK et LI et les caractéristiques du faisceau propagé dans le résonateur semi-ouvert sont sensiblement identiques à celles mises en évidence par ces auteurs.

Les conditions de résonance ont été étudiées en utilisant la méthode suivante : deux faisceaux identiques à celui défini précédemment se propageant en sens inverse sont superposés.

Les équations de passage au niveau des discontinuités miroir-milieu de propagation imposent une valeur nulle à la composante normale de l'excitation magnétique totale sur la surface des miroirs.

En donnant à cette composante une valeur nulle dans le plan de côte z nulle, nous avons cherché s'il existait d'autres surfaces possédant la même caractéristique.

L'expression donnant la position relative de ces surfaces fournit la condition de résonance du système.

Nous n'avons pu montrer rigoureusement qu'il existait une autre surface possédant les mêmes propriétés. On montre cependant que dans le plan de côte z un miroir de rayon de courbure R(z) égal à celui de la surface d'onde satisfait à cette condition de façon approchée. On en déduit facilement (cf. : Eq. 10) le diamètre minimum $2w_o$ du faisceau :

$$2w_o = 2\left(\frac{\lambda}{\Pi}\right)^{1/2} \{l(R - l)\}^{1/4}$$

Une deuxième condition exprime qu'après un aller et retour dans le résonateur l'onde se retrouve en phase avec elle-même. Pour le mode fondamental $TE_{10q}$, cette condition s'écrit :

$$k_g\ l - \frac{1}{2}\ \text{arc tg}\ \frac{2l}{k_g\ w_o^2} = (q+1)\ \Pi$$

L'onde $TE_{noq}$ , à un coefficient d'amplitude près, diffère de l'onde plane par une correction de phase $\phi$ caractéristique de la dépendance gaussienne.

En généralisant l'étude précédente*, on détermine une condition de résonance analogue pour les modes $TE_{nmq}$ :

$$k_g\ l - \frac{1}{2}\ (m+1)\ \text{arc tg}\ \frac{2l}{k_g\ w_o^2} = \Pi(q+1)$$

Pour une fréquence moyenne $\nu$ = 140 GHz et un rayon de courbure du miroir de l'ordre de R = 5 m, l'extension transversale maximale 2w(l) du faisceau correspondant au mode $TE_{10q}$ est obtenue en attribuant à z dans la relation (9) la valeur z = l = 1m d'où le diamètre maximum du faisceau 2w(l) ≃ 83 mm.

Cette valeur comparée à la largeur choisie pour le résonateur (b ≃ 200 mm) permet d'envisager une diminution notable des pertes par diffraction.

L'ordre de grandeur de ces pertes peut être estimé en déterminant le rapport des flux d'énergie à l'extérieur et à l'intérieur du résonateur soit :

$$\alpha_D = \frac{\int_{b/2}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{w^2}}\ dy}{\int_{o}^{b/2} e^{-\frac{2y^2}{w^2}}\ dy} = \frac{1 - \Theta(\frac{b}{w\sqrt{2}})}{\Theta(\frac{b}{w\sqrt{2}})} \simeq \frac{w}{b}\ \sqrt{\frac{2}{\Pi}}\ e^{-\frac{b^2}{2w^2}}$$

où $\Theta$ représente la fonction d'erreur.

d'où le tableau suivant pour les fréquences limites et moyenne du domaine d'utilisation.

---

* m est alors l'indice du polynome d'HERMITE $H_m(\frac{y}{w})$ associé à la solution générale de l'équation (7 bis) ; m+1 désigne alors le nombre d'extrémums du champ selon y.

| $\nu$ en GHz | 40 | 140 | 240 |
|---|---|---|---|
| $Q_D$ | $78 \times 10^3$ | $19 \times 10^8$ | $22 \times 10^{12}$ |

Cette étude de la diffraction ne tient pas compte des pertes occasionnées par les ouvertures de couplage. En effet, l'estimation de leur influence ne peut s'effectuer simplement, les dimensions des ouvertures étant du même ordre de grandeur que la longueur d'onde.

Néanmoins, les résultats numériques donnés ci-dessus traduisent une nette diminution de l'influence de la diffraction sur les bords des miroirs.

## IV - PERTES DUES AU COUPLAGE

Les couplages d'entrée et de sortie sont réalisés par deux guides d'ondes identiques qui affleurent le miroir plan dans sa zone centrale (cf. Fig. 9a-b).

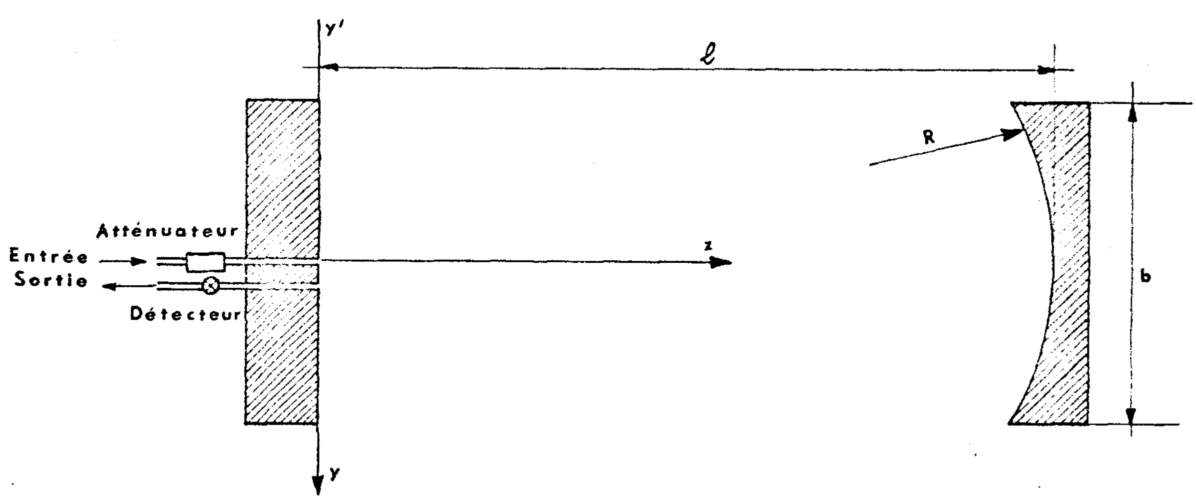



*FIGURE 9a : Coupe du résonateur selon yOz donnant la position des trous de couplage.*

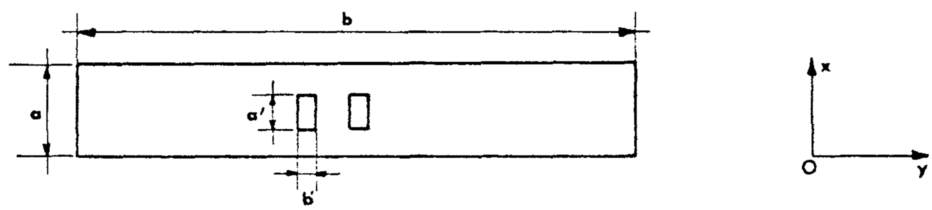



*FIGURE 9b : Coupe du miroir plan selon xOy indiquant la position des trous de couplage.*

On admettra que l'entrée et la sortie sont parfaitement adaptées c'est-à-dire que la puissance qui pénètre dans les guides correspondants est complètement absorbée et ne retourne pas dans le résonateur.

Il y a lieu de définir :

$T_1$ : coefficient de transmission en puissance du guide d'entrée caractérisant le couplage de l'onde dans le guide avec le faisceau gaussien se propageant dans le direction z'z.

$T_2$ : coefficient de transmission en puissance du guide de sortie correspondant au couplage de l'onde gaussienne se propageant dans la direction opposée zz' avec le guide de sortie.

R : coefficient de réflexion en puissance du miroir plan percé des deux ouvertures de couplage, le miroir cylindrique étant supposé parfait.

En utilisant les méthodes classiques {22} de calcul sur les résonateurs FABRY-PEROT, on montre que le coefficient de transmission global en puissance -rapport de la puissance recueillie dans le guide de sortie à celle introduite dans le guide d'entrée- s'écrit :

$$T = \frac{T_1 \; T_2}{(1 - R^{1/2})^2} \times \frac{1}{1 + \dfrac{4R^{1/2}}{(1 - R^{1/2})^2} \sin^2 \varphi/2}$$

où $\varphi$ caractérise le déphasage le long de l'axe z'z associé à un aller et retour du faisceau gaussien dans le résonateur.

Le résonateur est alors caractérisé par sa transmission maximum $T_o$ et sa finesse $F_o$ rapport entre l'écart entre résonances successives $\Delta\nu_o$ et la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ des résonances.

$$T_o = \frac{T_1 \ T_2}{(1 - R^{1/2})^2} \quad ; \quad F_o = \frac{\Pi R^{1/4}}{1 - R^{1/2}} \simeq \frac{\Pi}{1 - R^{1/2}}$$

La surtension s'en déduit par la relation usuelle

$$Q_{co} = \frac{2\Pi l}{\lambda \alpha_c} \simeq \frac{2 l F_o}{\lambda} = \frac{2\Pi l}{\lambda (1 - R^{1/2})}$$

On peut obtenir une estimation grossière du coefficient de réflexion en considérant que toute la puissance arrivant sur le miroir en dehors des ouvertures est réfléchie. Aux basses fréquences, la distance entre les ouvertures étant faible devant le diamètre du faisceau gaussien, on écrira :

$$1 - R = \frac{2 \iint_o E^2 \, ds}{\iint_M E^2 \, ds}$$

où E est le champ électrique associé à une onde gausienne progressive, les intégrales du numérateur et du dénominateur étant étendues respectivement aux surfaces a' x b' de l'ouverture et a x b du miroir (cf. Fig. 9b). En se limitant aux modes principaux $TE_{no}$, on obtient :

$$1 - R_{no} = 2\left(\frac{2}{\Pi}\right)^{1/2} \frac{b'a'}{w_o a} \left[ 1 - (-1)^n \frac{a}{n\Pi a'} \sin \frac{n\Pi a'}{a} \right]$$

On en déduit que le coefficient de qualité lié au couplage évolue avec la fréquence comme la quantité $\frac{w_o}{\lambda_g}$ c'est-à-dire comme $\lambda_g^{-1/2}$.

Une estimation effectuée à la fréquence $\nu$ = 140 GHz avec les dimensions du résonateur réalisé conduit au résultat pour le mode $TE_{10}$

$$R_{10} = 0{,}9614$$

$$Q_{C_{10}} = 15 \times 10^4$$

Si l'on introduit les pertes réparties dans le résonateur liées par exemple à l'introduction d'un gaz absorbant et caractérisées par un coefficient d'absorption en puissance $\underline{\alpha}$, on montre facilement {23} que la transmission globale en puissance s'écrit :

$$T' = \frac{T_1 \, T_2 \, e^{-2\alpha l}}{(1 - R'^{1/2})^2} \times \frac{1}{1 + \dfrac{4R'^{1/2}}{(1 - R'^{1/2})^2} \sin^2 \varphi'/2} \qquad (11)$$

où $R' = R \, e^{-2\alpha l}$ et où $\varphi'$ prend en compte un éventuel effet de dispersion.

La variation relative d'absorption maximum s'écrit de manière générale :

$$\frac{\Delta T'}{T_o} = \frac{T_m - T_o}{T_o} = e^{-2\alpha l} \; \frac{(1 - R^{1/2})^2}{(1 - R^{1/2} \, e^{-\alpha l})^2} - 1$$

Dans le cas très fréquent où l'absorption par passage est faible ($\alpha l \ll 1$), cette expression prend la forme approchée :

$$\frac{\Delta T'}{T_o} = - \frac{2\alpha l}{(1 - R^{1/2}) + 2R^{1/2} \, \alpha l}$$

Si l'absorption relative totale est elle même faible

($\dfrac{2R^{1/2}}{(1 - R^{1/2})} \alpha l \ll 1$), on peut se limiter au résultat donné au 1er ordre

en $\alpha l$, soit :

$$\frac{\Delta T'}{T_o} = - \frac{2\alpha l}{1 - R^{1/2}}$$

On en déduit la longueur correspondante $l_{eq}$ de la cellule en ondes progressives qui aurait même absorption relative :

$$l_{éq.} = \frac{2l}{1 - R^{1/2}} \simeq \frac{\lambda\ Q_o}{\Pi}$$

On doit cependant noter que cette notion est assez fictive car l'absorption relative est importante et de plus, on se trouve généralement en régime d'absorption saturée.

En calculant la surtension $Q_g$ liée aux seules pertes dans le gaz à partir de l'équation (11) en faisant $R = 1$, $R' = e^{-2\alpha l}$, on obtient le résultat classique :

$$\frac{1}{Q_g} = \frac{\lambda\ \alpha}{2\Pi} \quad \{24\}$$

conduisant à une longueur équivalente moitié de celle proposée ici {24}. La définition que nous en donnons à une signification physique plus directe.

## V - SYNTHÈSE DES RÉSULTATS THÉORIQUES

### 1) Coefficient de qualité

Dans le tableau suivant, nous avons regroupé les coefficients de qualité partiels d'un mode $TE_{nmq}$ obtenus aux paragraphes II, III et IV.

L'estimation du coefficient $Q_p$ est obtenue en considérant les plateaux conducteurs en aluminium et ne tient pas compte de la couche d'alumine qui les recouvre.

La détermination du coefficient $Q_D$ ne fait intervenir que les phénomènes de diffraction aux bords des miroirs.

| | |
|---|---|
| $Q_{Plateaux}$ | $Q_P = \frac{\Pi \mu a}{2\beta} \frac{\nu^{3/2} (\nu^2 - \nu^2_{cn})^{1/2}}{\nu^2_{cn}}$ |
| $Q_{Diffraction}$ Résonateur plan-plan | $Q_{D_{PP}} = \frac{\Pi b^3}{2ac^2} \frac{\nu^2}{(m + 1)^2}$ |
| $Q_{Diffraction}$ Résonateur plan-cylindrique | $Q_{D_{PC}} = \frac{2\Pi l}{c} \frac{\nu}{\alpha_D}$ avec $\alpha_D = \frac{w}{b} \sqrt{\frac{2}{\Pi}} e^{-\frac{b^2}{2w^2}}$ |
| $Q_{Couplage}$ Résonateur plan-cylindrique | $Q_C = \frac{2\Pi l}{c} \frac{\nu}{\alpha_C}$ avec $\alpha_C = 1 - R_n^{1/2}$ |

Les estimations de cette surtension $Q_D$ font apparaître comme prévu une nette supériorité du résonateur plan-cylindrique sur le résonateur plan-plan.

Les pertes liées au couplage sont vraisemblablement surestimées dans la mesure où toute l'énergie de l'onde arrivant au niveau des ouvertures est considérée comme perdue.

On peut donc penser que $Q_P$ est surestimé tandis que $Q_C$ est sousestimé.

De manière générale, pour un mode, les coefficients de qualité augmentent avec la fréquence.

## 2) Choix du mode de fonctionnement du résonateur

La gamme de fréquence de travail définie au § I nécessite l'utilisation de couplages apériodiques. Ceux-ci sont réalisés par l'intermédiaire de guides d'ondes 5 mm RG 98/U. Dans ce but, l'extrémité des guides d'ondes est amenée en coïncidence avec la face réfléchissante du miroir plan.

Le guide d'entrée est excité dans le mode $TE_{10}$.

Un mode de fonctionnement de structure simple est caractérisé par un temps de transit plus long pour les molécules traversant le champ hyperfréquence. A un mode simple correspond donc un élargissement moindre du signal physique.

Le couplage sera donc réalisé de manière à favoriser l'excitation du mode $TE_{10q}$.

Une étude préliminaire sur un résonateur semi-ouvert {8} avec des couplages d'entrée et de sortie positionnés à mi-hauteur du miroir plan a montré que ce type de couplage excite préférentiellement le mode $TE_{10q}$.

---

Pour des raisons de symétrie, le procédé de couplage retenu excite également tous les modes $TE_{nmq}$ d'indices n impair et m pair.

3) <u>Sensibilité du résonateur</u>

La transmission globale en puissance du résonateur s'écrit dans le cas de pertes liées uniquement à la présence d'un gaz absorbant de coefficient d'absorption en puissance $\alpha$ (cf. § IV).

$$T' = \frac{T_1 \; T_2 \; e^{-2\alpha l}}{(1 - R'^{1/2})^2} \; \frac{1}{1 + \dfrac{4R'^{1/2}}{(1 - R'^{1/2})^2} \; \sin^2 \dfrac{\varphi'}{2}}$$

où $R' = R \, e^{-2\alpha l}$ et $\varphi'$ tient compte d'un éventuel effet de dispersion.

L'expression du coefficient de réflexion en puissance R n'est qu'approximative et ne tient compte ni des pertes par conduction, ni par diffraction.

Une image du résonateur plus conforme à la réalité peut-être donnée dans laquelle le coefficient de réflexion en puissance $R_C$ regroupe toutes les pertes occasionnées dans le résonateur (exceptées les pertes par absorption du gaz étudié).

Le coefficient $R_c$ est relié au coefficient de qualité mesuré $Q_o$ par la relation

$$Q_o = \frac{2\Pi l}{\lambda(1 - R_c^{1/2})}$$

La variation maximum d'absorption relative s'écrit dans le cas où l'absorption par passage est faible :

$$\frac{\Delta T'}{T_o} = \frac{- 2\alpha l}{(1 - R_c^{1/2}) + 2R_c^{1/2}\ \alpha l}$$

Pour un gaz de coefficient d'absorption $\alpha$, la simple mesure du coefficient de qualité $Q_o$ du résonateur permet donc d'exprimer sa sensibilité sous la forme

$$\frac{\Delta T'}{T_o} = - \frac{1}{1 + \frac{\Pi}{\lambda Q_o \alpha}}$$

# CHAPITRE II

## REALISATION TECHNIQUE ET PERFORMANCES

## I - RÉALISATION TECHNIQUE

A l'issue de l'étude théorique du Chapitre I, le résonateur à réaliser peut être décrit par l'ensemble des contraintes suivantes :

i) Disposer d'un ensemble de deux plateaux conducteurs parallèles (dimensions 1 x 0,23 m ; espacement 15,800 mm). Ces plateaux sont utilisés pour :

- réaliser un champ électrique statique aussi homogène que possible {7} et de l'ordre de 2000 V/cm.

- guider le faisceau microonde.

ii) Intercaler entre ces plateaux les deux miroirs qui constituent le résonateur microonde.

- l'un des miroirs est fixe (miroir plan)

- l'autre est mobile afin de réaliser l'accord microonde (miroir cylindrique)

iii) Etablir un couplage microonde quasiment apériodique sur la bande 40-240 GHz.
Ce couplage doit exciter préférentiellement les modes de type $TE_{10q}$

iv) Placer cet ensemble dans l'enceinte à vide permettant d'établir et de maintenir des pressions de l'ordre de quelques $10^{-7}$ Torr.

Dans cette description, deux exigences fondamentales conditionnent constamment le choix des solutions techniques :

- il doit être possible d'appliquer un champ électrique statique de 2000 V/cm entre les plateaux.

- le système est destiné à fonctionner sous vide et doit évidemment présenter des taux de fuite et de dégazage minimums.

La figure 10 donne un schéma simplifié de l'ensemble du résonateur que nous allons décrire de façon détaillée.

1) Plateaux Stark

Ces plateaux doivent être bons conducteurs (problème des pertes) et présenter un écartement aussi constant que possible (problème d'homogénéité du champ Stark).

Une première solution consiste à effectuer un dépôt d'or de 1 µm d'épaisseur sur d'épaisses plaques de verre préalablement polies optiquement {25}. Dans ces conditions, les défauts de planéité de la surface métallique sont inférieurs à 1 µm.

En raison de son coût excessif, cette solution a due provisoirement être écartée au profit d'une solution plus modeste qui utilise des plaques de duralumin (AU 4G) de 8 mm d'épaisseur.

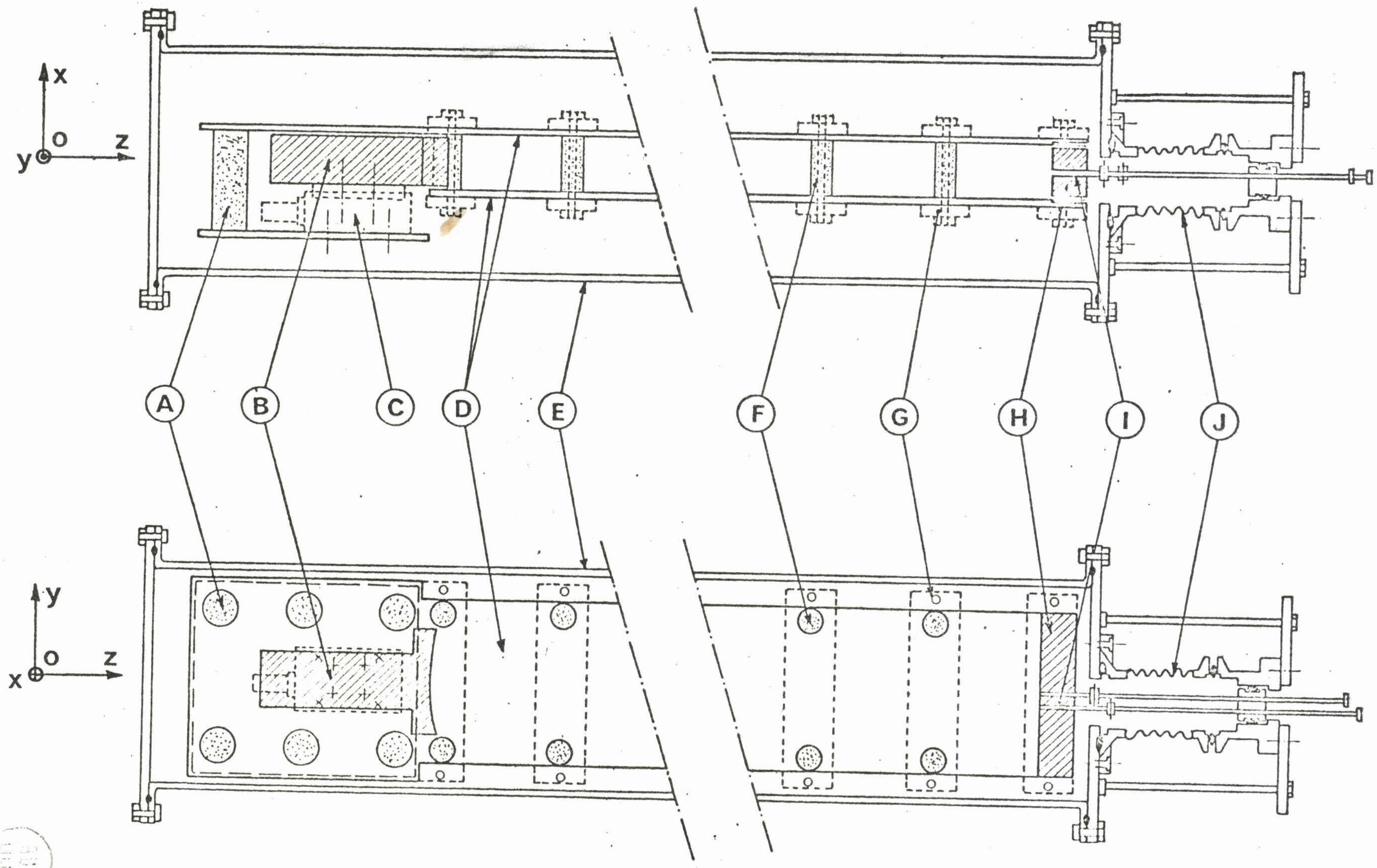



*FIGURE 10 : Vues générales du spectromètre.*

Elles sont choisies brutes de laminage, les contraintes dues à la rectification n'améliorant pas sensiblement leur état de surface.

Les défauts de surface de ces plaques peuvent être estimés à quelques $10^{-2}$ mm.

L'écartement entre ces plaques est assuré par un jeu de 20 cales isolantes en verre dont la hauteur est $15{,}800 \pm 5 \times 10^{-3}$ mm.

2) Miroir plan et couplages

Pour des raisons de commodité de réalisation, c'est ce miroir qui porte les orifices de couplage (cf. Fig. 11). Il est donc nécessairement fixé aux plateaux mais ne doit pas constituer un court-circuit électrique entre ceux-ci.

A cet effet, un espace isolant d'épaisseur $\varepsilon$ est ménagé entre ce piston plan et les plateaux conducteurs. La valeur maximum de $\varepsilon$ est fixée par la demi longueur d'onde associée à la fréquence d'utilisation la plus élevée (cf. Ch. I, § II, 1).

Ce choix de $\varepsilon \simeq 0{,}4$ mm assure une tension de claquage de 4500 V et correspond à une fréquence de coupure de 375 GHz. Pratiquement cette isolation est assurée par des lames de PTFE de 0,4 mm d'épaisseur.

Ce miroir plan est usiné en laison, sa longueur est de 230 mm pour une hauteur de 15,00 mm et une largeur de 20 mm. Le couplage hyperfréquence est assuré par des guides rectangulaires de type RG 98 (fréquence de coupure 39,9 GHz) soudés sur ce piston et affleurant la surface réfléchissante du miroir. A cet effet, des logements dont les dimensions correspondent aux cotes extérieures des guides de couplage ont été percés par étincelage*.

---

* La réalisation pratique a été effectuée dans les ateliers de l'I. D. N. à Villeneuve d'Ascq à l'aide d'une perceuse "AGIE ABM" alimentée par un générateur de 60 A.

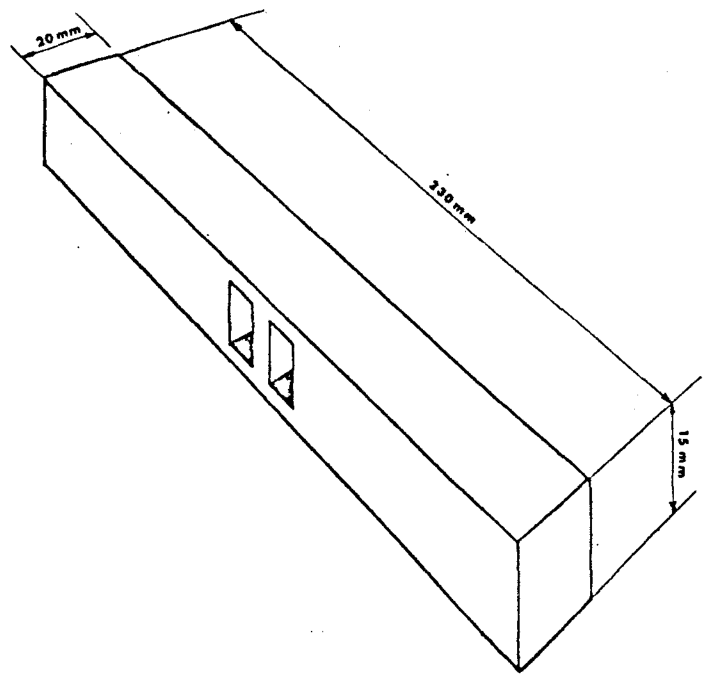



*FIGURE 11 : Miroir plan.*

Dans ces conditions, l'iris de couplage correspond à la section droite intérieure du guide. Cette solution, qui a le mérite d'être mécaniquement simple, n'introduit de plus aucun élément sélectif supplémentaire et laisse espérer que le couplage restera sensiblement apériodique sur toute la bande d'utilisation.

La position du guide de couplage d'entrée a été choisie de façon à exciter préférentiellement les modes de type $TE_{10q}$ avec une polarisation électrique perpendiculaire au champ électrique statique, c'est-à-dire au centre géométrique du miroir plan, le petit côté du guide étant parallèle aux plateaux (les modes $TE_{10q}$ présentent en effet un maximum de champ électrique dans cette zone (Ch. I, § III)). En fait, pour cette position de l'orifice de couplage, en plus des modes $TE_{10q}$, tous les modes $TE_{nmq}$ avec n et m + 1 impairs sont couplés.

L'orifice de couplage de sortie est situé au voisinage immédiat de celui d'entrée ; les guides sont parallèles et la distance entre ces orifices est inférieure à la demi largeur minimale du faisceau microonde soit 2,5 cm.

3) <u>Le miroir cylindrique (cf. Fig. 12) et accord de la cavité</u>

Ce miroir est réalisé en alliage léger (duralumin AUGT4).

La surface réfléchissante est un secteur cylindrique de rayon 5 m. Elle a été usinée* à l'aide d'une fraiseuse à commande numérique avec un pas d'usinage de 1 µm. Dans ces conditions, l'état de surface du miroir est largement conforme aux exigences généralement admises dans le domaine optique.

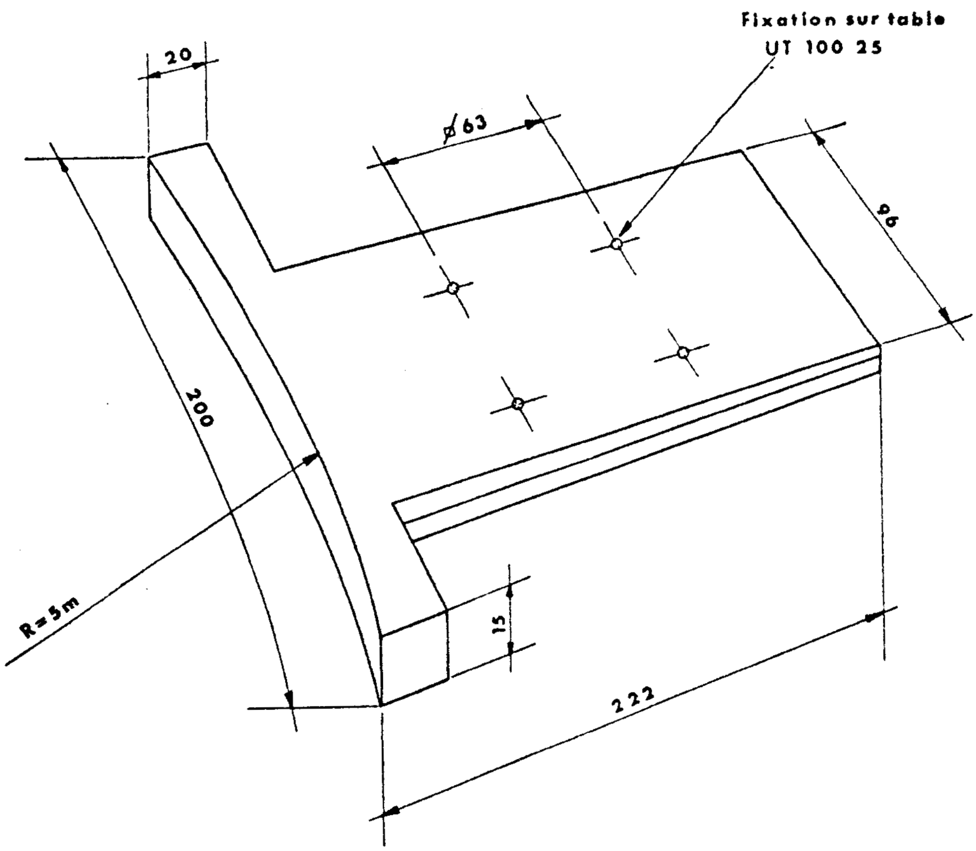



*FIGURE 12 : Miroir cylindrique.*

---

* La réalisation pratique a été effectuée aux ateliers du CNAM à Lille.

L'accord du résonateur est obtenu par déplacement de ce miroir cylindrique entre les plateaux. C'est cette fonction qui est la plus délicate à réaliser ; elle doit en effet répondre à des exigences mécaniques assez sévères.

- Tout d'abord, l'espace $\varepsilon$ entre le miroir cylindrique et les plateaux répond aux mêmes exigences que celles énoncées à propos du miroir plan et doit rester bien constant au cours du déplacement.

- De plus, compte tenu des prévisions théoriques (Ch. I, § IV) on peut estimer à $2.10^5$ le coefficient de qualité d'un mode $TE_{10q}$ à 240 GHz ce qui, à fréquence fixe, équivaut à une largeur H.W.H.M. de la courbe de transmission de 3 µm environ (cf. § II, 1), B) d'où la nécessité de régler et repérer la position du miroir à mieux que 1 µm près sous vide.

Pour répondre à ces impératifs, le miroir est fixé sur une unité de translation microcontrôle UT 100 25 solidaire d'une plaque rectifiée assujettie à l'un des plateaux (qui constituera la masse) par 6 cylindres en duralumin de hauteur 47,40 ± 0,01 mm et de diamètre 20 mm (cf. Fig. 13).

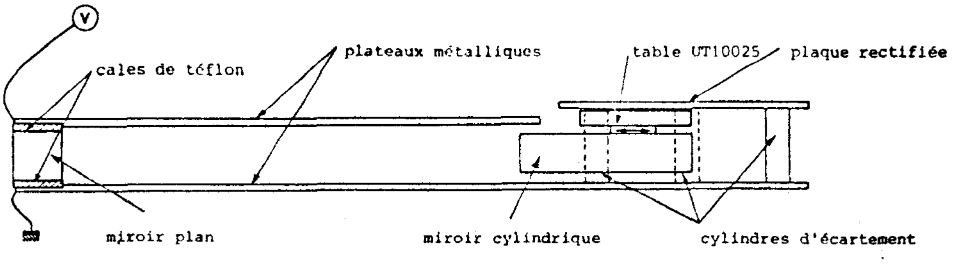



*FIGURE 13 : Isolation électrique et déplacement du miroir cylindrique.*

Cette unité UT 100 25 est une table de translation dont le mouvement d'entrainement est assuré par un moteur à courant continu suivi d'un réducteur de vitesse auquel est associé un codeur optique incrémental assurant un repérage de position.

La capacité totale de déplacement est de 25 mm et l'incrément du codeur est de 1 µm.

## 4) Alimentation du moteur et repérage de la position du piston

### A - Alimentation du moteur

Lorsque le moteur est alimenté en courant continu, l'inertie du système rend très délicat un positionnement précis du miroir cylindrique. Pour pallier cet inconvénient, nous avons été amenés à alimenter le moteur par des impulsions de tension supérieure à la tension de démarrage et de durée suffisamment courte pour que le miroir ne se déplace que d'une distance inférieure à 1 µm.

Le générateur assurant l'alimentation du moteur autorise les 4 modes de déplacement suivants :

- translation continue
  - rapide 100 µm/s
  - lent 10 µm/s

- par pas
  - rapide $\sim$ 100 µm/impulsion
  - lent $<$ 1 µm/impulsion

### B - Repérage de la position du miroir cylindrique

L'information relative à la position du miroir est fournie par le codeur optique incrémental situé sur la vis d'entrainement de la table. Ce codeur, associé à un dispositif électronique de type "T.T.L." délivre 2 signaux électriques rectangulaires A et B déphasés entre eux de $\frac{\Pi}{2}$ . (cf. Fig. 14).

Pour chacun des signaux A et B, l'espace séparant deux fronts de même signe correspond à un déplacement du miroir de $4 \pm 0,4$ µm ; un front positif ou négatif est donc disponible sur A ou B lorsque le miroir a parcouru 1 µm.

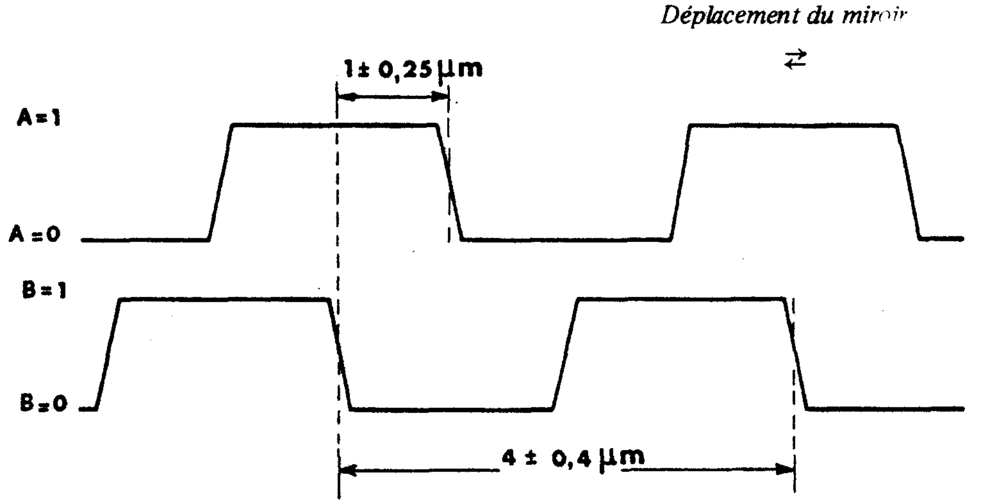



*FIGURE 14 : Signaux fournis par le codeur incrémental.*

De plus, la chronologie de ces signaux A et B nous indique le sens de déplacement du miroir.

A l'aide d'un traitement convenable de ces informations (cf. Fig. 15), il est aisé d'afficher à chaque instant la position du miroir avec une précision de 1 μm.

A cette fin, des impulsions sont fabriquées à chaque front positif ou négatif de A et B et l'examen de l'ordre chronologique de ces derniers permet la commande d'un aiguillage à portes électroniques. Les impulsions sont alors aiguillées sur l'entrée comptage (cumul en addition) ou sur l'entrée décomptage (cumul en soustraction) suivant le sens de déplacement du miroir. Le contenu du compteur est ensuite décodé et affiché sur un afficheur à 5 chiffres L.E.D. 7 segments. Une description un peu plus technique de ces fonctions est donnée en annexe.

C - Commande de balayage de la table d'enregistrement et marquage

La tension de commande de la table d'enregistrement est donnée par un convertisseur digital analogique qui fournit une tension continue proportionnelle aux 3 derniers chiffres ($10^0$, $10^1$ et $10^2$) de l'afficheur de position du miroir (cf. Fig. 16).

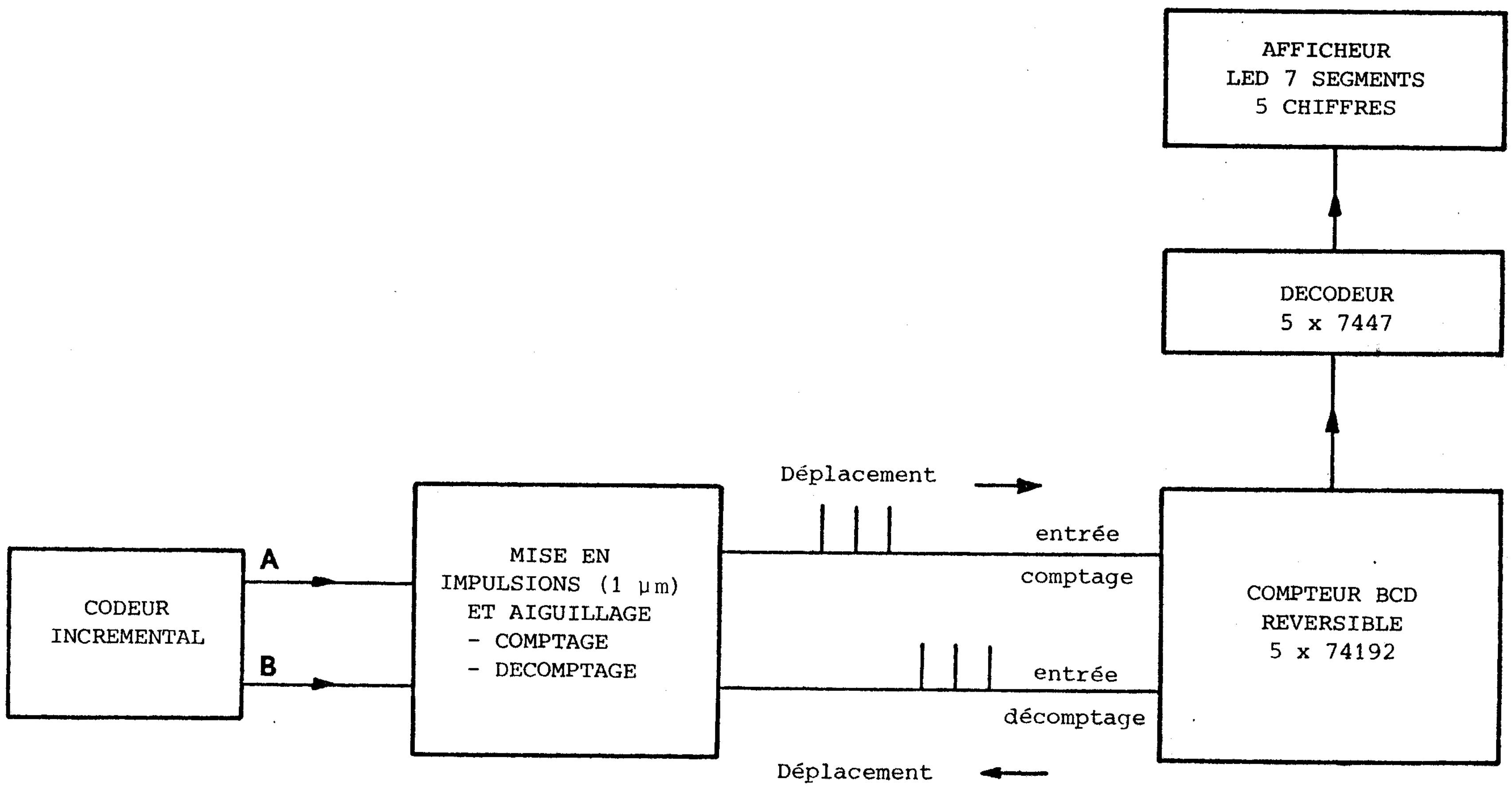





*FIGURE 15 : Schéma synoptique du repérage de position du miroir.*

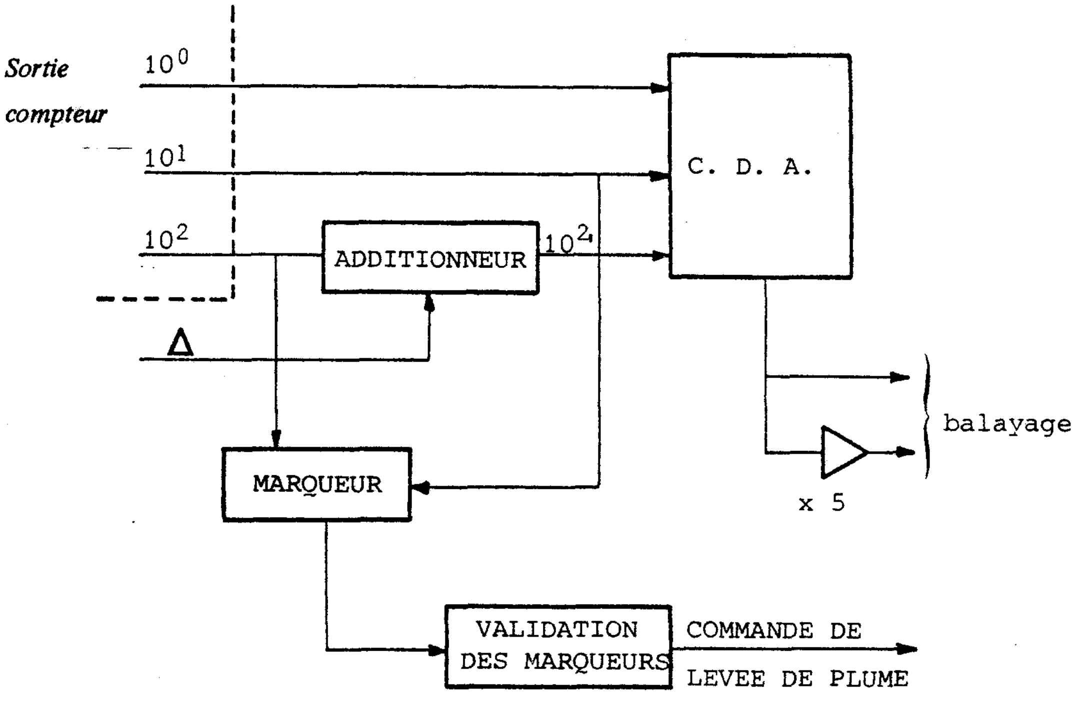



*FIGURE 16 : Transformation des informations des lignes $10^0$, $10^1$ et $10^2$ en tension continue et marquage.*

Le centrage des enregistrements peut être effectué grâce à un dispositif d'addition à 4 bit situé sur la ligne $10^2$. Une quantité $\Delta$ comprise entre plus et moins 5 unités peut être ajoutée à ce niveau (1 unité est équivalente à 100 µm).

Un circuit de décodage des lignes $10^2$ et $10^1$ fournit une impulsion quand la valeur du compte atteint un multiple de 100. Cette impulsion entraine le levage de la plume pour une durée de 1, 2, 5 ou 10 secondes choisie en fonction de la vitesse de défilement. La valeur 500 est repérée par une durée de levée plume double de celle des autres.

5) <u>Mise sous vide et étanchéité</u>

L'enceinte à vide a été réalisée en acier inoxydable (18/8/BC de type NS 22 S des aciéries UGINE) par les établissements A. LIBBRECHT à Roubaix.

Il s'agit d'un cylindre de diamètres intérieur et extérieur respectivement de 290 mm et 300 mm et de longueur 1500 mm.

Cette enceinte est fermée aux extrémités par des flasques de diamètre 400 mm et d'épaisseur 15 mm.

L'étanchéité est assurée par joints toriques.

Elle porte 5 orifices de différents diamètres permettant le passage des cables électriques nécessaires à l'alimentation des plateaux Stark et du moteur, l'arrivée de gaz, la mesure de pression et le pompage.

Sur ces orifices, l'étanchéité est réalisée par joints toriques (système PNEUROP).

Le vide est obtenu à l'aide d'un groupe de pompage conventionnel constitué d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile caractérisée par un débit de 100 l/s et une pression limite de $5.10^{-7}$ Torr.

- L'introduction du gaz s'effectue à basse pression à l'aide d'un détendeur pompé DLRS n° 5 précédé d'un détendeur D 8L (Air Liquide). A la sortie de ce dispositif, le gaz est disponible sous une pression de quelques centaines de millitorrs. Le débit de gaz est ensuite contrôlé par un robinet de fuite RIBER Modèle VMF-8 dont le débit peut être ajusté jusque $10^{-9}$ l/s.

- La pression est mesurée à l'aide d'une jauge à capacité variable "DATAMETRICS Modèle 1173 Range 1 Torr" permettant une précision de 5 % sur l'échelle 1 mTorr.

- La connexion des plateaux Stark est réalisée à l'aide de fiches type BNC Haute Tension étanches supportant des tensions de l'ordre de 10 kV.

- Celle du moteur et du codeur optique est effectuée par un connecteur multibroches étanche (JUPITER LEMO type FE IV M 14 série ULC). Les cables de liaison entre ce connecteur et la table UT 100 sont constitués de conducteurs de cuivre gainés de téflon.

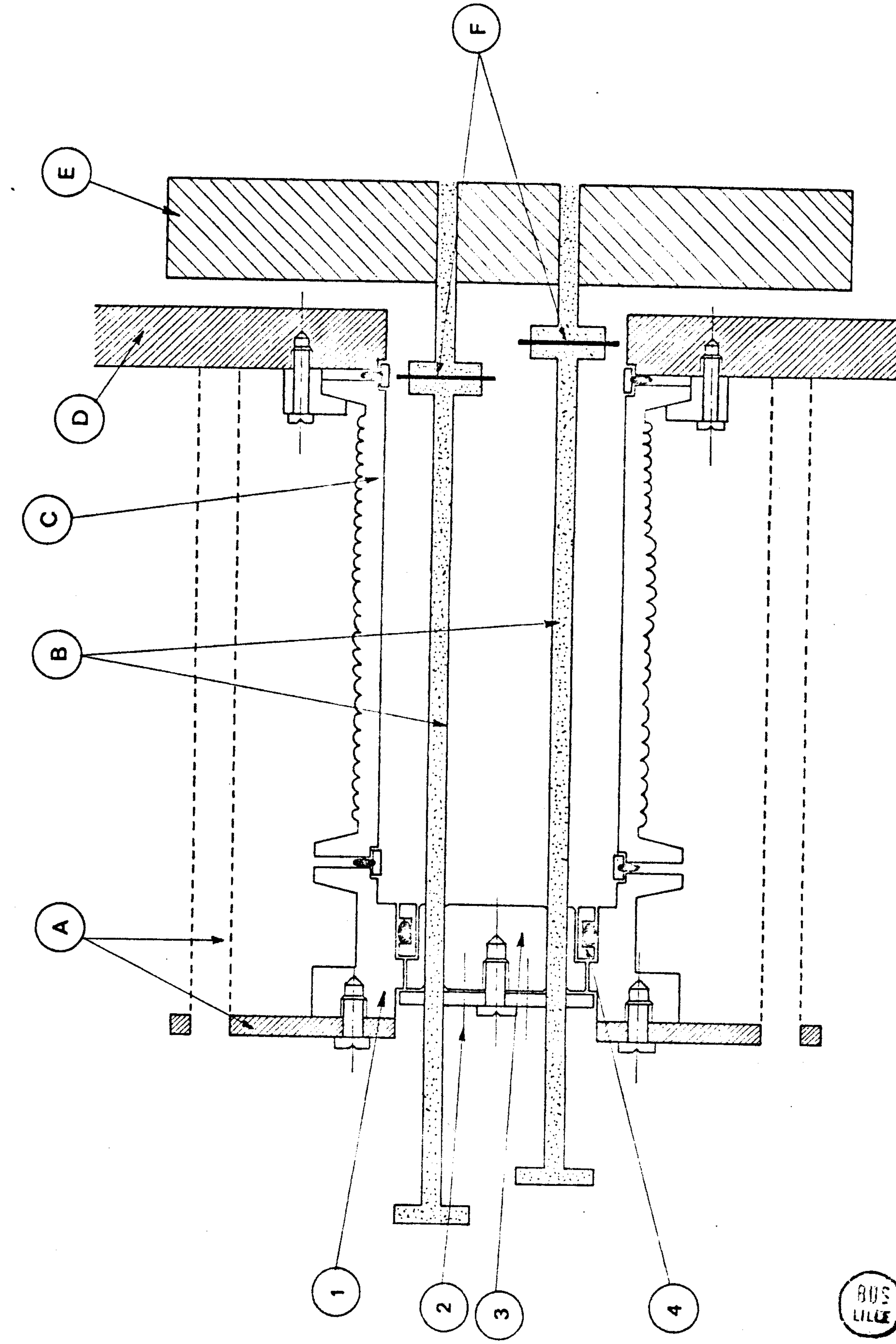



*FIGURE 17 : Passage hyperfréquence étanche.*

• L'étanchéité au niveau des guides d'ondes (cf. Fig. 17) est réalisée

- à l'intérieur des guides en écrasant une lame de P.T.F.E. (F) de 0,20 mm d'épaisseur entre les brides des guides RG 98/U

- à l'extérieur des guides par l'intermédiaire du dispositif constitué des pièces 1 , 2 , 3 et 4 .

La pièce 3 , cylindrique, est usinée en deux parties a et b (cf. Fig. 18) dont l'une (a) présente deux rainures rectangulaires aux dimensions extérieures des guides d'ondes

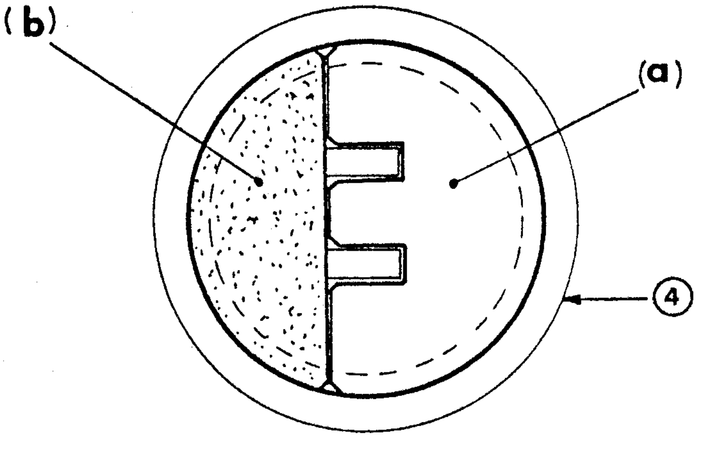



*FIGURE 18 : Pièces 3 et 4 réalisant l'étanchéité à l'extérieur des guides.*

Les guides sont insérés et collés dans ces rainures puis les parties a et b sont assemblées à l'aide d'un joint de résine époxy (ARALDITE) afin de reconstituer la pièce cylindrique 3 . La pièce 3 est ensuite enchâssée et collée dans un anneau cylindrique 4 qui porte un joint torique d'étanchéité.

La pièce 1 réalise l'étanchéité entre l'ensemble 3-4 et le soufflet métallique qui est lui même fixé par son autre extrémité sur la flasque (D) de l'enceinte.

L'assemblage soufflet métallique-flasque est rendu étanche par l'écrasement d'un joint torique.

La pièce 2 , formée de deux demi lunes, est vissée sur la pièce 3 et assure un positionnement correct de cette dernière à l'intérieur de la pièce 1 .

## II - PERFORMANCES

### 1) Microondes

#### A - Identification des modes propagés

Le spectromètre étant sous vide, le système d'enregistrement décrit précédemment (§ I, 4), C) a permis de relever et de positionner les résonances correspondant à un déplacement du miroir de l'ordre de 20 mm.

La figure 19 montre une partie de cet enregistrement effectué vers 69 GHz. On y remarque :

- des résonances principales notées A

- des résonances secondaires notées B

- des résonances de faible amplitude notées $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$.

Pour identifier ces modes, nous disposons de deux informations :

- les modes couplés sont du type $TE_{nmq}$ avec n et m + 1 impairs

- la condition de résonance pour ces modes s'écrit (Ch. I, § III)

$$k_g l - \frac{1}{2} (m + 1) \text{ arc tg } \left(\frac{2l}{k_g w_o^2}\right) = \Pi (q + 1)$$

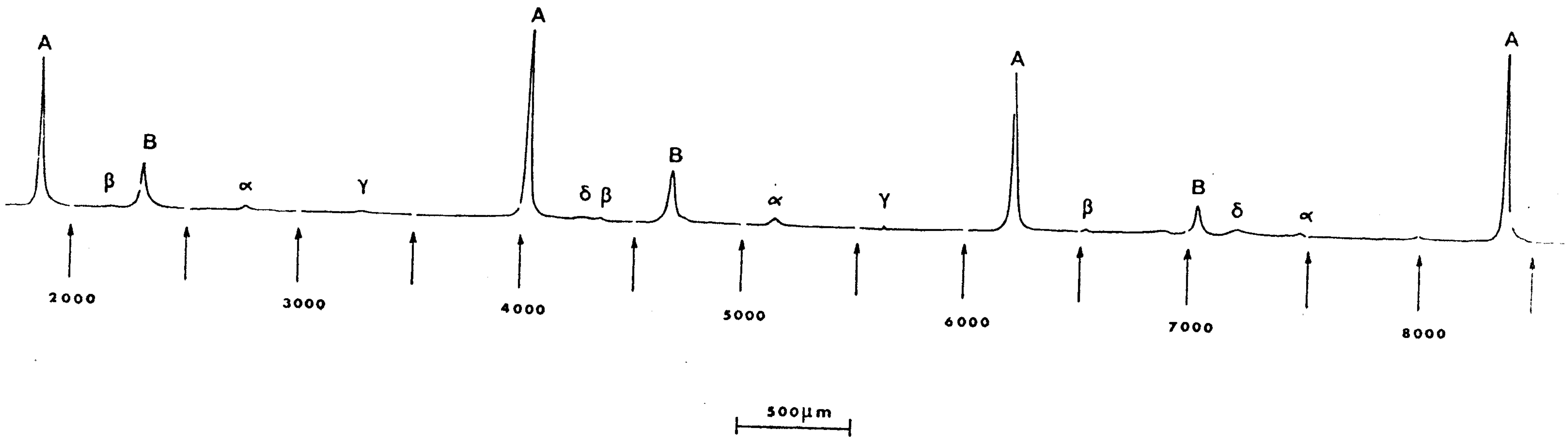



*FIGURE 19 : Enregistrement des résonances à 69 GHz en fonction de la position du miroir cylindrique.*

Cette dernière relation appelle deux commentaires :

• Pour n donné, la distance entre deux résonances successives est pratiquement égale à $\lambda_g/2$ et ne dépend pas de m.

En effet, si on appelle l et l' les distances relatives à deux résonances successives, on peut écrire :

$$\Pi = (l' - l)\, k_g - \frac{1}{2} (m + 1) \left\{ \text{arc tg} \frac{2l'}{k_g\, w_o^2} - \text{arc tg} \frac{2l}{k_g\, w_o^2} \right\}$$

En remarquant que $\frac{l' - l}{l} \ll 1$, on peut écrire la relation sous la forme approchée

$$\Pi \simeq (l' - l)\, k_g \left\{ 1 - \frac{m + 1}{k_g^2\, w_o^2 \left[ 1 + \left( \frac{2l}{k_g\, w_o^2} \right)^2 \right]} \right\}$$

Compte tenu des valeurs des différentes grandeurs :

$$\Pi \simeq (l' - l)\, k_g \qquad \text{et} \qquad l' - l \simeq \lambda_g/2$$

• Pour n et q donnés, la distance entre deux résonances d'indices m différents s'écrit :

$$(l' - l) \simeq \frac{\lambda g}{4} (m' - m)\, \text{arc tg} \frac{2l}{k_g\, w_o^2}$$

Ce premier commentaire permet de grouper les résonances relatives à une même valeur de n. (cf. Fig. 20).

| Modes | l' - l expérimental en µm | Mode | $\lambda_g/2$ en µm |
|---|---|---|---|
| A | 2174 ± 3 | $TE_{1mq}$ | 2176 |
| β | 2174 ± 3 | | |
| B | 2355 ± 7 | $TE_{3mq}$ | 2363 |
| α | 2357 ± 14 | | |
| γ | 2357 ± 25 | | |
| δ | 2948 ± 32 | $TE_{5mq}$ | 2949 |

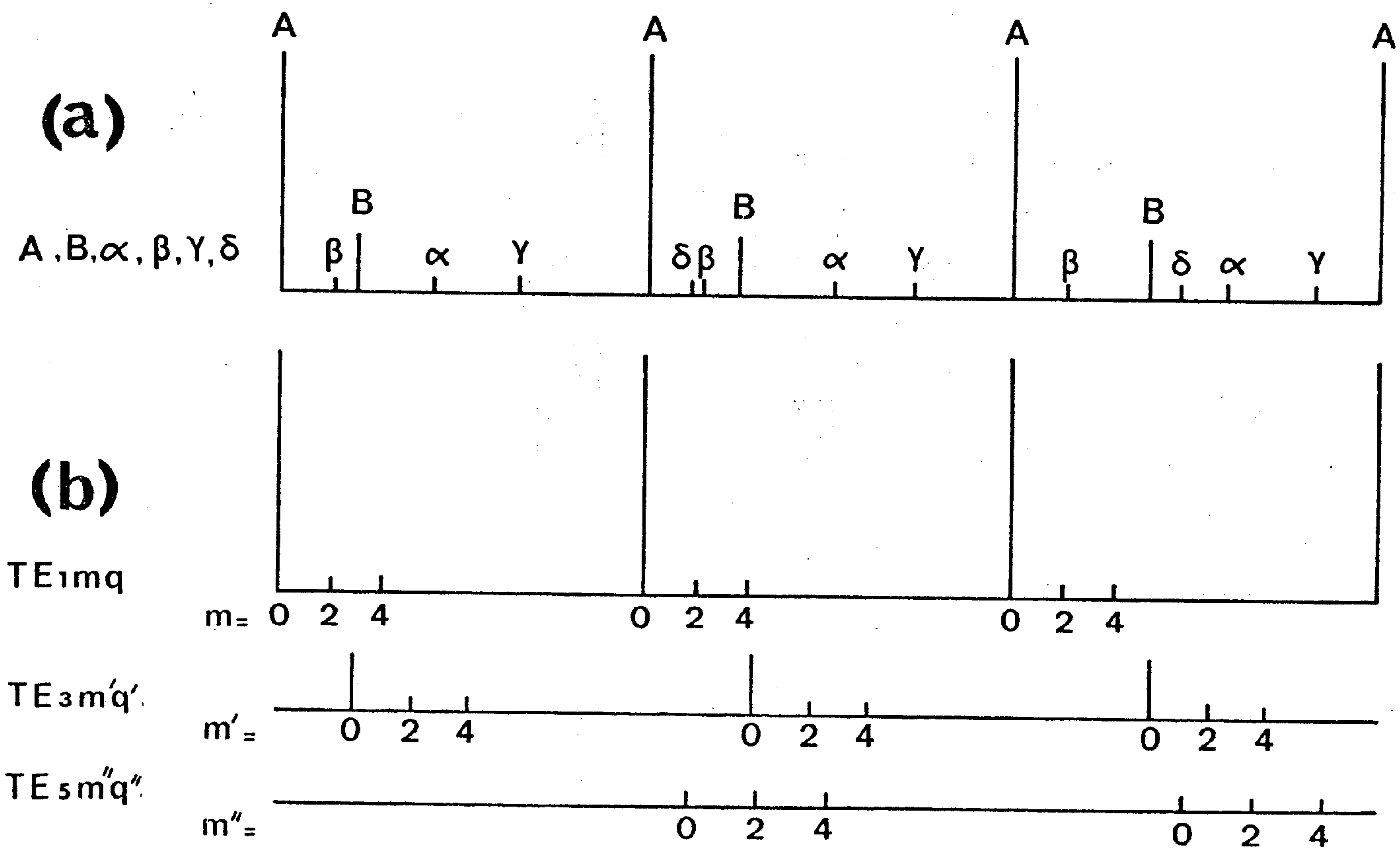



*FIGURE 20 : Spectre des résonances vers 69 GHz.*

*(a) Modes observés*

*(b) Modes calculés.*

L'identification parmi ces groupes peut être effectuée à l'aide des résultats du 2e commentaire suivant le tableau ci-dessous.

| Résonances | Expérience | Théorie | Modes |
|---|---|---|---|
| A<br>β | $\overline{l_\beta - l_A} = 327 \pm 2\ \mu m$ | $l'_1 - l_1 = 310\ \mu m$ | $TE_{10q}$<br>$TE_{12q}$ |
| B<br>α<br>γ | $\overline{l_\alpha - l_B} = 460 \pm 7\ \mu m$<br>$\overline{l_\gamma - l_B} = 960 \pm 14\ \mu m$ | $l'_3 - l_3 = 340\ \mu m$<br>$l''_3 - l_3 = 680\ \mu m$ | $TE_{30q}$<br>$TE_{32q}$<br>$TE_{34q}$ |

Le spectre de la figure 20 correspond à l'enregistrement de la figure 19. Il représente en (a) le spectre expérimental, en (b) les spectres théoriques tirés de la condition de résonance (l'origine du 1er mode de chaque spectre coïncide avec la première résonance expérimentale de même type).

On note un bon accord entre spectres théorique et expérimental.

## B - Coefficient de qualité

Le principe de sa mesure est le suivant (cf. Fig. 21)

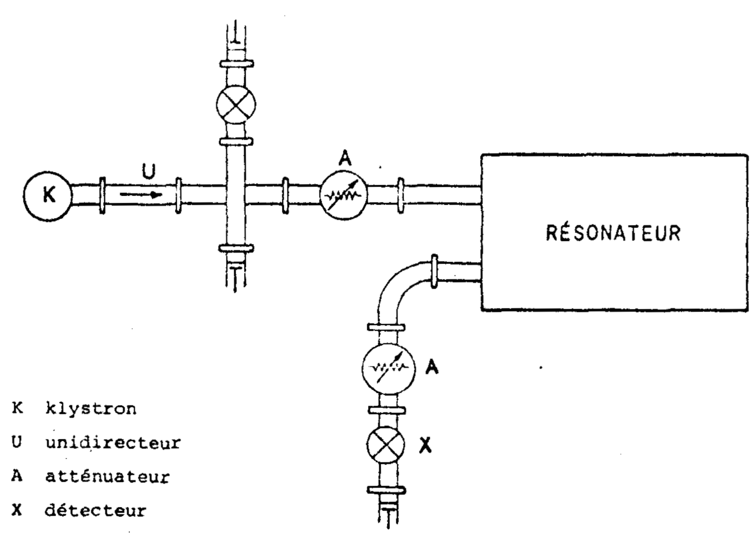



*FIGURE 21 : Mesure du coefficient de qualité.*

Les mesures sont effectuées en découplant fortement le résonateur de la source et de la détection.

L'expression du coefficient de qualité (Ch. I, § II, 2, A) permet de l'écrire sous deux formes analogues :

- en balayage de fréquence pour une position fixe du miroir (cf. Fig. 22a)

$$Q = \frac{\nu}{2\Delta\nu_{HWHM}}$$

où $\nu$ est la fréquence de résonance du mode considéré

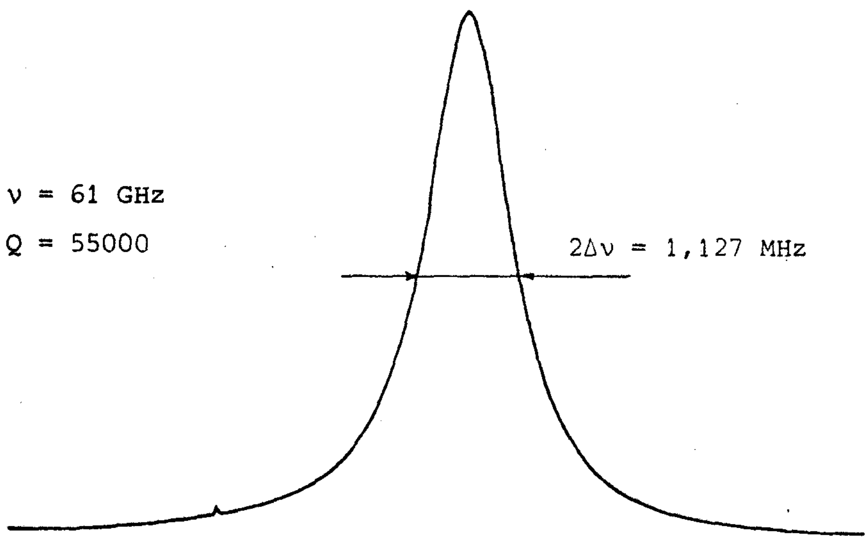



*FIGURE 22a : Mode $TE_{10q}$ en balayage de fréquence.*

- en balayage de miroir pour une fréquence fixe du klystron (cf. Fig. 22b)

$$Q = \frac{l}{2\Delta l_{HWHM}}$$ où $l$ est la longueur du résonateur.

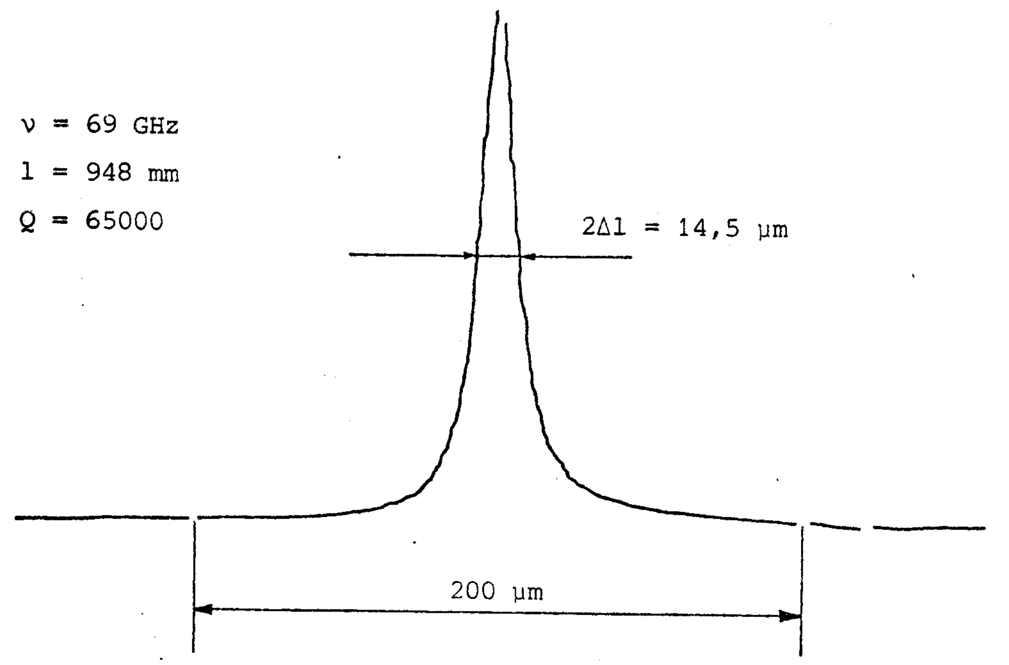



*FIGURE 22b : Mode $TE_{10q}$ en balayage de miroir.*

Quelques mesures effectuées dans la bande 40-240 GHz ont permis d'établir le tableau suivant pour les modes $TE_{10q}$ et $TE_{30q}$

| ν en GHz | 43 | 50 | 61 | 69 | 115 | 125 | 180 | 235 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $10^{-3}$ $Q_{TE_{10q}}$ | 12 | 35 | 55 | 65 | 72 | 80 | 140 | 310 |
| $10^{-3}$ $Q_{TE_{30q}}$ | 7 | 24 | 32 | 40 | | | 82 | |

Pour une longueur moyenne du résonateur ($\bar{l}$ = 940 mm), les estimations des pertes faites au chapitre I, § V, permettent de dresser le tableau suivant pour le mode $TE_{10q}$

| ν en GHz | 50 | 125 | 235 |
|---|---|---|---|
| $10^{-3}$ $Q_{estimé}$ | 60 | 135 | 187 |
| $10^{-3}$ $Q_{mesuré}$ | 35 | 80 | 310 |

Dans l'estimation des pertes du résonateur, la contribution principale -surtout aux fréquences élevées- provient de l'énergie perdue au niveau des ouvertures de couplages (Ch. I, § IV). Rappelons que les pertes de ce type ont été évaluées en admettant que toute l'énergie arrivant sur la surface des ouvertures de couplage sortait du résonateur soit par couplage avec les guides d'entrée/sortie soit par diffraction latérale. En fait, une partie de l'énergie ainsi diffractée (dans des angles $\alpha \lesssim \frac{b}{2l}$) est reprise par le miroir cylindrique et reste dans le résonateur. Ce phénomène est d'autant plus important que l'ouverture angulaire du faisceau diffracté ($\sim \lambda/b'$) est plus faible, c'est-à-dire pour les plus courtes longueurs d'onde. Ceci explique qu'aux fréquences les plus élevées la surtension mesurée soit supérieure à celle estimée. Par ailleurs, à ces fréquences, le diamètre du faisceau gaussien $2w_o$ devient suffisamment petit pour que l'orifice du guide de sortie (légèrement excentré) soit moins éclairé et contribue donc moins aux pertes du résonateur.

## C - Pertes par insertion du résonateur

La mesure est effectuée en découplant fortement le résonateur de la source et de la détection, le niveau continu détecté étant constant (cf. Fig. 21).

La perte d'insertion T (en dB) du résonateur est donnée par $T_o = A_2 - A_1$

où $A_1$ atténuation à l'entrée en présence du résonateur
$A_2$ atténuation à l'entrée sans le résonateur.

Dans le tableau ci-dessous figurent la perte par insertion $T_o$ du résonateur ainsi que la longueur équivalente $l_{éq.} = \frac{Q\lambda}{\Pi}$ d'une cellule en ondes progressives présentant la même absorption relative que le résonateur.

De même, nous avons fait apparaître l'atténuation par unité de longueur équivalente.

| $\nu$ en GHz | 43 | 50 | 61 | 115 | 125 |
|---|---|---|---|---|---|
| $T_o$ en dB | 18 | 12 | 11 | 12 | 10 |
| $l_{éq.}$ en m | 27 | 68 | 87 | 60 | 61 |
| $\frac{T_o}{l_{éq.}}$ en dB/m | 0,66 | 0,18 | 0,13 | 0,20 | 0,16 |

La transmission globale $T_o$ est lié aux coefficients de couplage entrée/sortie $T_1/T_2$ par la relation (Ch. I, § IV) :

$$T_o = \left(\frac{2\Pi l}{\lambda}\right)^2 \frac{T_1 \; T_2}{\cap \;\; 2}$$

On en déduit à partir des deux tableaux précédents une valeur du produit $T_1$ $T_2$ a peu près constante de 42 dB environ : la réduction de taille du faisceau aux fréquences élevées qui amène une augmentation du couplage d'entrée $T_1$ entraîne corrélativement une diminution équivalente du couplage de sortie $T_2$ en raison de sa position excentrée. On retiendra que ces coefficients $T_1$ et $T_2$ sont de l'ordre de 1 %.

La transmission globale $T_o$ est bien entendu plus faible pour les modes d'ordre supérieur. En particulier, pour les modes $TE_{30q}$, elle est environ 6 dB inférieure pour des fréquences inférieures à 100 GHz.

A titre d'exemple, la figure 23 représente deux modes $TE_{10q}$ et $TE_{30q}$ enregistrés en balayage de miroir pour une fréquence $\nu$ = 69 GHz.

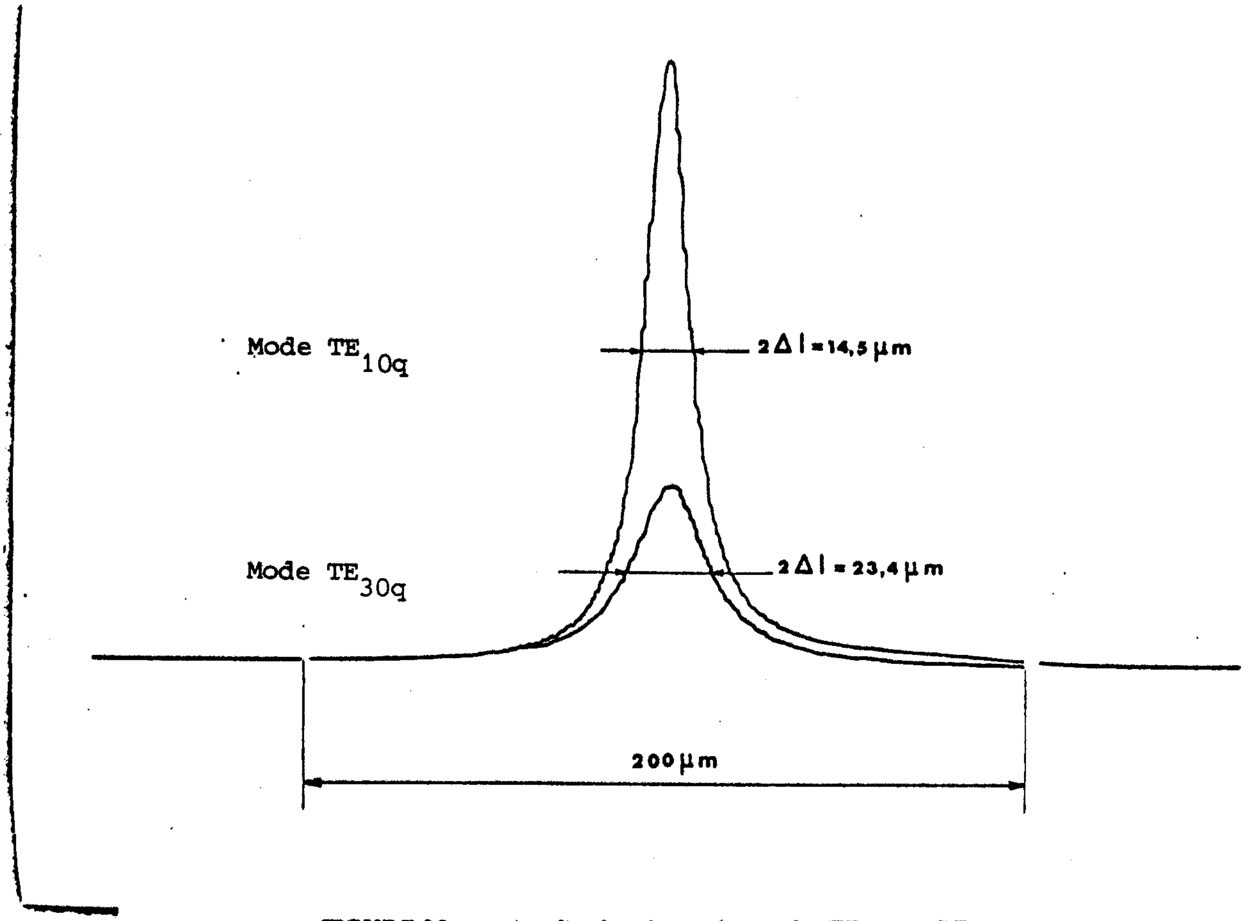



*FIGURE 23 : Amplitude relative des modes $TE_{10q}$ et $TE_{30q}$ vers 69 GHz en balayage de miroir.*

2) Tension continue limite applicable entre plateaux

Cette mesure est effectuée en appliquant une tension continue sur l'un des plateaux, l'autre (solidaire du miroir cylindrique) étant relié à la masse.

Par tension continue limite, nous entendons tension continue maximale qui ne provoque pas l'apparition immédiate de flashes entre pièces métalliques.

Les flashes sont localisés dans la zone comprise entre le miroir cylindrique et le plateau sous tension distants de 0,4 mm.

Une mesure effectuée en atmosphère ambiante situe la tension limite vers 4500 V et sous vide limite (de l'ordre de $10^{-6}$ Torr) vers 3000 V (ce qui correspond à un champ disruptif de l'ordre de 75 kV/cm).

3) Homogénéité de champ statique

L'homogénéité de champ statique a été testée sur la transition $J = 1 \rightarrow 2$, $K = 1$ de $CH_3F$ dont la fréquence sans champ est égale à $\nu_0$ = 102 140.925 MHz

Les composantes Stark $M = 1 \rightarrow 2$ et $M = 0 \rightarrow -1$ présentent le même effet Stark linéaire mais un effet Stark du 2e ordre différent {26}. Pour un déplacement Stark moyen de 90 MHz, elles sont séparées de 500 kHz et bien résolues sur l'enregistrement de la figure 24.

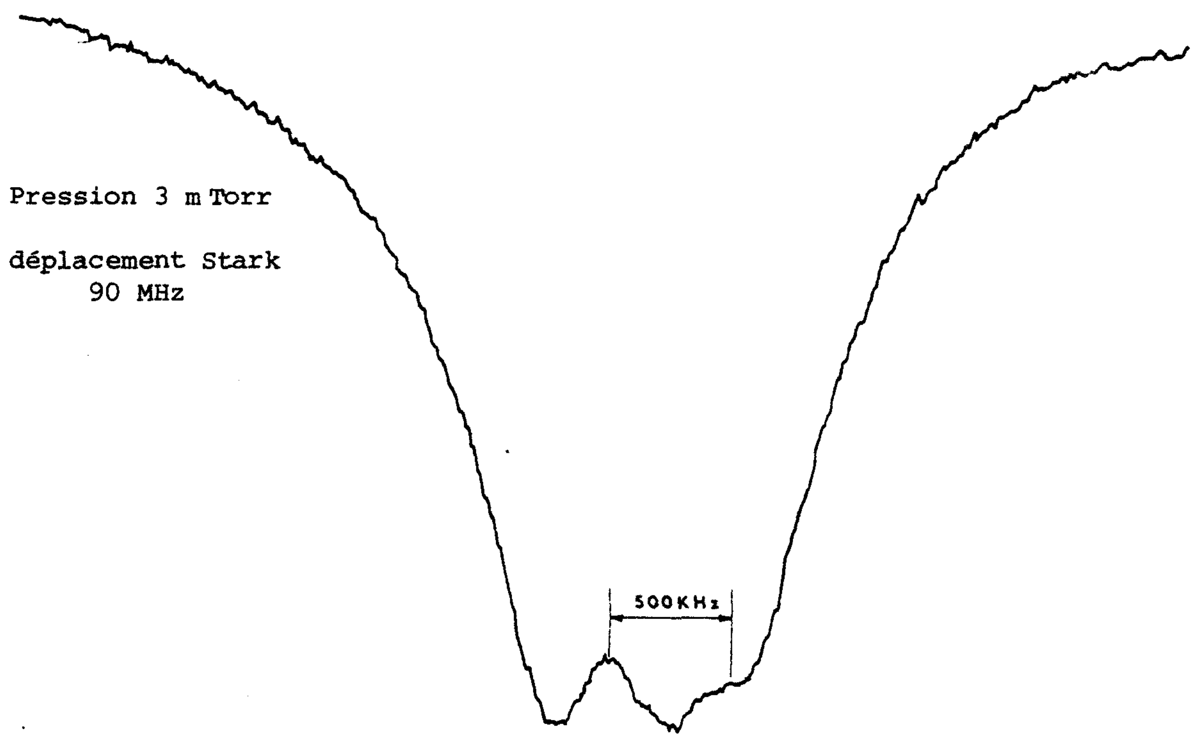



*FIGURE 24 : Composantes $M = 1 \rightarrow 2$ et $M = 0 \rightarrow -1$ de la raie $J = 1 \rightarrow 2$, $K = 1$ de $CH_3F$ pour un déplacement Stark de 90 MHz.*

La largeur Doppler (HWHM) de la transition sans champ est de 120 kHz et son élargissement collisionnel à la pression de travail de 3 m Torr est de 60 kHz.

Dans l'hypothèse de la composition quadratique des contributions à l'élargissement, la largeur de la raie sans champ serait de l'ordre de 135 kHz (l'atténuation importante de 32 dB à l'entrée du résonateur permet de négliger l'élargissement par saturation).

En supposant que les composantes sont à leur limite de résolution, on en déduit une limite maximale de l'élargissement par inhomogénéité de champ statique $\Delta\nu < 210$ kHz et une inhomogénéité relative inférieure à 2,5 x $10^{-3}$.

Notons cependant que cette estimation n'a de sens que pour la zone délimitée par le diamètre du faisceau gaussien, l'intéraction entre le champ microonde et les molécules étant plus faible hors de cette zone.

4) Vide limite

Avec le groupe de pompage défini au § I, 5), la pression limite à l'intérieur du spectromètre se stabilise vers $10^{-6}$ Torr en pompage continu.

On peut caractériser le dégazage des différents composants et les fuites par un débit de fuite de $10^{-4}$ l.Torr/s.

Pour opérer en pompage continu avec une pureté de gaz de l'ordre de 99 %, le système d'introduction de gaz devra pouvoir fournir un débit de l'ordre de 2 x $10^{-3}$ moles/heure. Celui-ci est obtenu par l'intermédiaire du dispositif décrit au § I, 5).

# CHAPITRE III

# APPLICATION A QUELQUES EXPERIENCES EN ABSORPTION SATUREE SUR UN GAZ A BASSE PRESSION

Les expériences d'absorption saturée, par la résolution qu'elles apportent, permettent de déterminer divers paramètres moléculaires ; nous en donnons une brève illustration.

La possibilité d'appliquer un champ Stark permet d'envisager une détermination précise de moments dipolaires ; nous montrons sur deux exemples la faisabilité de ces mesures.

Auparavant, nous donnons une brève description du matériel hyperfréquence et des techniques de traitement de signal utilisés.

## I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### 1) Source

La mise en évidence de dips d'absorption saturée nécessite l'utilisation de sources dont la largeur du spectre d'émission reste très inférieure à la largeur de ces dips. Aussi les sources employées sont-elles des klystrons verrouillés en phase sur un étalon primaire de haute qualité par l'intermédiaire d'une chaîne de stabilisation à deux étages {27}. La fréquence du klystron est alors $\nu_K = N\nu_{S.P.} \pm$ F.I.

où N est un entier

$\nu_{SP}$ la fréquence de la source primaire

F.I. la fréquence intermédiaire du synchriminateur de fréquence.

Le spectre du klystron asservi est examiné en permanence en analysant cette fréquence intermédiaire à l'aide d'un récepteur panoramique à bande étroite.

Ces klystrons sont couplés au résonateur soit directement, soit par l'intermédiaire de multiplicateurs de fréquence à pointes pour les fréquences supérieures à 120 GHz.

2) Détection du signal

Dans le domaine microonde, les expériences d'absorption saturée fournissent une résolution intéressante dans le cas où elles sont menées à basse pression (inférieure à $10^{-3}$ Torr) et pour des conditions de faible saturation.

La puissance transportée par l'onde microonde est de l'ordre de quelques dizaines voire quelques centaines de nW/cm$^2$ {28}, ce qui correspond à une puissance reçue par le détecteur de 0,1 à 1 µW. La puissance correspondant au signal utile étant environ mille fois plus faible, il est nécessaire de disposer de dispositifs de détection relativement sensibles.

Jusque 170 GHz, nous avons utilisé des mélangeurs à cartouche ("wafer") de type "Schottky" (VARIAN MC 1928, MC 1929 et MC 1925) et, au dessus de 170 GHz, des détecteurs à pointes (Custom Microwave) dont le taux de conversion et le facteur de bruit sont souvent beaucoup plus médiocres.

Dans les conditions les plus critiques, la sensibilité de ces procédés de détection s'avère nettement insuffisante et nous avons été amenés à utiliser un dispositif de détection superhétérodyne {29} {30}.

3) Modulation et traitement du signal

La méthode la plus courante de modulation de l'absorption est obtenue par balayage de la fréquence des sources. Dans ce type d'expériences, le signal correspondant à l'absorption apparaît en superposition sur la courbe de transmission en fréquence du résonateur d'amplitude beaucoup plus importante.

La possibilité d'appliquer un champ électrique de bonne amplitude permet de pallier cet inconvénient en ne modulant que l'absorption par effet Stark :

- soit par une modulation de faible amplitude correspondant à un déplacement Stark faible devant la demi largeur du dip, associée à un balayage lent {31} de la fréquence de la source (quelques centièmes de Hz).

Dans ce cas, la modulation est rectangulaire et sa fréquence est suffisamment basse (1 kHz ou 5 kHz) pour éviter tout phénomène d'élargissement du dip.

Le signal détecté est alors amplifié sélectivement et démodulé à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone PAR 121.

L'information obtenue dans ce type de traitement correspond sensiblement à la dérivée par rapport au champ du dip étudié.

- soit par une modulation de forme triangulaire {32} d'amplitude suffisante pour balayer la totalité du dip, la fréquence de la source restant fixe.

Dans ce cas, la modulation triangulaire est appliquée avec une valeur moyenne nulle ou superposée à une tension continue suivant que la fréquence de la source coïncide ou non avec la fréquence de la raie sans champ.

Pour les expériences en fréquence balayée et en champ balayé, l'amplitude et la fréquence de modulation (40 Hz) sont suffisamment basses pour que tout effet d'élargissement lié à la vitesse de passage sur le dip soit négligeable.

Le signal détecté est alors amplifié et traité à l'aide d'un moyenneur numérique multicanaux (SCHLUMBERGER MN - 2V - 256) ou analogique (PAR TD H9).

## II - SENSIBILITÉ ET RÉSOLUTION

Ces caractéristiques sont examinées sur la transition $J = 0 \rightarrow J = 1$ du monoxyde de carbone à 115 GHz dont le coefficient d'absorption à haute pression ($\alpha_\infty$) est de l'ordre de $4 \times 10^{-4}$ $cm^{-1}$ {33}.

La source utilisée est un klystron millimétrique VARIAN (VRT - 2123 A) ; la raie est observée en balayage de fréquence après moyennage par un échantillonneur multicanaux.

La figure 25a correspond à l'enregistrement effectué à une pression de 90 mTorr et pour une puissance microonde telle que l'absorption reste linéaire.

A cette pression, la contribution essentielle à l'élargissement de la raie est due aux collisions intermoléculaires.

Sur cet enregistrement, l'intervalle balayé est de 10 MHz. La courbe pointillée représente la transmission du résonateur en absence de gaz. Sa largeur est de 1 MHz environ.

L'absorption relative maximum mesurée ($\frac{T_m - T_o}{T_o}$, cf. Ch. I, § IV) est de 67 %. Une absorption relative équivalente serait obtenue dans une cellule à ondes progressives d'une longueur $l_{éq.} = 35$ m ($\exp - \{\alpha_\infty l_{éq.}\} = 0,67$).

La figure 25b est obtenue à une pression de 1 mTorr et pour une puissance légèrement saturante M ≃ 1 (cf. Ch. I, § I, 5)). L'intervalle de fréquence balayé a été réduit d'un facteur 200.

La ligne pointillée représente le profil de la raie non saturée tandis que la ligne pleine fait apparaître le Lamb dip inverse situé exactement à la fréquence centrale de la raie.

La largeur de 5,6 kHz comparée à la largeur Doppler de cette raie (environ 140 kHz) met en évidence le gain en résolution de l'ordre de 25 apporté par cette technique.

La fréquence centrale de cette raie peut alors être pointée avec une incertitude absolue qui ne dépasse pas 1 kHz.

La valeur de cette fréquence est en excellent accord avec celle annoncée par GORDY {34}.

En fait, il faut remarquer que la précision annoncée ci-dessus n'est pas accessible dans tous les cas. Bien que la largeur ultime du dip ne dépende théoriquement (cf. Ch. I, § I) que du temps de transit des molécules entre plateaux Stark, il n'est pas toujours possible de se placer dans ces conditions ultimes. En effet, il faudrait pour celà que la pression du gaz étudié soit toujours suffisamment basse pour que la contribution à l'élargissement du dip liée aux collisions intermoléculaires reste du même ordre de grandeur que l'élargissement associé à ce temps de transit. Aussi, pour les molécules ayant un élargissement collisionnel important, cette dernière condition requiert des pressions très faibles ; la puissance microonde réalisant les conditions de saturation convenables est alors trop faible pour que le signal de dip soit observable avec un rapport signal sur bruit suffisant dans les conditions actuelles de détection.

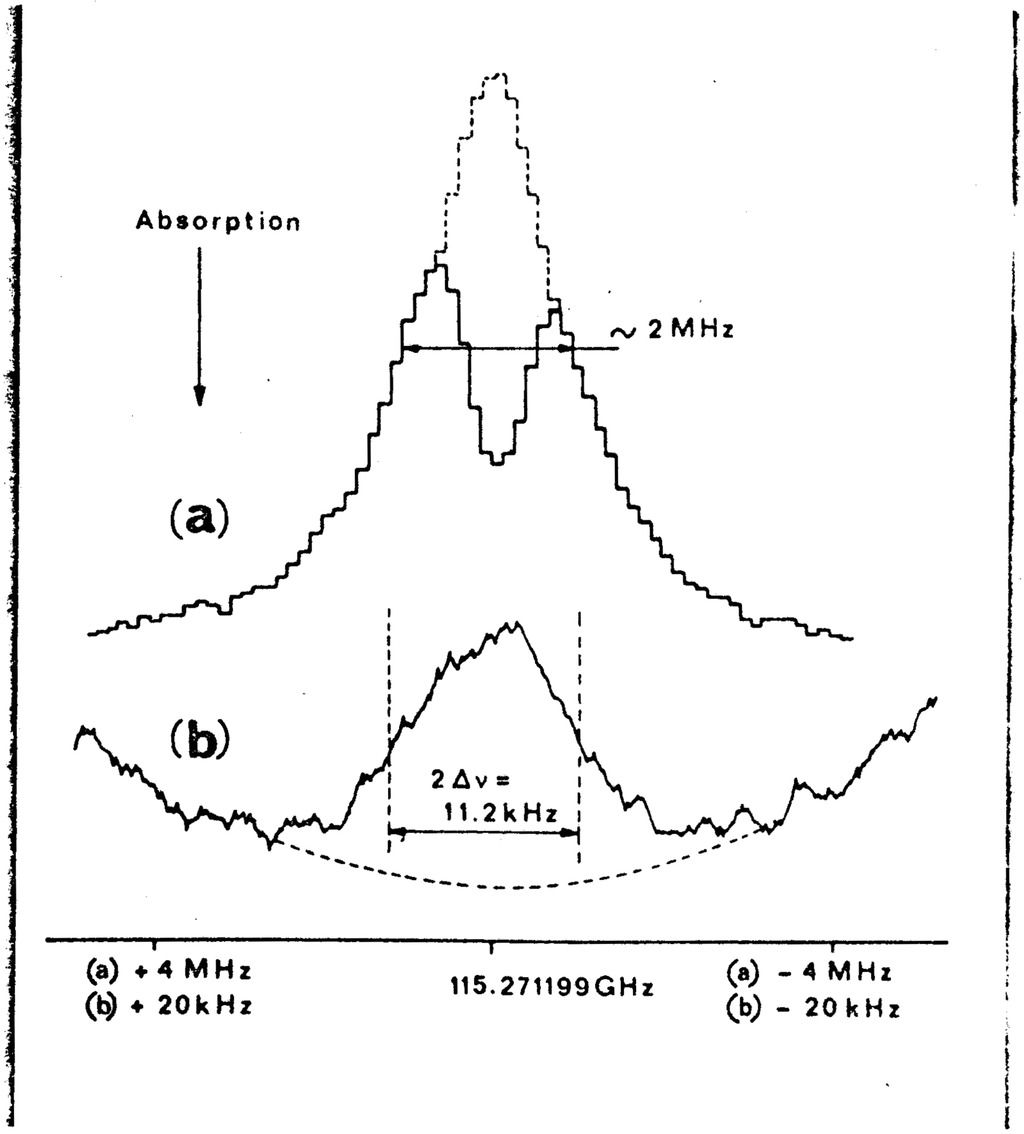



*FIGURE 25 : Absorption linéaire (a) et saturée (b) sur la transition $J = 0 \rightarrow 1$ de CO.*

*Pression : (a) 90 m Torr ; (b) 1 m Torr*
*La source microonde est un klystron Varian VRT - 2123 A stabilisé en phase. Sa fréquence de balayage est de 40 Hz sur un intervalle (a) de 10 MHz, (b) de 50 kHz ; le signal détecté est moyenné (a) par un échantillonneur 100 canaux P.A.R. TDH9 Wave form Eductor, (b) par un moyenneur digital 512 canaux MN - 2 V - 256 SCHLUMBERGER.*
*A titre comparatif, les lignes pointillées représentent en (a) la courbe de transmission en fréquence du résonateur en l'absence de CO, en (b) le profil de la raie non saturée.*

A l'aide de la technique du Lamb dip inverse, nous avons examiné le spectre de l'acétonitrile pour les transitions $J = 9 \rightarrow J = 10$ et $J = 12 \rightarrow J = 13$ respectivement à 183 GHz et 238 GHz.

Pour cette molécule dont le moment dipolaire est grand ($\mu \simeq 3{,}913$ D) {35}, la précision des pointés n'est que de 5 kHz.

Nous avons pu, cependant, résoudre partiellement la structure quadripolaire à ces fréquences. Regroupées à des mesures effectuées avec un spectromètre multijet {29}, ces mesures ont permis d'accéder à la détermination des constantes de distorsion centrifuge du 6e ordre {36}.

## III - LAMB DIP INVERSE BALAYE EN CHAMP

La figure 26 montre un enregistrement obtenu en champ Stark balayé sur la transition $1_{11} \rightarrow 2_{20}$ de $SO_2$ à une fréquence voisine de 192 GHz.

La fréquence de la source est décalée de 1,239 MHz vers les basses fréquences par rapport à la fréquence de la raie sans champ ($\nu_0$ = 192 650,924 MHz {37}). La pression est de 0,4 mTorr et la modulation est obtenue en additionnant à une tension continue de 1 kV, une rampe d'amplitude 2 kV et de fréquence 40 Hz.

Les deux Lamb dips observés correspondent aux composantes Stark $|\Delta M| = 1$, soit $M = 0 \rightarrow 1$ à 452 V/cm et $M = 1 \rightarrow 2$ ou 0 à 778 V/cm.

Toutes choses égales par ailleurs, il apparaît clairement sur la figure 26 que cette technique améliore la mesure des effets Stark de plus d'un ordre de grandeur par rapport aux mesures de spectroscopie Stark limitée par l'effet Doppler.

Le moment dipolaire de $SO_2$ déduit de cette seule mesure $\mu = 5{,}44\ (1) \times 10^{-30}$ C.m est en bon accord avec une détermination précédente {37}.

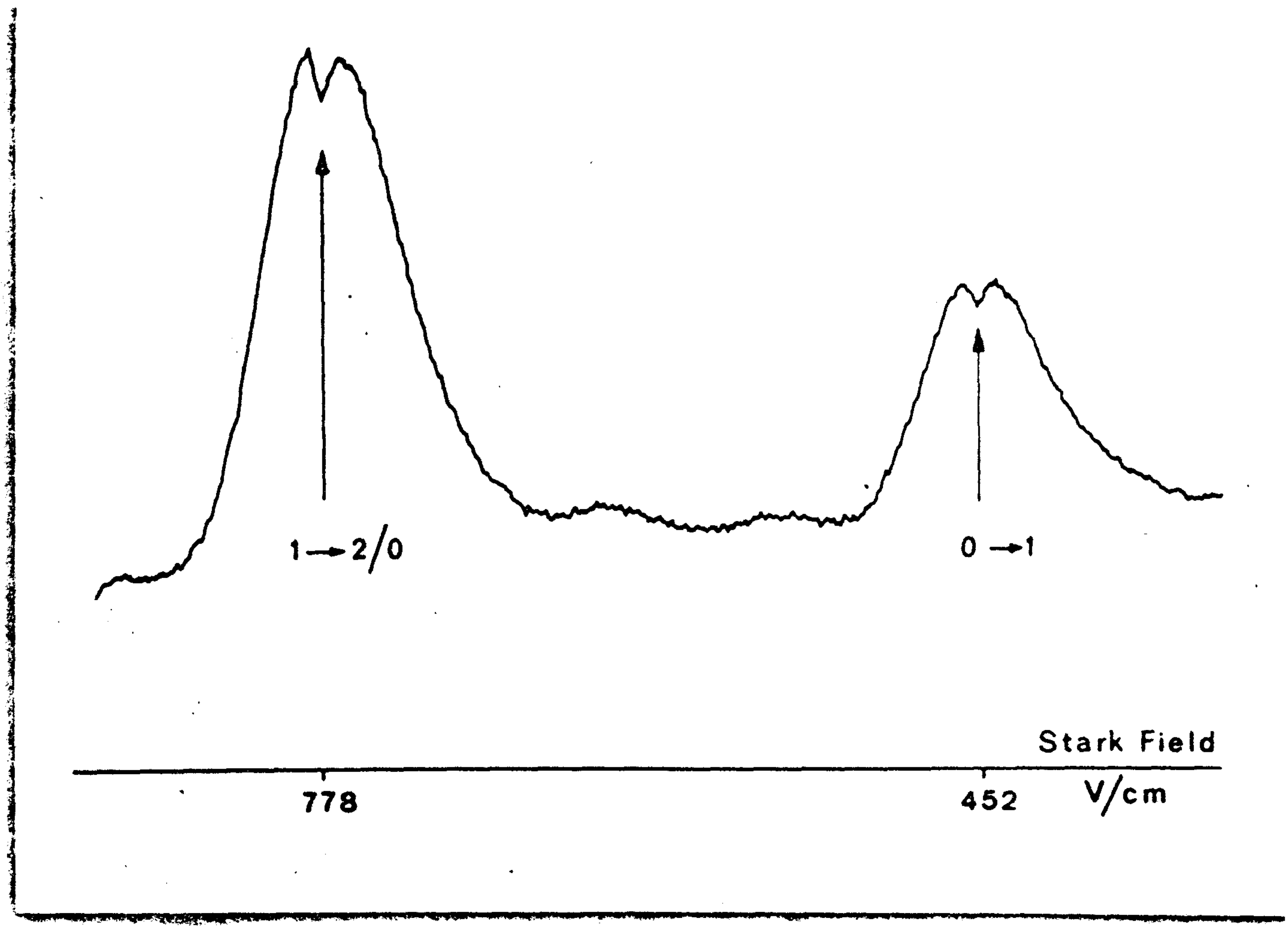



*FIGURE 26 : Lamb dips inverses balayés en champ sur la transition $1_{11} \rightarrow 2_{20}$ de $SO_2$ (toupie asymétrique).*

*Pression ~ $4.10^{-4}$ Torr.*
*Fréquence ~ 193 GHz délivrée par un tripleur de fréquence alimenté par un klystron Varian VRE - 2103B stabilisé en phase. La tension Stark est fournie par un générateur triangulaire délivrant jusqu'à 2 kV crête à crête à une fréquence de 40 Hz. Le signal détecté est moyenné par un moyenneur digital MN - 2V - 256 SCHLUMBERGER. Chaque dip est indiqué par la transition M correspondante.*

## IV - CROISEMENT DE MODES

### 1) Principe

Le principe de ces expériences est le suivant {39} soit un système à 3 niveaux d'énergie O, +, - pour lequel les transitions $0 \rightarrow +$ et $0 \rightarrow -$ de fréquences respectives $\omega^+$ et $\omega^-$ sont autorisées. On suppose que la différence des fréquences $|\omega^+ - \omega^-|$ est faible* devant leur valeur absolue mais supérieure à la somme des largeurs homogènes des raies.

Ce système est excité par deux ondes progressives de fréquences $\Omega^+$ et $\Omega^-$ situées à l'intérieur des profils Doppler des transitions $\omega^+$ et $\omega^-$

Il apparaît un phénomène de double résonance lorsqu'une molécule est couplée simultanément aux deux ondes, c'est-à-dire lorsque {40} :

$$\Omega^+ - \Omega^- = \omega^+ - \omega^-$$

Expérimentalement, cette condition peut être réalisée de deux façons : soit en balayant l'écart de fréquence entre les deux sources, soit en balayant l'écart de fréquence entre les deux transitions par effet Stark par exemple {40} {41}.

Dans l'un ou l'autre cas, le phénomène de croisement de modes se traduit par un "dip" dont les caractéristiques de largeur sont voisines de celles du Lamb dip (Ch. I, § I).

Dans ces conditions, la technique du croisement de modes balayé en champ peut aussi conduire à des mesures précises de moments dipolaires ou à la résolution de structures hyperfines.

---

* on pourra donc négliger l'effet Doppler sur $(\omega^+ - \omega^-)$.

Les expériences de croisement de modes en champ balayé effectuées dans un résonateur ne sont pas d'une interprétation aussi simple que celle présentée ci-dessus.

En effet, le caractère stationnaire des ondes implique deux conséquences :

- d'une part, le système à 3 niveaux est en intéraction avec 4 ondes et non 2,

- d'autre part, en plus des phénomènes de croisement de modes apparaissent les phénomènes de Lamb dip discutés précédemment (§ III).

2) Classement des phénomènes dans un cas particulier

Nous discuterons le cas d'un système à 3 niveaux constitué par les niveaux

$J = 1,\ K = 1,\ M = 0$ (niveau 0)
$J = 2,\ KM = \pm 1$ (niveau + et -)

d'une molécule de type toupie symétrique.

Par effet Stark, les fréquences $\omega^{\pm}$ des transitions $0 \rightarrow +$ et $0 \rightarrow -$ peuvent être ajustées et restent symétriques par rapport à la fréquence $\omega_0$ de la transition sans champ :

$$\omega^{\pm}(E) = \omega_0 \pm kE$$

où E est l'amplitude du champ Stark et k un facteur caractéristique de l'effet Stark des transitions concernées.

Les rayonnements de fréquences $\Omega^+$ et $\Omega^-$ excitent deux modes adjacents du résonateur (d'où l'expression de croisement de mode Pour désigner ces expériences).

Pour cette disposition, les effets observables peuvent se classer selon deux grandes familles : Lamb-dip et croisement de modes.

## A - Lamb-Dips

Ils correspondent aux cas où deux ondes se propageant en sens inverse sont couplées à une même transition pour les molécules appartenant à une certaine classe de vitesse axiale v.

a) LES DEUX ONDES SONT DE MEME FREQUENCE (Lamb-dip simple) ;

La condition de résonance s'écrit :

$$\Omega^+ \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) = \omega^+ \qquad \text{ou} \qquad \Omega^- \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) = \omega^-$$

Ces relations ne peuvent être satisfaites que si

$$v = 0 \qquad \text{soit} \qquad \Omega^+ = \omega^+ \qquad \text{ou} \qquad \Omega^- = \omega^-$$

Les Lamb-dips se produisent pour les champs

$$E^+ = \frac{\Omega^+ - \omega_0}{k} \qquad \text{ou} \qquad E^- = \frac{\omega_0 - \Omega^-}{k}$$

b) LES DEUX ONDES SONT DE FREQUENCES DIFFERENTES (Lamb-dip croisé) ;

Les conditions de résonance sont (par exemple) de la forme

$$\Omega^+ \left(1 - \frac{v}{c}\right) = \omega^+$$

$$\Omega^- \left(1 + \frac{v}{c}\right) = \omega^+$$

Ces relations sont satisfaites si $v = - \dfrac{c(\Omega^+ - \Omega^-)}{\Omega^+ + \Omega^-}$

Compte tenu de l'inégalité $\Omega^+ - \Omega^- \ll \Omega^+ + \Omega^-$, la résonance a lieu pour le champ Stark

$$E \# \frac{-2\,\omega_0 + (\Omega^+ + \Omega^-)}{2k}$$

B - Croisement de modes

Il y a couplage entre 2 ondes de fréquences différentes et 2 transitions.

a) LES DEUX ONDES ONT MEME SENS DE PROPAGATION (croisement de modes simple) ;

Les conditions de résonance sont (par exemple) de la forme

$$\Omega^+ \; (1 + \frac{v}{c}) = \omega^+$$

$$\Omega^- \; (1 + \frac{v}{c}) = \omega^-$$

et conduisent à l'expression usuelle obtenue précédemment (§ IV, 1)

$$\Omega^+ - \Omega^- = \omega^+ - \omega^-$$

On notera que cette condition est indépendante de la vitesse axiale des molécules. Elle est obtenue pour un champ Stark

$$E = \frac{\Omega^+ - \Omega^-}{2k}$$

b) LES DEUX ONDES SE PROPAGENT EN SENS OPPOSES (croisement de modes croisé) ;

La condition de résonance s'écrit par exemple :

$$\Omega^+ \; (1 + \frac{v}{c}) = \omega^+$$

$$\Omega^- \; (1 - \frac{v}{c}) = \omega^-$$

d'où l'expression

$$\Omega^+ - \Omega^- + \frac{v}{c}(\Omega^+ + \Omega^-) = \omega^+ - \omega^-$$

Dans ce cas, la valeur correspondante du champ Stark se met sous la forme

$$E = \frac{\Omega^+ - \Omega^- + \frac{v}{c}(\Omega^+ + \Omega^-)}{2k}$$

Le signal correspondant a donc une largeur égale à la largeur Doppler et ne présente donc pas le rétrécissement obtenu sur les autres signaux.

Le tableau présenté ci-après résume les différents types de phénomènes théoriquement observables.

3) Etude expérimentale

Elle a été réalisée sur la transition 1 → 2 de la molécule $CH_3F$ de fréquence $\omega_0 \sim 102$ GHz à une pression de $6.10^{-4}$ Torr pour laquelle l'élargissement Doppler de la raie est environ dix fois supérieur à la largeur collisionnelle.

Un klystron Varian 2103 B suivi d'un doubleur de fréquence excite un mode fondamental $TE_{10}$ (fréquence $\Omega^+$) tandis qu'un second klystron VRB 2113 B (fréquence $\Omega^-$) excite directement un mode $TE_{30}$ distant de 7,62 MHz.

$$\Omega^+ - \Omega^- = 2\,\Delta\omega = 7{,}62 \text{ MHz}$$

En adoptant des fréquences $\Omega^\pm = \omega_0 \pm \Delta\omega$, les signaux de Lamb-Dip et de croisement de modes simples sont superposés pour la valeur $E_0 = 24{,}54$ V/cm {42} {43}.

Afin de séparer ces trois signaux, (cf. Fig. 27), nous avons décalé systématiquement les fréquences $\Omega^+$ et $\Omega^-$ d'une quantité

| Fréquence du rayonnement | Sens de propagation | Transitions concernées | Bande de vitesse | Champs Stark | Nature de l'effet |
|---|---|---|---|---|---|
| + <br> + | → <br> ← | + <br> + | $v = 0$ | $E^{+} = \frac{\Omega^{+} - \omega_0}{k}$ | Lamb dip simple sur la transition + |
| − <br> − | → <br> ← | − <br> − | $v = 0$ | $E^{-} = \frac{\omega_0 - \Omega^{-}}{k}$ | Lamb dip simple sur la transition − |
| + <br> − | ← <br> → | + <br> + | $v = c\,\frac{\Omega^{+} - \Omega^{-}}{\Omega^{+} + \Omega^{-}}$ | $E = \frac{\Omega^{+} + \Omega^{-} - 2\omega_0}{2k}$ | Lamb dip croisé sur la transition + |
| + <br> − | → <br> ← | + <br> + | $v = -c\,\frac{\Omega^{+} - \Omega^{-}}{\Omega^{+} + \Omega^{-}}$ | $E = \frac{\Omega^{+} + \Omega^{-} - 2\omega_0}{2k}$ | Lamb dip croisé sur la transition + |
| + <br> − | ← <br> → | − <br> − | $v = c\,\frac{\Omega^{+} - \Omega^{-}}{\Omega^{+} + \Omega^{-}}$ | $E = \frac{2\omega_0 - (\Omega^{+} + \Omega^{-})}{2k}$ | Lamb dip croisé sur la transition − |
| + <br> − | → <br> ← | − <br> − | $v = -c\,\frac{\Omega^{+} - \Omega^{-}}{\Omega^{+} + \Omega^{-}}$ | $E = \frac{2\omega_0 - (\Omega^{+} + \Omega^{-})}{2k}$ | Lamb dip croisé sur la transition − |
| + <br> − | → <br> → | + <br> − | Indifférente | $E = \frac{\Omega^{+} - \Omega^{-}}{2k}$ | Croisement de modes |
| − <br> + | ← <br> ← | + <br> − | Indifférente | $E = \frac{\Omega^{-} - \Omega^{+}}{2k}$ | Croisement de modes |
| + <br> − | → <br> ← | + <br> − | | $E = f(v)$ | Croisement de modes croisé |
| + <br> − | ← <br> → | + <br> − | | $E = f(v)$ | Croisement de modes croisé |
| + <br> − | → <br> ← | − <br> + | | $E = f(v)$ | Croisement de modes croisé |
| + <br> − | ← <br> → | − <br> + | | $E = f(v)$ | Croisement de modes croisé |

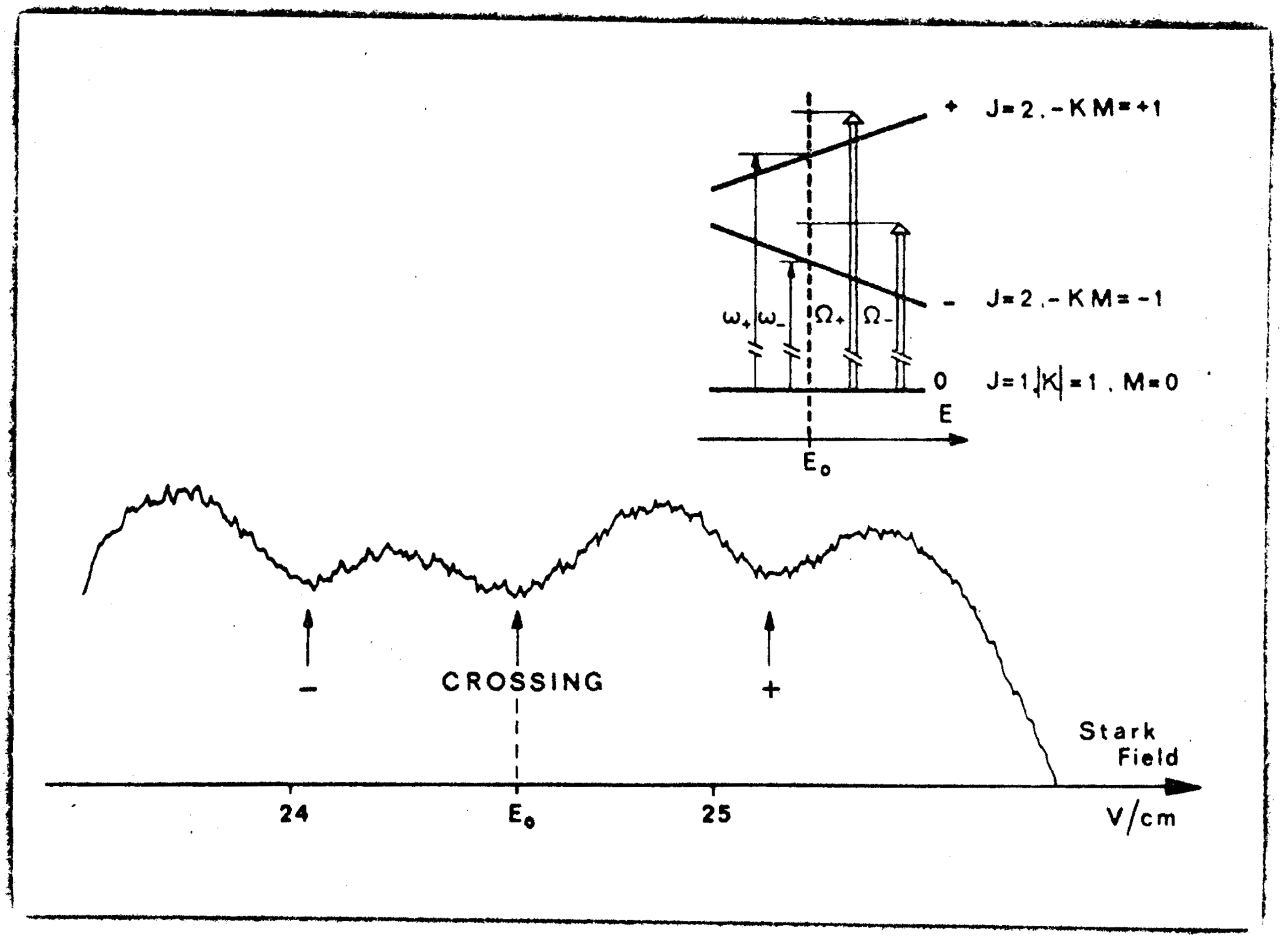



*FIGURE 27 : Croisement de modes en champ balayé sur la transition $1_1 \rightarrow 2_1$ de $CH_3F$ (toupie symétrique).*

*Les deux fréquences ~ 102 GHz et séparées de 7,620 MHz sont délivrées l'une par un doubleur de fréquence alimenté par un klystron Varian VRE - 2103B excitant un mode principal $TE_{10}$, l'autre par un klystron Varian VRB - 2113B excitant le mode $TE_{30}$ adjacent. Les deux sources sont stabilisées en phase séparément (cas de l'enregistrement) ou bien l'une sur l'autre. Les conditions de modulation Stark et de moyennage sont identiques à celles de la figure 26. Les trois flèches indiquent les Lamb dips des transitions (+ et - ) et le croisement de modes. Dans la partie supérieure sont représentées les fréquences des rayonnements et les sous-niveaux Stark. Dans un but de clarté, les décalages en fréquence $\Omega^+ - \omega^+$ et $\Omega^- - \omega^-$ (~ 75 kHz) sont accentués par rapport à la différence des fréquences $\Omega^+ - \Omega^-$ (~ 7,620 MHz).*

$\delta = 0{,}075$ MHz ($\Omega^{\pm} = \omega_0 \pm \Delta\omega + \delta$). On observe alors les Lamb-Dips simples (sur $\omega^{\pm}$) pour des champs $E^{\pm} = \frac{\Delta\omega \pm \delta}{k}$ et un signal de croisement de modes (non déplacé) pour $E_0 = \frac{\Delta\omega}{k}$

Les Lamb-dips croisés sont obtenus pour des champs Stark d'amplitude $E \# \frac{\delta}{k}$. Ils sont centrés sur des composantes de vitesse $v \simeq c \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \simeq 11$ km/s et sont donc d'amplitude trop faible pour être détectés (vitesse la plus probable des molécules $v = \sqrt{\frac{2kt}{m}} \simeq 378$ m/s)

D'autre part, l'utilisation d'oscillateurs libres verrouillés en phase l'un sur l'autre rendrait possible la mise en évidence du seul signal de croisement de modes (les fluctuations de fréquence des sources font disparaître les Lamb-dip).

Pour autant que nous sachions, l'étude précédente constitue la première mise en évidence de la faisabilité des expériences de "croisement de modes" dans le domaine microonde.

# CONCLUSION

Le spectromètre que nous avons réalisé apporte à une fréquence de 115 GHz une amélioration de résolution de l'ordre de 25 par rapport à un spectromètre conventionnel dont la résolution est limitée par l'effet Doppler. Cette amélioration est du même ordre que celle ($\sim$ 33) obtenue à plus basse fréquence (36 GHz) par Costain et Shimizu {5} au prix d'un dispositif beaucoup plus volumineux (enceinte à vide de 3 $m^3$ au lieu de 0,1 $m^3$ pour notre dispositif). Ceci montre l'intérêt qu'il y a dans le domaine millimétrique et vraisemblablement submillimétrique à utiliser des ondes guidées (au moins partiellement) dans une structure largement surdimensionnée. Notre dispositif présente de plus des avantages liés à sa large gamme d'utilisation (40 - 240 GHz) et à son adéquation à des expériences d'absorption saturée en champ Stark balayé dont certaines sont nouvelles dans le domaine microonde ("croisement de modes").

Par certains aspects cependant, notre réalisation peut être considérée comme préliminaire et susceptible d'améliorations que nous allons discuter rapidement.

## - HOMOGENEITE DU CHAMP STARK

Les expériences de Lamb-dip inverse en champ Stark balayé (Ch. III, § III) ont montré qu'il était en principe possible d'obtenir une amélioration d'un ordre de grandeur sur la mesure des moments dipolaires de molécules légères ne présentant pas de transitions dans le domaine centimétrique. Dans la pratique, des expériences sur la molécule $CH_3F$ ont montré que cette amélioration ne sera effective que si l'homogénéité du champ Stark actuellement de 2,5 $10^{-3}$ est portée environ à $10^{-4}$. Une telle homogénéité pourrait être obtenue avec des plateaux Stark en verre rectifié (planéité $\sim$ 1 um) et métallisé. Une proposition de réalisation ad hoc a été faite par la Société R.E.O.S.C. spécialisée dans la réalisation d'optiques de grandes dimensions.

- INTENSITE DU CHAMP STARK

Celle-ci est principalement limitée par les décharges qui se produisent dans l'espace situé entre les miroirs et les plateaux Stark.

Nous avons réalisé une maquette où les plateaux Stark sont en verre métallisé, le dépôt métallique étant arrêté à 1 cm environ des miroirs. On note que la surtension du résonateur est peu affectée par cette modification qui permettrait d'augmenter de plus d'un ordre de grandeur l'amplitude du champ appliqué.

Une autre possibilité serait de placer les miroirs à l'extérieur de la cellule Stark, solution voisine de celle utilisée dans certains résonateurs pour laser {44}.

- RESOLUTION

Elle est liée principalement à la distance entre plateaux. Compte tenu du gain réalisé sur le champ Stark dans l'opération précédente, on peut envisager de doubler cette distance et gagner ainsi un facteur 2 sur la résolution et l'homogénéité du champ Stark (pour des plateaux de planéité donnée). Par ailleurs, pour mieux contrôler l'extension transversale du faisceau ( $2\omega_0 = 2(\frac{\lambda}{\pi})^{1/2} [ l(R - l) ]^{1/4}$ ), nous envisageons la réalisation d'un miroir cylindrique à courbure variable obtenu par déformation élastique d'une lame de laiton.

L'emploi de notre dispositif n'est pas limité aux quelques applications que nous avons proposées. Toutes les expériences nécessitant un champ Stark homogène dans un résonateur peuvent être envisagées. Nous terminerons cette conclusion en en donnant quelques exemples.

- ABSORPTION TRANSITOIRE INDUITE PAR EFFET STARK {45}

Notre résonateur devrait faciliter l'observation de ce que l'on appelle des oscillations de nutation {45} {46} à des fréquences supérieures à 140 GHz pour lesquelles les puissances usuellement disponibles sont très faibles (multiplicateurs).

- MASER ET LASER ACCORDABLES

Dans les masers à jet, un champ Stark est couramment appliqué à l'intérieur de la cavité maser pour ajuster la fréquence du maser {47}. Notre résonateur apparaît comme un candidat sérieux pour une telle utilisation.

De même les lasers millimétriques et submillimétriques optiquement pompés qui fonctionnent en point fixe pourraient être tirés en fréquence par effet Stark en utilisant une cavité laser d'un type voisin de celle que nous avons réalisée {48}.

- DOUBLE RESONANCE INFRAROUGE MICROONDE {49} ET PROCESSUS A 2 PHOTONS {50}

Certaines expériences nécessitent à la fois un fort champ Stark pour amener la raie infra-rouge en coïncidence avec l'émission laser {7} et un fort champ microonde {50}. Une cavité analogue à celle que nous avons décrite avec des plateaux Stark plus rapprochés satisfait à ces conditions : le faisceau laser infrarouge peut être envoyé parallèlement au plan (y, z) (cf. Fig. 10) et son chemin optique peut être augmenté au moyen de deux miroirs externes parallèles au plan (x, z).

# ANNEXE

Circuits électroniques de repérage de position.

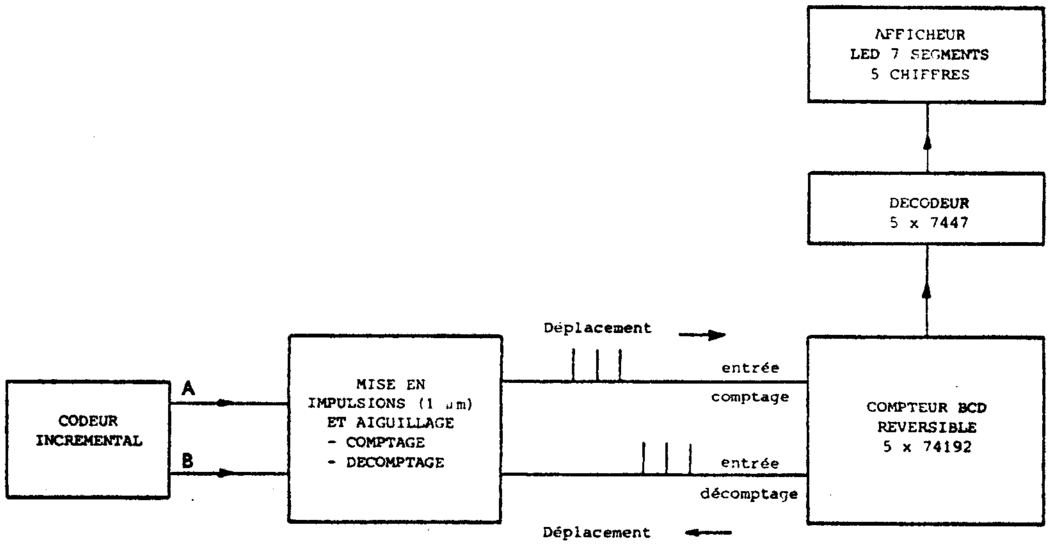



*FIGURE A : Schéma synoptique du repérage de position du miroir.*

- <u>MISE EN IMPULSION ET AIGUILLAGE</u> (cf. Fig. B)



Les signaux A et B sont complémentés par les étages inverseurs $T_1$ et $T_2$ qui fournissent les signaux $\overline{A}$ et $\overline{B}$.

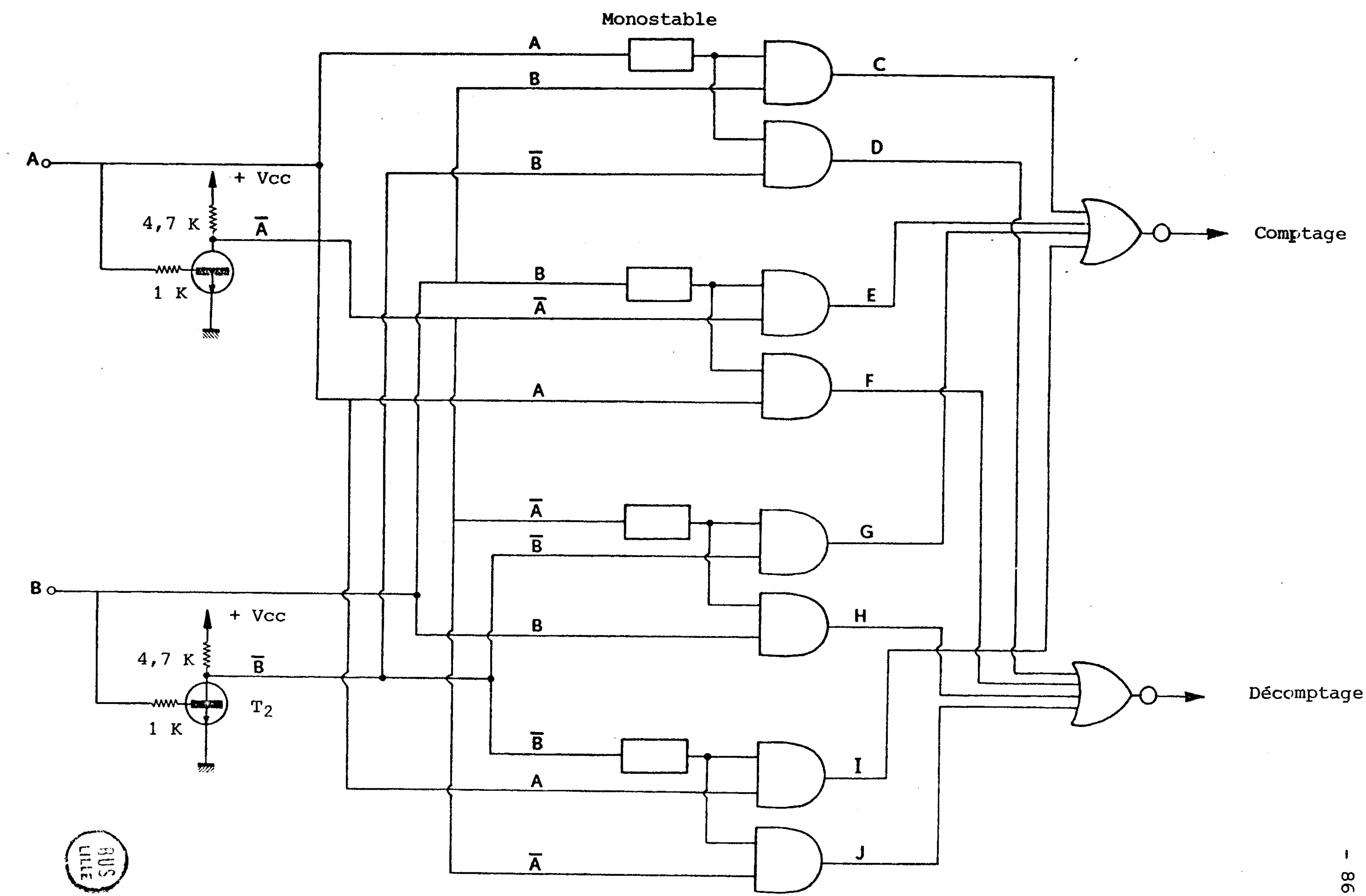





*FIGURE B : Mise en impulsion et aiguillage.*

Quatre monostables (74121), attaqués respectivement par les signaux A, B, $\bar{A}$, $\bar{B}$ sur leur entrée active aux fronts négatifs transforment ces fronts négatifs en impulsions positives de durée 100 µs environ. La figure C montre leur répartition selon le sens de déplacement.

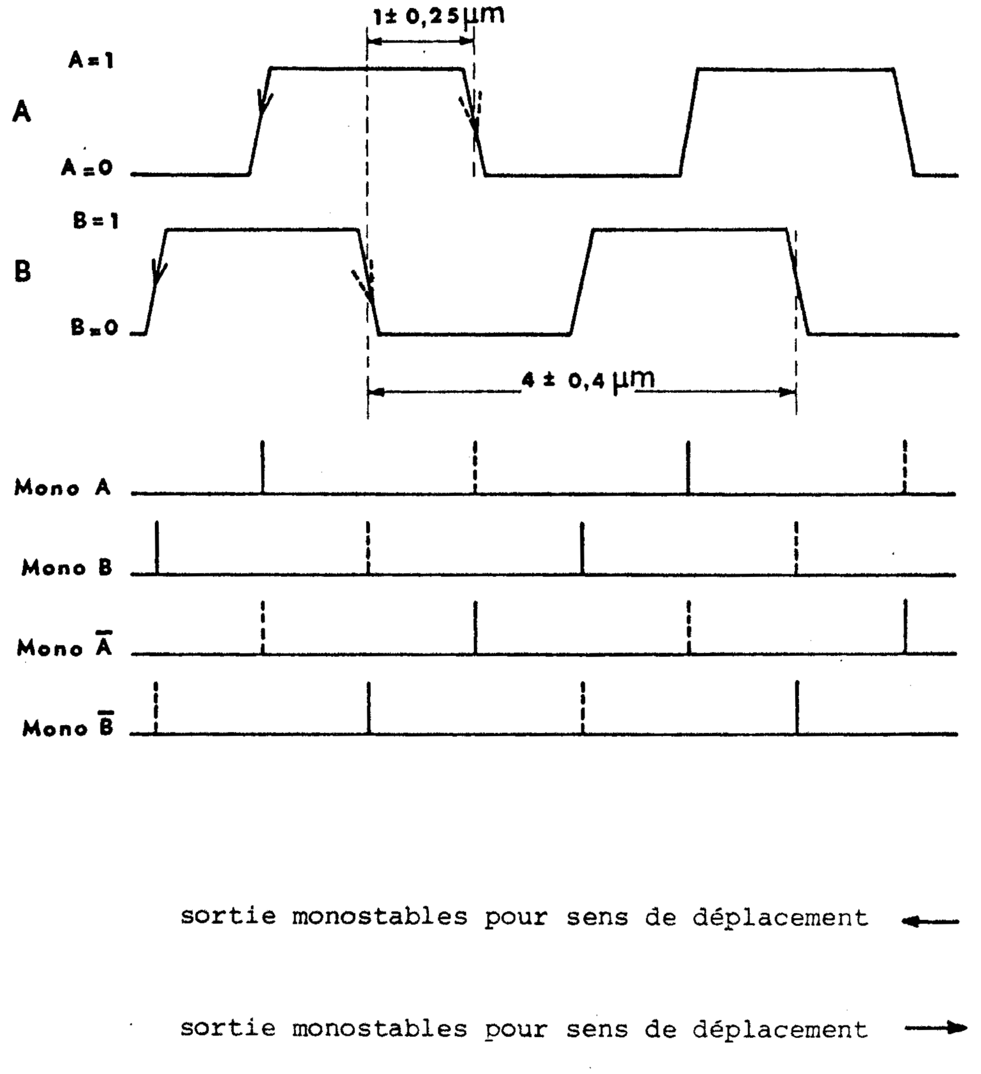



*FIGURE C : Impulsions à la sortie des monostables en fonction du sens de déplacement.*

---

La composition de ces 8 signaux permet d'aiguiller les impulsions selon le sens de déplacement. La figure D montre le circuit élémentaire d'aiguillage.

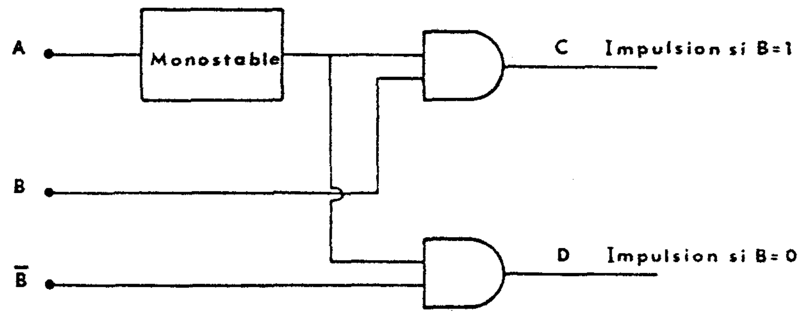



*FIGURE D : Circuit élémentaire d'aiguillage*

Des portes logiques ET (SN 7400) permettent de transmettre les impulsions du monostable A aux sorties C ou D selon l'état de B et $\overline{B}$ dépendant du sens de déplacement au moment de l'impulsion.

De la même façon (cf. Fig. B) les impulsions des monostables B, $\overline{A}$, $\overline{B}$ sont aiguillées respectivement en E ou F, G ou H, I ou J selon les états de A et $\overline{A}$, B et $\overline{B}$, A et $\overline{A}$.

Deux portes $\overline{OU}$ à 4 entrées (SN 7425) dirigent sur les 2 sorties comptage ou décomptage les sommes des impulsions C + E + G + I ou D + F + H + J selon le sens du déplacement.

- COMPTEUR AFFICHEUR

Il est constitué par 5 circuits 74192, compteur BCD réversibles programmables, suivis de 5 décodeurs BCD/7 segments décimaux et de 5 circuits 7 segments afficheur à Diodes Electroluminescentes, le tout monté de façon classique.

Un contacteur, codeur numérique à 5 chiffres, permet de recharger le compteur à toute valeur choisie. Ceci permet de garder la concordance position-affichage entre deux expériences. Il suffit de composer sur le codeur la valeur numérique affichée de la position finale avant de couper l'alimentation. Au début de l'expérience suivante un poussoir permet de remettre le compteur à la valeur précédente ainsi gardée en mémoire par le codeur.

# BIBLIOGRAPHIE

{1} P. GLORIEUX, J. LEGRAND, B. MACKE et B. SEGARD
Phys. Lett., 48 A, 187-188 (1974)
B. SEGARD
Thèse 3e cycle, Lille (1974) non publiée.

{2} C. H. TOWNES et A. L. SCHAWLOW
Microwave Spectroscopy, Ed. Mc. GRAW HILL, p. 337, New York (1955).

{3} V. S. LETOKHOV
"Fondamental and Applied Laser Physics" Edité M. S. Feld
A. JAVAN, N. A. KURNIT. Ed. John Wiley, New York (1973).

{4} C. H. BORDE et J. L. HALL
Laser Spectroscopy, Ed. R. G. BREWER et A. MOORADIAN
pp. 125-142, Plenum Press, New York (1974).

{5} C. C. COSTAIN
Can. J. Phys., 47, 2431 (1969).
T. SHIMIZU
pp. 433-436 dans référence {4}.

{6} Réf. {2} p. 374.

{7} M. FOURRIER
Thèse Univers. Paris VI (1974)
C. N. R. S. n° A.O.9979.
M. REDON et M. FOURRIER
Rev. Sci. Inst., 46, 911-913 (1975).

{8} A. KROSTA
Rapport de D. E. A., Lille (1974), non publié.

{9} S. RAMO et J. R. WHINNERY
Fields and Waves in Modern Radio, 2e édition
Ed. J. WILEY and Sons, pp. 315-337, inc. New York, London (1960).

{10} Réf. {9}, pp. 322, 333, 336.

{11} Réf. {2}, p. 390.

{12} Réf. {2}, p. 391.

{13} C. G. MONTGOMERY
Techniques des mesures en micro-ondes (hyperfréquences)
Tome I, pp. 303, 304, Ed. CHIRON.

{14} L. A. VAINSHTEIN
Sov. Phys. JETP 17, 709-719 (1963).

{15} A. G. FOX et T. LI
B. S. T. J., 41, 1347 (1961).

{16} T. ITOH et R. MITTRA
I.E.E.E. MTT 22, 99-102 (1974).

{17} C. P. BATES
I.E.E.E. AP 18, 230-235 (1970).

{18} Réf. {9}, p. 330, 336.

{19} P. A. BELANGER et A. LEGARE
Can. J. Phys., 42, 1981-1987 (1974).

{20} W. H. CARTER
Opt. Com., 11, 410-414 (1974).

{21} H. KOGELNIK et T. LI
Proc. of I.E.E.E., 54, 1312-1328 (1966)

{22} M. BORN et E. WOLF
Principles of Optics, 3e édition
pp. 323-329, Pergamon Press, New York (1965)

{23} G. BIRNBAUM
Advances in Electronics and Electron Physics, Supplément 2,
Optical Masers
Ed. L. MARTON, Academic Press, pp. 74-75, New York (1964).

{24} Réf. {2}, p. 441.

{25} S. A. MARSHALL and J. WEBER
Rev. Sci. Inst., 28, 134 (1957).

{26} D. M. LARKIN and W. GORDY
J. Chem. Phys. 38, 2329 (1963).

{27} J. L. DESTOMBES
Thèse 3e cycle, Lille (1970).

{28} T. SHIMIZU dans réf. {5}

{29} D. BOUCHER
Thèse 3e cycle, Lille (1974).

{30} J. BURIE, D. BOUCHER, J. DEMAISON et A. DUBRULLE
Molecular Phys., 32, 289 (1976).

{31} R. B. NERF et M. A. SONNENBERG
J. Mol. Spectr., 58, 474-78 (1975).

{32} J. BURIE
Thèse 3e cycle, Lille (1968).

{33} W. GORDY et R. L. COOK
Microwave Molecular Spectra Part II
p. 109 Interscience Publishers, New York (1970).

{34} G. JONES et W. GORDY
Phys. Rev. 135, 1295 (1964).

{35} A. P. STEINER et W. GORDY
J. of Mol. Spectr., 21, 291 (1966).

{36} D. BOUCHER, J. BURIE, J. DEMAISON, A. DUBRULLE, J. LEGRAND et B. SEGARD
J. of Mol. Spectr., 64, 290-94 (1977).

{37} W. F. KOLBE, B. LESKOVAR et H. BUSCHER
J. of Mol. Spectr., 59, 86-95 (1976).

{38} H. R. SCHLOSSBERG et A. JAVAN
Phys. Rev. Lett. 17, 1242 (1966).

{39} R. G. BREWER
Science 178, 247-255 (1972).

{40} A. C. LUNTZ, R. G. BREWER
J. Chem. Phys. 54, 3641 (1971).

{41} A. C. LUNTZ, J. D. SWALEN, R. G. BREWER
Chem. Phys. Lett. 14, 512 (1972).

{42} H. R. SCHLOSSBERG et A. JAVAN
Phys. Rev., 150, 267 (1966).

{43} M. S. FELD et A. JAVAN
Phys. Rev. 177, 540 (1969).

{44} R. L. ABRAMS,
pp. 263-272 dans {4}

{45} J. M. Mc. GURK, T. G. SCHMALTZ et W. H. FLYGARE
Adv. Chem. Phys. 25, 1 (1974) et références.

{46} P. GLORIEUX et F. ROHART
31e symposium de Spectroscopie Moléculaire, Colombus, Ohio (U. S. A.), 14-18 Juin 1976.
F. ROHART et B. MACKE à publier.

{47} D. C. LAINE
Repts. Prog. Phys., 33, 1001, (1970)

{48} J. J. JIMENEZ,
Communication personnelle.

{49} K. SHIMODA
Laser Spectroscopy of atoms and molecules,
édité par H. WALTHER pp. 197-252 (Springer Verlag, Berlin, 1976).

{50} S. M. FREUND et T. OKA
Phys. Rev. A., 13, 2178 (1976) et références.

# REMERCIEMENTS

*Ce travail a été effectué dans le laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'U. E. R. de Physique Fondamentale de Lille, Laboratoire de Recherche associé au C. N. R. S., dirigé par Monsieur le Professeur WERTHEIMER qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.*

*Mes plus vifs remerciements vont également à Messieurs RACZY et LEMAIRE qui ont accepté de participer au jury pour juger ce travail.*

*Ce travail s'inscrit dans le cadre des activités de l'équipe animée par Monsieur MACKE qui n'a cessé de me prodiguer ses conseils depuis mon entrée au laboratoire, ce dont je le remercie infiniment.*

*J'accorde toute ma reconnaissance à l'équipe du laboratoire. Je tiens à remercier plus particulièrement Jean LEGRAND, qui n'a cessé de suivre mon travail, et Bernard SEGARD. Leur collaboration m'a permis de surmonter les difficultés expérimentales rencontrées dans cette étude.*

*Ma gratitude est acquise au personnel spécialisé de l'U. E. R. de Physique Fondamentale.*

*Je remercie également Monsieur ROSSELS de ses fructueuses discussions ainsi que de la conception des systèmes électroniques.*

*Je remercie plus particulièrement Monsieur MAILLET, responsable de l'atelier de mécanique, pour sa sympathique collaboration à la réalisation mécanique.*

*J'adresse enfin mes remerciements à ceux qui ont contribué à la confection matérielle du présent mémoire, en particulier à Monsieur RAFFAUD qui a reproduit les schémas et à Madame FARGUE qui a bien voulu se charger de la dactylographie du manuscrit.*