

THÈSE

présentée à

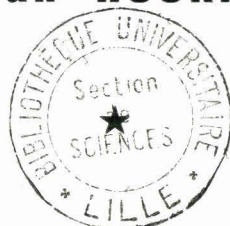
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET DES TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ
en PHYSIQUE MOLÉCULAIRE

par

Jean HOURIEZ



Contribution à la réalisation d'un laser
à anhydride carbonique
de grande stabilité



Soutenue le 25 Février 1971, devant la COMMISSION D'EXAMEN

Jury :	M. SCHILTZ	Président
	M. WERTHEIMER	Rapporteur
	M. DELHAYE	Examineur

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEBEVRE, FARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

M. ARONNET, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE MERRET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSTAU, ROUBINE, ROUZELLE, WILGAN, ZAMANSKY.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. ABOUJED Jean-Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BACHUIS Pierre	Astronomie et Calcul Numérique
M. BÉALOUS Jean-Pierre	Chimie Générale
M. BLART Maurice	I.U.T. Lille
M. BLOCH Vincent	Psychophysologie
M. BOUÉ Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BOUSTRON Pierre	Chimie Industrielle
M. BOUTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUTIER Pierre	Mathématiques
M. BOURQUET Robert	Biologie Végétale
M. CAILLÉ Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
M. CÉLER Paul	Géologie Générale
M. COCHANT Eugène	Electronique
M. COHEN Pierre	Paléobotanique
M. DECHAMBER Marcel	Mathématiques
M. DECHAMBER Paul	Mathématiques
M. DRENNIN René	Biologie Animale - Directeur de l'Institut de Biologie Maritime de Wimereux
M. DELAÏRE Charles	Géologie Générale
M. DUBOIS Maurice	Biologie Animale
M. FLAVIEN Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. FOURÉ René	Physique
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GENÉ Jean-Marie	Institut Agricole
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. GONNIER Gérard	Mécanique des Fluides
M. GUILLEARDIE Jean	Biologie Végétale
M. HEUREUX Joseph	Chimie Minérale
Mme LENOBLE Jacqueline	Physique
M. MONTEBAILL Jean	Chimie Biologique
M. POUZET Pierre	I.U.T. Lille
Mme SCHWARTZ Marie-Hélène	Mathématiques
M. TILLIEU Jacques	Physique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Minérale Appliquée
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WATERLOT Gérard	Géologie et Minéralogie
M. WERTHEIMER Raymond	Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique et Minérale 1er Cycle
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Biologie Végétale
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques
M. PRUDHOMME Rémy	Sciences Economiques et Sociales
M. SAVARD Jean	Chimie Générale
M. SCHALLER François	Biologie Animale
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BOBARD Marcel	Biologie Végétale
M. BOILLARD Pierre	Physique
M. DERCOURT Jean-Michel	Géologie et Minéralogie
M. DEVRAIMBE Pierre	Chimie Minérale
M. LOMBARD Jacques	Sciences Economiques et Sociales
Mlle MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTARLOL Frédéric	Chimie Minérale Appliquée
M. PROUVOST Jean	Géologie et Minéralogie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés des fonctions)

M. ADAM Michel	Sciences Economiques et Sociales
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques et Sociales
M. AUDEN Thierry	Mathématiques Pures
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BILLARD Jean	Physique
M. BROUSSE Rodolphe	Mathématiques
M. BOLLIVY Edouard	Biologie Animale
M. BONHOMME Jean-Louis	Biologie Végétale
M. BORGOT Ernest	Biologie Végétale
M. BRIDGES Michel	I.U.T. Béthune
M. BRUELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARRE Christian	Calcul Numérique
M. CECQUET Marcel	I.U.T. Lille
M. CONDORCIER Vincent	Calcul Numérique
M. CONROIS Jean	Physique
M. COULON Jean-Paul	Electrotechnique
M. DEBRALANT Pierre	Sciences Appliquées
M. ESCOFF Bertrand	Physique
Mme EVRAUD Micheline	I.U.T. Lille
M. FAIDELMAN Jacques	Biologie Animale
M. FORTALNE Jacques	I.U.T. Lille
M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GARNIER André	Géographie et Aménagement Spatial
M. GORIO René	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sciences Economiques et Sociales
M. GODWARD Pierre	Chimie Physique
M. GRANELLE	Sciences Economiques et Sociales

M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M. HERMAN Maurice	Physique
M. HUARD DE LA MARRE Pierre	Calcul Numérique
M. JOLY Robert	Biologie (Amiens)
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
M ^{lle} KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. LABLACHE-COBIER Alain	Chimie Générale
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANDAIS Jean	Chimie Organique
M. LAURENT François	Automatique
M. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
M ^{lle} LEFARD Solange	Mathématiques
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
M ^{me} LEBOUIN Josiane	Mathématiques
M. LEFRANÇOIS Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Jean-Marie	E.N.S.C.L.
M. LEROY Yves	I.U.T. Lille
M. LEROUX René	Géographie et Aménagement Spatial
M. LOQUETIER Robert	Physique
M. LOUAGNE Francis	Sciences Appliquées
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. MAIS Serge	Physique
M ^{me} MAILLET Monique	Sciences Economiques et Sociales
M. MAILLET Christian	Automatique
M. MALAUSSIERA Jean-Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MESSIERIN Jean	Physique
M. MIGNON Michel	Sciences Appliquées
M. MONTÉL Marc	Physique
M. MONTVILLE Bernard	I.U.T. Lille
M. MOSSIER Guy	Sciences Economiques et Sociales
M. NICOLE Jacques	E.N.S.C.L.
M. OUSTAU Roger	Sciences Appliquées
M. PAINET Martin	Electrotechnique
M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
M. PARSY Fernand	Mécanique des Fluides
M. PONDROYE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POY Jean-Claude	Sciences Appliquées
M. RACAT Eustache	Radioélectricité
M ^{me} REYVERSERZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. ROYER Bernard	Mathématiques
M. SAINIER Georges	Electronique
M. SÉJOURS Guy	I.U.T. Béthune
M. SIMON Michel	Sciences Economiques et Sociales
M. SIRE Pierre	Physique
M. SUDRE Jean	Géographie et Aménagement Spatial
M. THOMAS Daniel	Chimie Minérale Appliquée
M. TOULOUSE Jean-Marc	Sciences Appliquées
M. TRANTON Jean-René	Sciences Economiques et Sociales
M. VANDUNPE Bernard	Sciences Appliquées
M. VILLEMIN Michel	I.U.T. Béthune
M. WAMERLOT Michel	Géologie Générale
M ^{me} ZINN COETIN Nicole	Mathématiques

A ma femme

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire de Spectroscopie hertzienne de l'unité d'enseignement et de recherche de Physique Fondamentale de l'Université de Lille I, sous la bienveillante direction de Monsieur le Professeur WERTHEIMER à qui je tiens à exprimer ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur BELLET pour l'encourageant intérêt avec lequel il a suivi la progression de ces études.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur SCHILTZ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury et à Monsieur le Professeur DELHAYE qui a accepté d'en être membre.

Toute ma reconnaissance va aux membres de l'équipe, Jean LEMAIRE et Jacques THIBault pour l'aide constante et efficace qu'ils m'ont apporté, ainsi que pour l'ambiance sympathique qu'ils ont su créer. Je remercie plus précisément mon ami Jean LEMAIRE qui, par sa compétence, a su particulièrement favoriser l'aboutissement de mes travaux.

Que toute ma sympathie soit acquise à Monsieur ROOSEELS et au personnel technique des ateliers de mécanique et d'électronique pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour la réalisation expérimentale, ainsi qu'au personnel qui a assuré la charge de la publication du présent mémoire.

INTRODUCTION

Les premières expériences de double irradiation infra-rouge hertzien réalisées au laboratoire de spectroscopie hertzienne [1] [2] ont été effectuées à l'aide d'une source infra-rouge dite de pompe constituée par un laser commercial à anhydride carbonique.

Lors de ces études, de nombreuses difficultés sont apparues, dues essentiellement à l'instabilité tant en fréquence qu'en amplitude de cette source. En particulier, aucune étude fine des phénomènes observés n'a pu être réalisée.

L'étude des causes d'instabilité, les solutions à envisager pour conduire à la réalisation expérimentale d'une source infra-rouge de meilleure qualité constituent le but de notre travail. Précisons qu'il ne s'agit pas ici de constituer un étalon de fréquence, mais d'améliorer substantiellement un laser commercial devant nous permettre de mener à bien les études en cours.

Les critères auquel doit satisfaire ce laser sont :

- Stabilité en fréquence de l'ordre de 10^{-8}
- Bonne monochromaticité.
- Stabilité en amplitude de l'ordre de 10^{-2}
- Puissance de sortie aussi élevée que possible.

Après quelques rappels sur le fonctionnement du laser à anhydride carbonique, figurent les études théoriques permettant de dégager les données quantitatives essentielles qui serviront de base de travail à la réalisation expérimentale. Un contrôle des performances du laser ainsi modifié nous permettra de juger de la qualité de la stabilisation et de contrôler sa bonne adaptation aux études entreprises.

D'autre part, cette source doit être modulée par tout ou rien pour permettre, par détection synchrone ou échantillonnage, la mise en évidence des modifications apportées au système sous l'action de ce rayonnement. Une dernière partie sera donc consacrée aux différentes possibilités de modulation ainsi qu'à la description de la réalisation d'un modulateur mécanique permettant de hacher la source de pompe à une fréquence de 12 kHz.

La molécule

Avant d'aborder l'étude de la stabilité du laser à anhydride carbonique, nous décrirons rapidement son mode de fonctionnement.

La molécule d'anhydride carbonique du type linéaire possède trois vibrations fondamentales : deux non dégénérées et une dégénérée correspondant aux énergies :

$$\begin{aligned}
\nu_3 &= 2349 \text{ cm}^{-1} && \text{non dégénérée} \\
\nu_1 &= 1385 \text{ cm}^{-1} && \text{non dégénérée} \\
\nu_2 &= 667 \text{ cm}^{-1} && \text{dégénérée}
\end{aligned}$$

Chaque niveau d'énergie est noté $\nu_1 \nu_2^l \nu_3$ où les ν_i sont les nombres quantiques de vibration et l le nombre quantique du moment cinétique associé à la vibration dégénérée ν_2 .

Trois bandes d'émission ont été observées avec ce type de laser [3]. Elles se situent vers 9,6 μ , 10,6 μ et 11 μ et correspondent respectivement aux transitions $00^0 1 \Rightarrow 02^0 0$ $00^0 1 \Rightarrow 10^0 0$ $01^1 1 \Rightarrow 11^1 0$

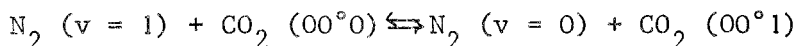
Pour ces trois bandes, le mécanisme de base est le même : il consiste à enrichir la population du niveau $00^0 1$, mais il est un peu plus complexe pour la bande située vers 11 μ .

L'anhydride carbonique peut être excité directement à l'aide d'une décharge électrique. Cependant avec cette méthode, la puissance de sortie est relativement faible. L'adjonction d'un gaz supplémentaire convenablement choisi peut considérablement favoriser l'enrichissement du niveau supérieur. Dans le cas présent, ce gaz est constitué par de l'azote ajouté en quantité voisine de celle de l'anhydride carbonique [4]. Deux raisons importantes dictent ce choix.

1) Le niveau $\nu = 1$ de l'azote ne diffère que de 18 cm^{-1} du niveau $00^0 1$ de l'anhydride carbonique.

2) La durée de vie dans cet état de l'azote excité est très grande.

L'énergie de translation due à l'agitation thermique correspond à 210 cm^{-1} , vers $T = 300^\circ\text{K}$, le transfert d'énergie par chocs moléculaires a donc une grande probabilité de se produire et peut se représenter par la relation :

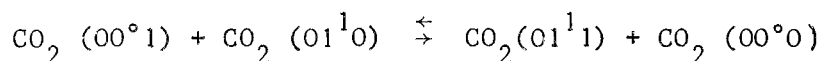


De plus, l'azote vibrationnellement excité est facilement produit dans une décharge électrique.

Il est parfois remplacé par l'air qui présente cependant l'inconvénient d'oxyder les électrodes excitatrices et de diminuer le rendement.

Pour les deux premières bandes situées vers 9,6 μ et 10,6 μ , le mécanisme de base consiste à enrichir directement la population du niveau $00^0 1$.

La troisième bande située vers 11 μ est obtenue à partir de ce même niveau mais en accordant la cavité à l'aide d'un élément dispersif uniquement dans le domaine correspondant à la fréquence des transitions de cette bande. Ceci a pour effet de défavoriser le transfert radiatif à partir du niveau $00^0 1$ et de favoriser l'enrichissement du niveau $01^1 1$ par chocs moléculaires du type



créant ainsi l'inversion de population entre les niveaux $01^1 1$ et $11^1 0$.

La figure 1 représente la disposition des niveaux d'énergie et les émissions possibles alors que la figure 2 montre la répartition de la puissance d'émission en fonction des différentes bandes.

Le rendement de ce laser peut encore être amélioré en ajoutant de l'hélium aux deux précédents gaz. Ceci a un effet considérable sur les performances du laser et les expériences effectuées [3] [5] ont conduit à lui attribuer une double action.

1) L'observation de la luminescence de la décharge électrique en présence et en absence d'Hélium semble montrer que cette présence réduit le coefficient de diffusion de l'anhydride carbonique et atténue ainsi le phénomène de desexcitation des molécules de CO_2 au contact des parois.

2) La puissance infra-rouge disponible à la sortie du laser passe par un maximum déterminé en fonction de la puissance électrique fournie par la décharge. Il a été montré expérimentalement que l'introduction d'hélium permet d'obtenir un maximum plus important pour une puissance d'alimentation plus élevée.

La figure 3 met en évidence l'importance de la contribution de l'azote et de l'hélium sur le rendement du laser.

Chaque niveau de vibration se décompose en fait en sous-niveaux de rotation. Les émissions correspondent donc à des transitions de rotation-vibration et constituent un spectre discret relativement dense compris entre 850 et 1100 cm^{-1} . La fréquence qui sépare deux fréquences d'émission successives est d'environ 50 GHz.

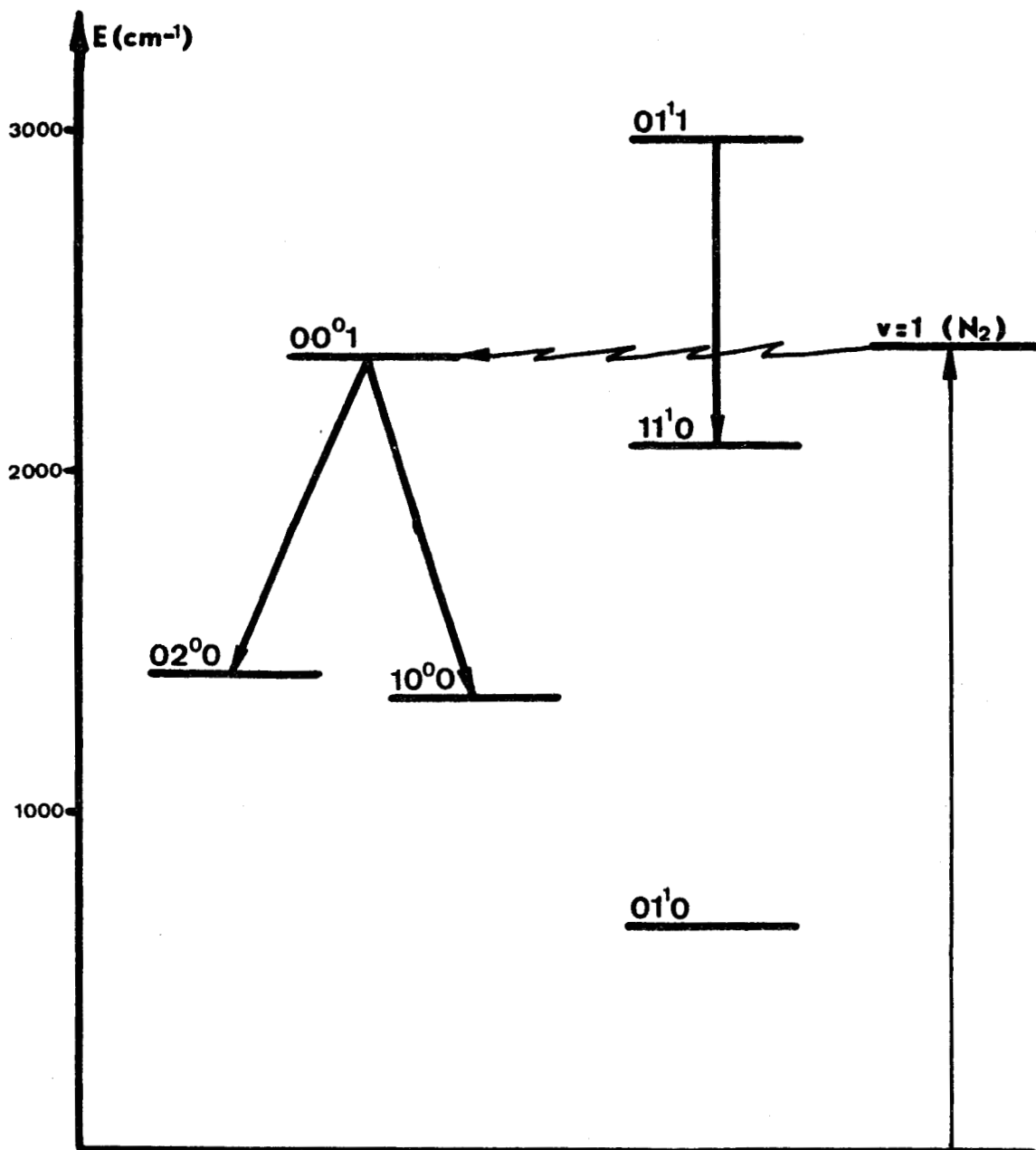


FIGURE - 1 -

NIVEAUX D'ENERGIE DU CO₂ TRANSITIONS LASER



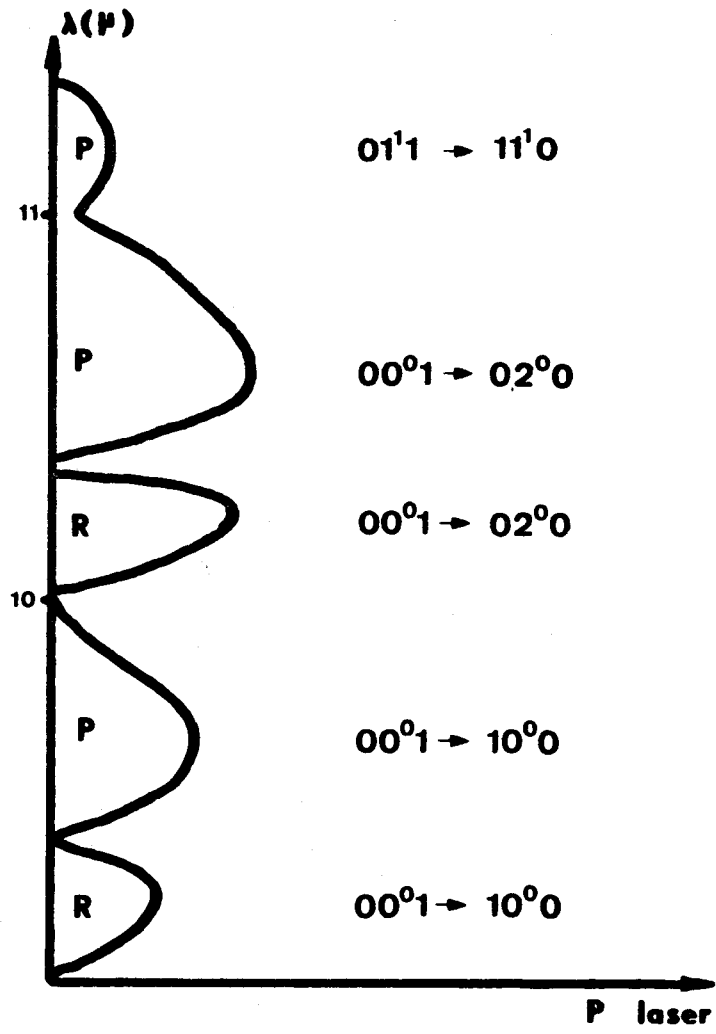


FIGURE - 2 -

PUISSANCE RELATIVE DE L'EMISSION LASER
POUR LES DIFFERENTES BANDES

- 1. CO₂ - Pur
- 2. CO₂ - N₂
- 3. CO₂ - He
- 4. CO₂ - He - N₂

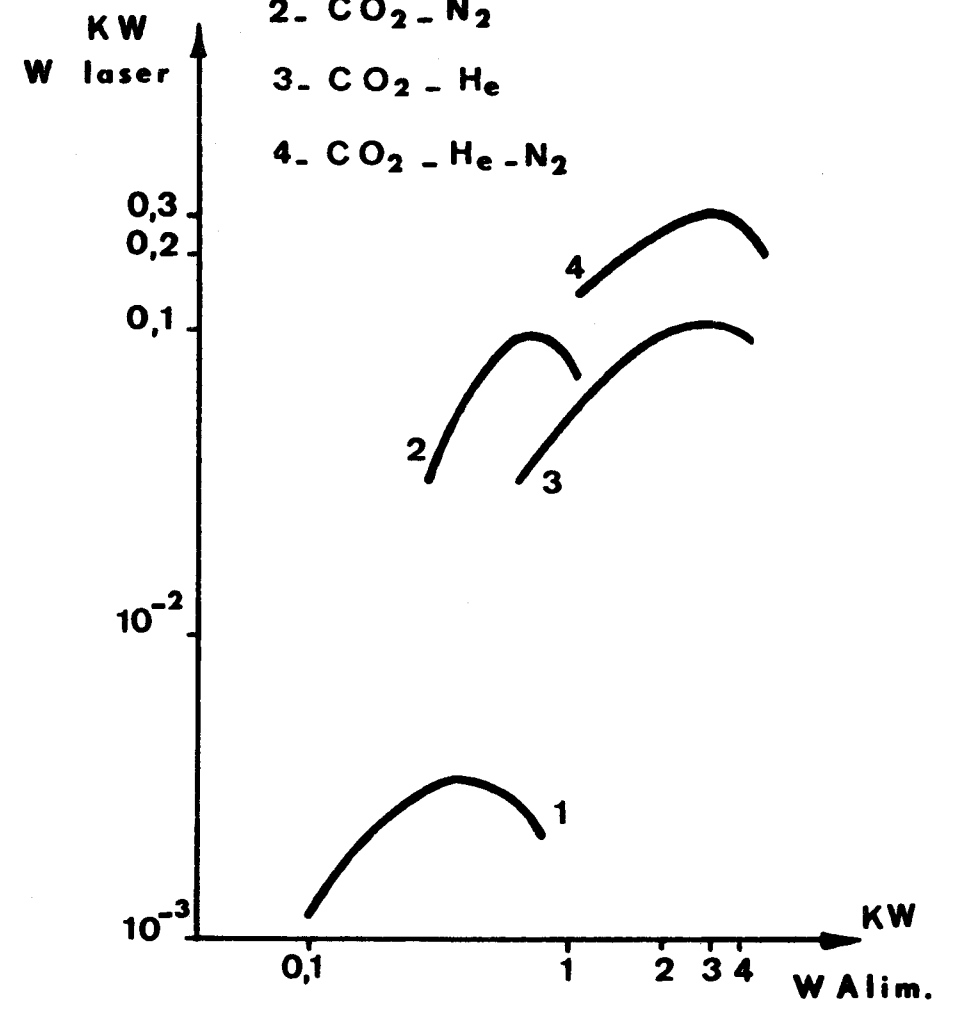


FIGURE - 3 -

INFLUENCE DE N₂ ET He SUR LA PUISSANCE
D'EMISSION



Le milieu amplificateur est placé à l'intérieur d'une cavité Perot-Fabry de longueur L dont les fréquences de résonance successives sont espacées de $\frac{C}{2L}$ (50 MHz pour une cavité de 3 m).

Plusieurs émissions peuvent avoir lieu simultanément si leur fréquence est un multiple entier de $\frac{C}{2L}$. Ce fonctionnement "multi-raies" est toujours accompagné d'un phénomène de compétition constitué par une répartition aléatoire de la puissance entre ces différentes émissions. Une grande instabilité en amplitude caractérise alors ce mode de fonctionnement.

Si l'élément dispersif utilisé est très sélectif, il est alors possible de sélectionner une raie correspondant à une seule transition de rotation-vibration et d'éliminer ainsi ce phénomène de compétition.

D'autre part, cette cavité résonnante est pour des lasers puissants très longue par rapport à la longueur d'onde de la radiation émise (au moins 10^4 fois plus longue), ce qui a pour conséquence d'introduire en plus des résonances longitudinales correspondant à des "modes" longitudinaux des modes transverses dont les fréquences sont comprises entre les fréquences des résonances longitudinales. Leur espacement et leur nombre dépendent de la géométrie de la cavité.

Le laser utilisé pour nos premières expériences nous a été fourni par la Compagnie Générale d'Electricité. Il est de conception classique (fig. 4).

L'enceinte contenant le gaz est constituée par un tube de verre fermé aux extrémités par deux lames de sel à faces parallèles placées sous incidence Brewsterienne pour la longueur d'onde moyenne (10,6 μ). Ce tube est entouré d'une jaquette parcourue par un courant d'eau assurant le refroidissement des parois. Deux ajutages disposés près des extrémités permettent le passage des gaz et l'introduction des électrodes d'excitation de décharge réalisées en aluminium.

Une pompe à palette assure l'écoulement permanent des gaz constituant le milieu amplificateur.

La décharge électrique est produite par une alimentation à courant continu non régulée non filtrée.

Les miroirs constituant la cavité résonnante sont situés à chaque extrémité et à l'extérieur du tube dont ils sont indépendants.

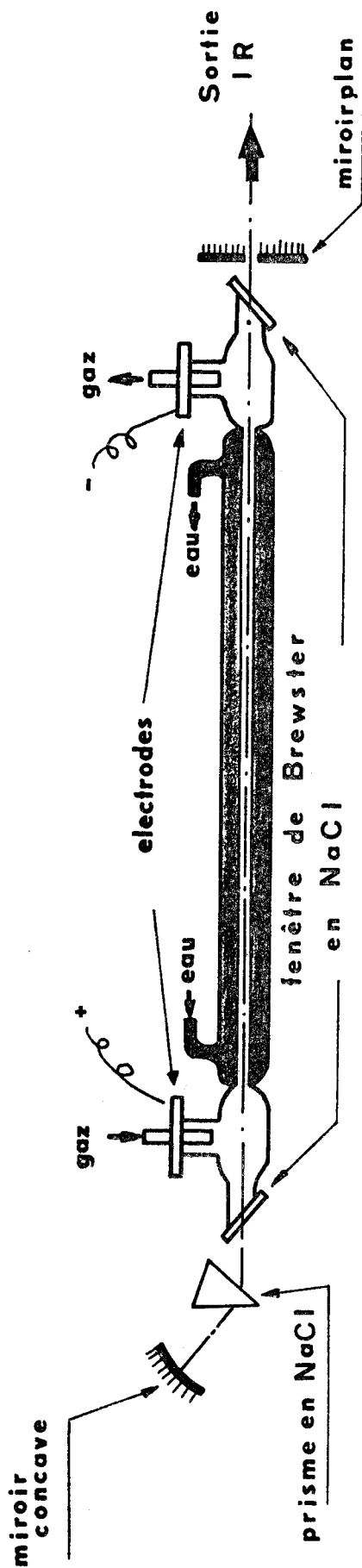


FIGURE - 4 -

SCHEMA DU LASER

Un prisme en sel fait office d'élément dispersif et la rotation d'un des miroirs autour de ce prisme assure la sélection des raies. La cavité est couplée à l'extérieur par un trou percé au centre du second miroir. Tout cet ensemble (tube et cavité) repose sur un banc de granit.

I

ETUDE DE LA STABILITE EN FREQUENCE DU LASER.

I - DETERMINATION DES TERMES DONT L'INFLUENCE EST PREPONDERANTE

Une étude comparative de la largeur de la raie émise et de la largeur de la courbe de gain va permettre la mise en évidence des termes prépondérants.

- a) Largeur de la raie émise pour une transition de rotation-vibration donnée.

La limite théorique de cette largeur, à mi-hauteur, est fixée approximativement par la formule suivante [6]

$$\Delta\nu_{osc} = \frac{\pi h \nu}{P} (\Delta\nu_c)^2$$

$\Delta\nu_c$ est la finesse de frange du résonateur seul

P la puissance disponible dans la cavité

ν la fréquence d'émission.

- b) Finesse de frange du résonateur.

Cette finesse nous est donnée par la relation classique

$$\Delta\nu_c = \frac{c (1 - R)}{2 \pi nL}$$

R est le coefficient de réflexion des miroirs

n l'indice du milieu situé entre les miroirs

L La longueur de la cavité

- c) Courbe de gain du laser.

Le coefficient d'amplification maximum du milieu amplificateur s'écrit [7]

$$\alpha_o = \frac{C^2}{8 \pi \nu^2} \sqrt{\frac{\text{Log } 2}{\pi}} g_2 \frac{A_{21}}{\Delta\nu_D} \left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right)$$

N_2 et N_1 sont les populations des états supérieurs et inférieurs

g_2 et g_1 les poids statistiques des niveaux supérieurs et inférieurs correspondant à la multiplicité de chacun d'eux.

A_{21} le coefficient d'émission spontanée d'Einstein

Δv_D Largeur de la raie spontanée due à l'agitation thermique des molécules (largeur Doppler).

Compte-tenu de cette largeur Doppler le coefficient d'amplification a la forme :

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} \sqrt{\log 2} \right)^2 \right]$$

Le milieu gazeux devient amplificateur si $\alpha > 0$ soit si

$$\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} > 0$$

D'autre part, lors du fonctionnement en continu de l'oscillateur nous pouvons écrire :

$$2 \alpha L = \sum_i P_i$$

où les P_i représentent les pertes diverses, y compris les "pertes" dues au couplage du laser avec l'extérieur et constituant le faisceau utilisable.

L'oscillation ne pourra avoir lieu qu'à la condition

$$\alpha > \frac{\sum_i P_i}{2L} = \alpha_{\text{MIN}}$$

La figure (5 a-b-c) représente; d'une part le coefficient α en fonction de la fréquence d'émission et les différents cas possibles selon la valeur de α ; d'autre part la puissance d'émission en fonction de la fréquence pour ces mêmes cas. Lors de l'oscillation cette courbe s'appelle la courbe de gain.

d) Comparaison de ces différentes largeurs pour un laser de faibles pertes.

La largeur à mi-hauteur de la courbe de gain est approximativement égale à $\Delta \nu_D = 2 \nu_0 \sqrt{\frac{2 kT}{MC^2}} (\text{Log } 2)$ soit environ 60 MHz au voisinage de 1000 cm^{-1} .

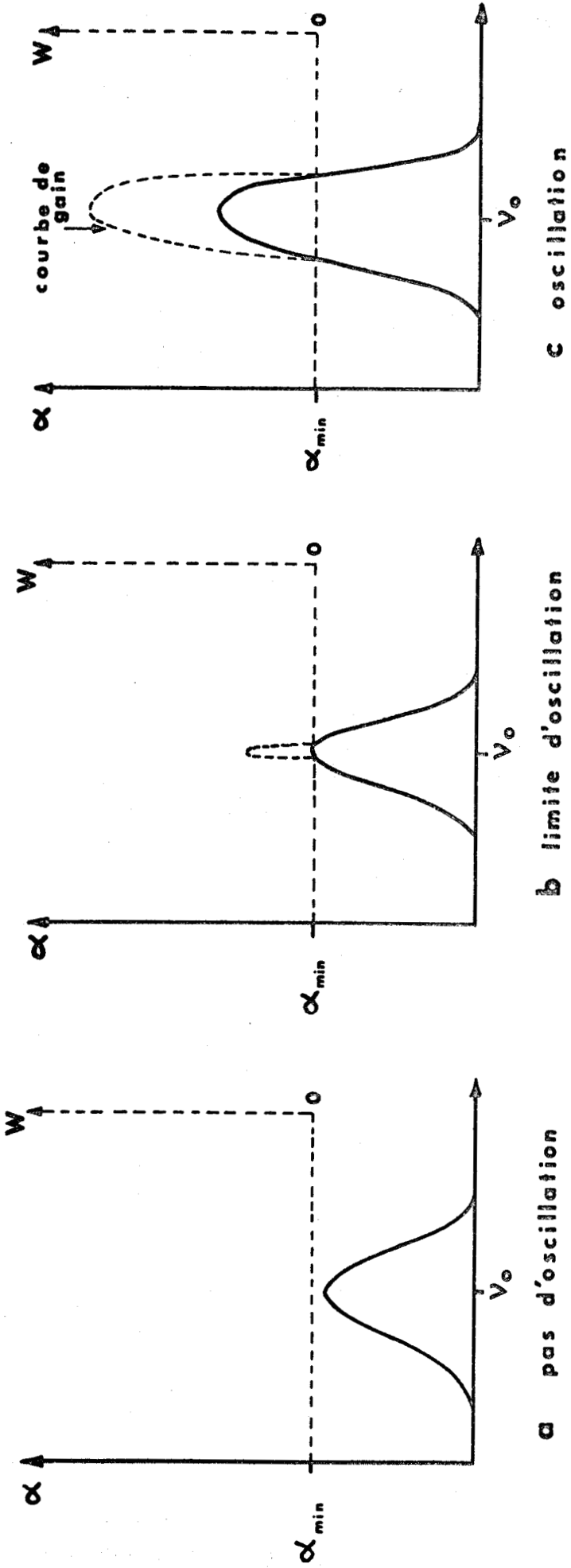


FIGURE - 5 -
 PUISSANCE DE SORTIE EN FONCTION DU COEFFICIENT α
 COURBE DE GAIN

Le terme $\Delta\nu_c$ pour une cavité de trois mètres réalisée à l'aide de miroirs dont le coefficient de réflexion à $10,6 \mu$ peut atteindre 0,99 (grâce à l'emploi d'une couche réfléchissante d'or) est de l'ordre de 100 kHz.

Dans ces conditions, le terme $\Delta\nu_{osc}$ devient égal à $1,7 \cdot 10^{-9}$ Hz.. Ce qui correspond à une émission remarquablement monochromatique.

Ce terme $\Delta\nu_{osc}$ est beaucoup plus petit que $\Delta\nu_D$. Il en résulte que la stabilité en fréquence du laser ne va dépendre que de la stabilité de la longueur optique de la cavité résonnante.

II - ETUDE DE LA STABILITE DE LA LONGUEUR OPTIQUE DE LA CAVITE.

Les fréquences de résonance de cette cavité sont données par :

$$\nu = \frac{kc}{2nL} \quad \text{où } k \text{ est un nombre entier.}$$

La stabilité en fréquence du laser peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L}$$

a) Terme $\frac{\Delta L}{L}$

Ce terme est considéré dans la plupart des cas |8| |9| |10| comme prépondérant. La variation de la longueur géométrique de la cavité a pour causes principales

→ La dilatation de l'ensemble supportant les miroirs due à la variation de température de l'environnement.

→ Les vibrations provenant du milieu ambiant et transmises aux miroirs.

b) Terme $\frac{\Delta n}{n}$

Pour un laser identique à celui décrit précédemment, les milieux traversés par le rayonnement à l'intérieur de la cavité sont constitués par le milieu amplificateur, les fenêtres placées sous incidence de Brewster et l'air compris entre ces incidences et les miroirs.

*La stabilité de l'indice dépend donc essentiellement de la stabilité de la température, de la pression et de la composition de ces milieux.

III - ORDRE DE GRANDEUR DE CES DIFFERENTS TERMES.

a) Variations de la longueur géométrique de la cavité

Remarquons qu'une variation de longueur de 1μ pour une cavité résonnante de 3 mètres entraîne une variation de fréquence $\Delta\nu = 10$ MHz aux environs de 10μ .

Nous pouvons distinguer deux causes principales :

1) Variation de longueur due à la température.

Cette variation peut s'exprimer par $\left| \frac{\Delta\nu}{\nu} \right| = \alpha \Delta T$ ou α est le coefficient de dilatation thermique du matériau supportant les miroirs. Il dépend fortement des matériaux utilisés.

2) Variations de longueur dues aux vibrations.

→ Fluctuations thermiques de la structure supportant les miroirs. Ces vibrations conduisent à une variation relative $\left| \frac{\Delta\nu}{\nu} \right| = \left| \frac{2kT}{YV} \right|^{1/2}$ où Y est le module d'Young de cette structure et V son volume.

Avec des matériaux rigides dont le module d'Young est relativement important, les fluctuations résultantes sont très faibles ($\Delta\nu$ est de l'ordre de quelques dizaines de hertz au maximum).

→ Vibrations provenant du milieu ambiant.

Il n'est pas possible de donner un ordre de grandeur de leur influence sur la stabilité. Remarquons simplement qu'elle dépend essentiellement de la manière dont le laser est isolé du milieu extérieur et de la rigidité de l'ensemble.

Ces vibrations peuvent modifier, soit la longueur de la cavité, soit la longueur du trajet optique entre les fenêtres de Brewster par la variation d'inclinaison de celles-ci. En ce qui concerne la variation de longueur de cavité, le chiffre déjà cité nous donne $\Delta\nu = 10$ MHz pour $\Delta L = 1 \mu$.

Pour la variation de position des fenêtres de Brewster, un calcul simple peut être effectué : la longueur du trajet optique dans chaque fenêtre est $b = \frac{ne}{\cos \gamma}$

où n est l'indice du matériau constituant les fenêtres

e l'épaisseur de ces fenêtres

γ l'angle de réfraction à l'intérieur des fenêtres.

L'angle de Brewster γ_B est donc égal à $\frac{\pi}{2} - \gamma$ et si $n'l$ est la longueur optique du milieu situé entre les fenêtres de Brewster, la longueur optique de l'ensemble sera $l' = n'l + 2b$.

En différenciant cette relation, nous obtenons

$$dl' = n'dl + 2 db \quad \# \quad dl + 2 db \quad (n' \neq 1)$$

Si maintenant nous supposons que la longueur géométrique de l'ensemble reste constante, nous pouvons écrire :

$$1 + \frac{2e}{\cos \gamma} \cos (\gamma_B - \gamma) = \text{cste}$$

$$\text{Soit } dl = - \frac{2e d\gamma}{\cos^2 \gamma} \sin \gamma \cos (\gamma_B - \gamma) + \frac{2e}{\cos \gamma} \sin (\gamma_B - \gamma) (d\gamma_B - d\gamma)$$

$$db = \frac{en}{\cos^2 \gamma} \sin \gamma d\gamma$$

en tenant compte des relations :

$$\sin \gamma_B = n \sin \gamma$$

$$\text{et } \frac{\sin \gamma_B}{\cos \gamma_B} \neq n$$

nous obtenons :

$$db \neq \frac{e}{n^2 \sin \gamma_B} d\gamma_B \quad dl \neq \left[\frac{2e}{n^2 \sin \gamma_B} + \frac{2e}{\sin \gamma_B} \cos 2\gamma_B \right] d\gamma_B$$

finalement :

$$dl' \neq \frac{-2e}{\sin \gamma_B} \cdot \frac{\cos 2\gamma_B}{\sin \gamma_B} d\gamma_B$$

Une variation aussi petite que $\Delta\gamma_B = 5 \cdot 10^{-6}$ radian entraîne une variation relative vers 10μ de $\frac{\Delta v}{v} = 10^{-8}$ pour deux fenêtres de sel de 5 mm d'épaisseur distantes de 2,5 mètres.

Ces chiffres situent l'importance que peuvent avoir les vibrations sur la stabilité du laser.

b) Variations d'indices

1) Du milieu amplificateur

Il est difficile d'évaluer théoriquement l'ordre de grandeur de ces variations d'indice. D'une part, la pression et la température ne sont pas facilement mesurables à l'intérieur de l'enceinte ;

d'autre part, il est mal aisé de dissocier les causes de fluctuation de fréquence les unes des autres et d'attribuer à chacune d'elles une importance relative.

Il semble préférable de modifier chacun des paramètres séparément et de mesurer la dérive en fréquence qui en résulte. Mocker [11] a effectué ce type d'expériences portant sur la variation de la fréquence d'émission en fonction

- De la pression totale de gaz
- De la pression partielle de CO_2
- De la décharge électrique.

L'étude a porté sur la bande $00^\circ 1 \rightarrow 10^\circ 0$, le débit relatif des gaz CO_2 , N_2 , H_e de 1, 1, 3, respectivement. Le laser utilisé mesurait 30 cm et le diamètre du tube contenant le milieu amplificateur 8 mm.

Les courbes représentant ces variations sont reportées fig. 6 - 7 - 8. Les valeurs tirées de ces courbes peuvent servir de base à nos estimations. Elles ne sont qu'approximatives car elles peuvent différer sensiblement pour des lasers de plus grandes dimensions tels que celui que nous voulons stabiliser ainsi que pour des conditions moyennes de fonctionnement différentes. Nous trouvons :

- 5 MHz/Torr pour la variation de fréquence en fonction de la pression totale au voisinage de 12 Torr
- 2 MHz/Torr pour une variation de la pression partielle de CO_2 de 2 à 3 Torr toujours pour une pression totale de 12 Torr.
- 500 à 900 MHz/mA pour une variation de l'intensité de la décharge électrique autour de 10 mA.

Seule l'étude portant sur la variation d'indice en fonction de la température du plasma n'a pas été effectuée par Mocker.

2) Variations d'indice du milieu compris entre les miroirs et les incidences de Brewster.

La température, la pression ainsi que le degré hygrométrique de l'air compris entre les incidences et les miroirs influent également.

Cependant, en évitant de provoquer des remous d'air à proximité du laser et en raccourcissant la distance fenêtre-miroir au maximum, il est possible de minimiser fortement ces causes d'instabilité .

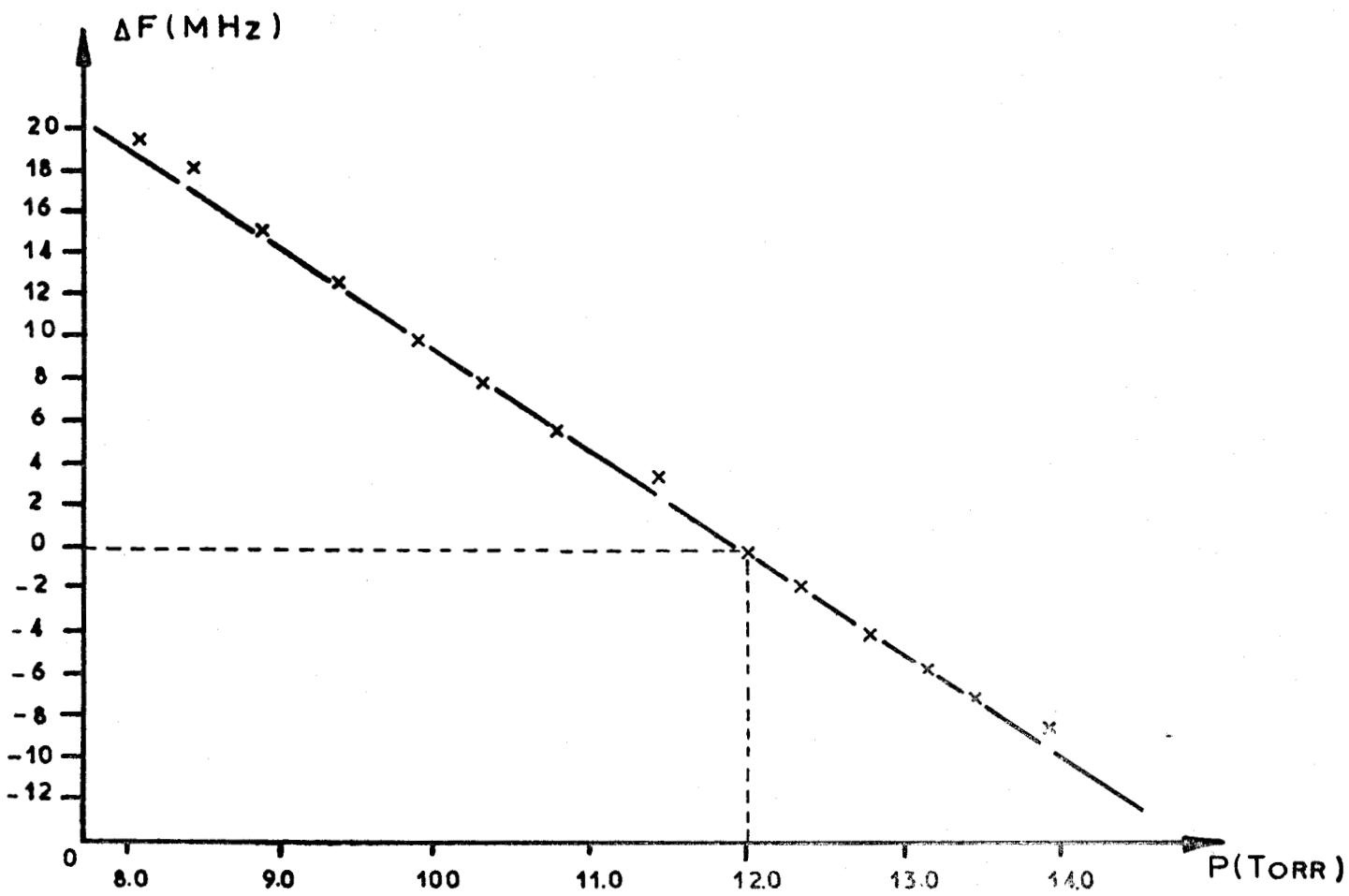


FIGURE - 6 -

VARIATION DE LA FREQUENCE EN FONCTION DE LA PRESSION TOTALE



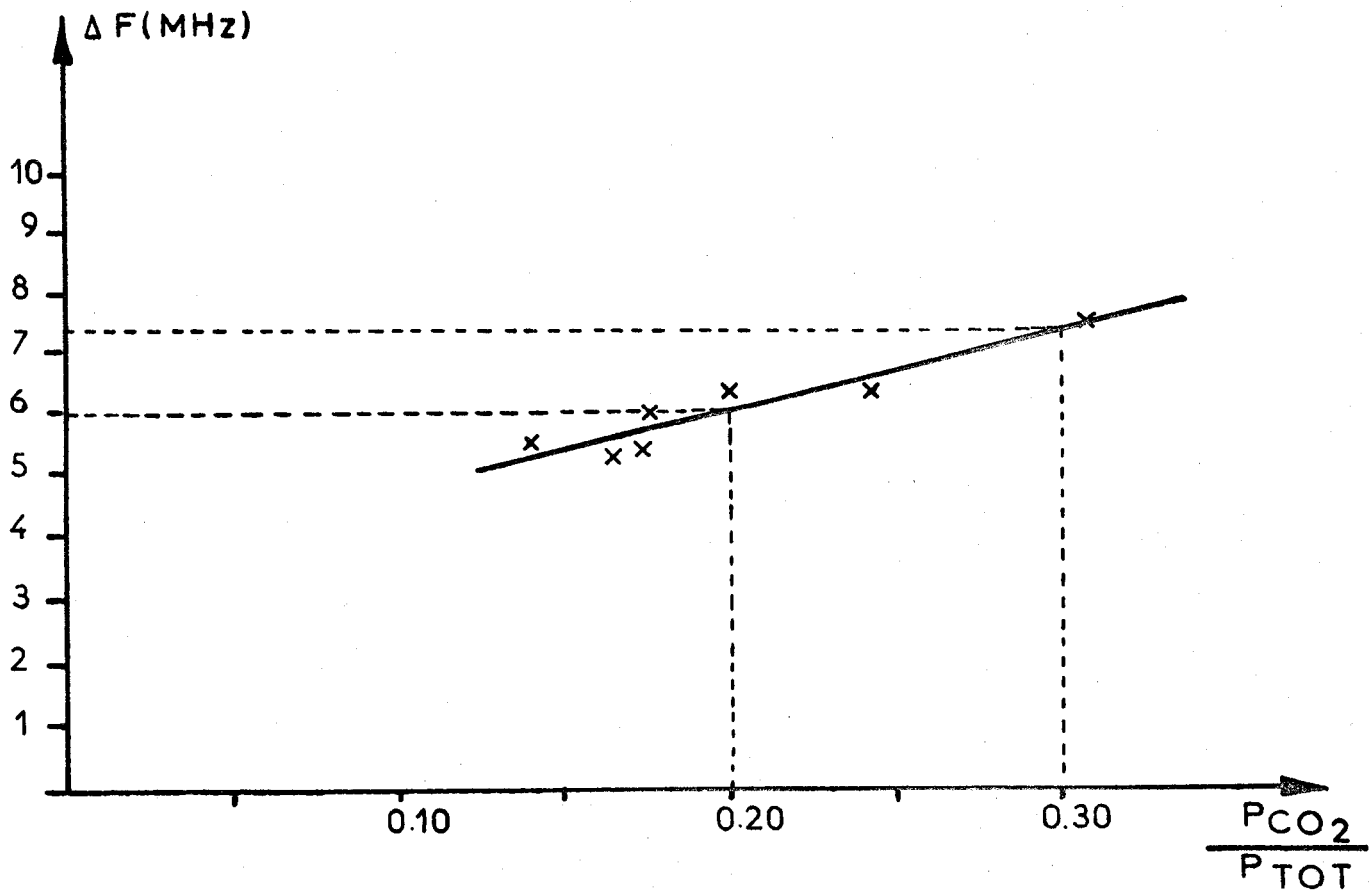


FIGURE - 7 -

**VARIATION DE LA FREQUENCE EN FONCTION DE LA
PRESSION PARTIELLE DE CO₂**



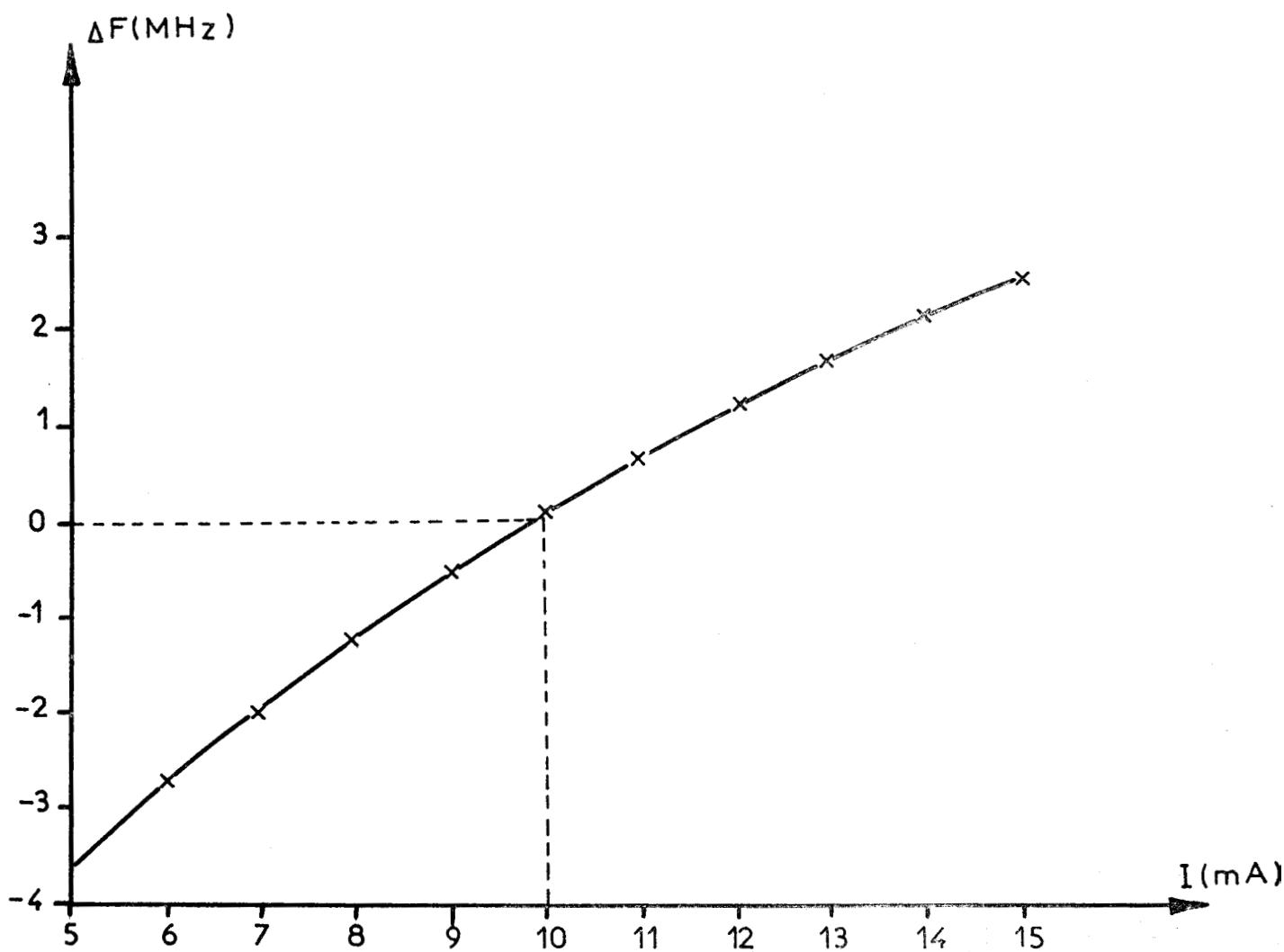


FIGURE - 8 -

VARIATION DE LA FREQUENCE EN FONCTION DE L'INTENSITE
DE LA DECHARGE ELECTRIQUE



II

EMISSION MONOCHROMATIQUE

La longueur optique de la cavité étant supposée stabilisée, nous devons maintenant faire osciller le laser sur une seule transition de rotation vibration du gaz. D'autre part, cette oscillation doit correspondre également à un mode de résonance unique de la cavité : le mode fondamental TEM_{00q} .

I - EMISSION MONORALE

L'introduction d'un élément suffisamment sélectif à l'intérieur de la cavité permet d'obtenir un tel fonctionnement. Plusieurs méthodes sont utilisées :

a) Une des premières consiste à utiliser un prisme en matériau transparent à $10,6 \mu$. Réalisé en général en Na Cl, cet élément est relativement peu coûteux et très lumineux. Cependant, son emploi s'avère peu commode : le sel est très hygroscopique ; les réglages de positionnement de ce prisme dans la cavité sont délicats, et, critère plus important, sa sélectivité est insuffisante. Expérimentalement, l'émission recherchée a toujours été accompagnée de celle de deux ou trois raies correspondant à des transitions voisines.

Pour limiter les pertes par réflexion sur les faces du prisme, celui-ci a été taillé pour que les rayons attaquent les faces sous incidence de Brewster pour la longueur d'onde d'émission moyenne ($10,6 \mu$). Il travaille donc au minimum de déviation. Dans ces conditions, les relations liant l'angle au sommet A du prisme, l'angle d'incidence i et l'indice n du matériau le constituant sont :

$$\sin i = n \sin \frac{A}{2}$$

$$\operatorname{tg} i = n$$

$$\text{d'où } \sin \frac{A}{2} = \sqrt{\frac{1}{(1+n)n}}$$

Pour un prisme en Na Cl, $A = 63^\circ$. Un calcul rapide permet de situer la sélectivité du prisme $\frac{d\beta}{d\lambda}$ où $d\beta$ représente la variation de l'angle de déviation, c'est-à-dire l'angle dont il faut faire tourner le miroir situé derrière le prisme pour garder l'accord de la cavité lorsque la longueur d'onde émise varie de $d\lambda$. A partir des relations

$$\begin{aligned} \sin i &= n \sin r \\ n \sin r' &= \sin i' \end{aligned}$$

Pour i , fixe, nous trouvons

$$d\beta = di' \text{ et}$$

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \left| \frac{1}{n} \cdot \frac{\sin i'}{\cos i'} + \frac{1}{n} \cdot \frac{\sin i}{\cos i'} \cdot \frac{\cos r'}{\cos r} \right|$$

en voisinage de la déviation minimale ;

$$i \neq i' \quad r \neq r' \quad \text{et} \quad \text{tg } i \neq n$$

$$\text{Soit} \quad \frac{d\beta}{d\lambda} \neq 2 \frac{dn}{d\lambda}$$

Au voisinage de $10,6 \mu$, la valeur de $\frac{dn}{d\lambda}$ est de l'ordre de $-7 \cdot 10^{-3} / \mu$ |12| et

$$\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| = 14 \cdot 10^{-3} \text{ rd} / \mu$$

résultat qu'il est possible d'exprimer sous la forme $\left| \frac{d\beta}{dF} \right| = 0,48' / \text{cm}^{-1}$

b) L'élément sélectif peut également être constitué par un réseau à échelle utilisée dans les conditions de Littrow.

Ce n'est que depuis quelques années seulement qu'ils sont employés sur les lasers à CO_2 . La fabrication de ce type de réseau dans le domaine de 10μ est très délicate. Les procédés de gravure sont différents selon que la longueur d'onde de travail est petite ou grande.

Dans cette région, jusqu'à ces dernières années, les gravures effectuées n'étaient pas d'excellente qualité. A l'époque où les premiers montages de lasers à CO_2 à réseau sont apparus, des études effectuées à la Faculté des Sciences de Marseille ont montré qu'une plus grande efficacité était obtenue avec un réseau de longueur d'onde de miroitement de l'ordre 20μ , ce réseau travaillant dans les conditions de Littrow et dans l'ordre 2.

C'est à partir de ces données qu'a été choisi l'un des premiers réseaux utilisés par la Compagnie Générale d'Electricité sur un laser à CO_2 . Ses caractéristiques sont les suivantes :

longueur d'onde de miroitement : 23μ

Nombre de traits au mm : 45,7

Ce type d'élément présente l'avantage :

→ d'être plus sélectif, ce qui permet d'obtenir un fonctionnement monoraie .

→ de remplacer un des miroirs de la cavité (Il travaille dans les conditions de Littrow).

Par contre :

→ Il est relativement couteux : la forte densité d'énergie dans la cavité résonnante nécessite l'emploi d'une matrice de réseau.

→ Il introduit des pertes importantes dues :

- Aux irrégularités du tracé
- A l'énergie diffractée dans les différents ordres.

A partir de la relation classique relative aux réseaux utilisés dans les conditions de Littrow $\sin i = \frac{k\lambda}{2a}$, il est possible de calculer pour un tel réseau les angles d'incidence permettant l'accord de la cavité sur une longueur d'onde déterminée. Le tableau ci-dessous a été établi pour une longueur d'onde de 10 μ et les différentes possibilités sont illustrées par la figure : 9 - a

sin i	i	k
0,914	66°	4
0,685	39°	3
0,457	27°	2
0,228	13°	1
- 0,228	- 13°	- 1
- 0,457	- 27°	- 2
- 0,685	- 39°	- 3

La valeur k = 0 correspondant à une réflexion normale du réseau a été éliminée.

Lorsque le réseau est utilisé dans un ordre déterminé correspondant à un angle d'incidence i, une partie de l'énergie est diffractée dans les directions i' définies par $\sin i' = \frac{k\lambda}{a} - \sin i$.

Cette énergie, pour i' \neq i, est inutilisée dans le cas d'un couplage effectué par le miroir situé à l'autre extrémité de la cavité et est d'autant plus importante que le nombre de valeurs de k satisfaisant à cette équation est grand.

Le tableau ci-dessous ainsi que la figure indiquent toujours à 10μ et pour un ordre de travail égal à 2, ces différentes valeurs de k et les directions de diffraction i' de l'énergie inutilisée.

$k = 3$	$i' = 66^\circ$
$k = 1$	$i' = 0^\circ$
$k = 0$	$i' = -27^\circ$

Remarquons que la diminution du pas a du réseau réduirait le nombre de valeurs i' .

Les progrès récents dans la fabrication et le contrôle de la régularité des traits ont permis à Wolga [13] de comparer l'efficacité ainsi que la sélectivité de différents réseaux et de trouver un réseau de grande sélectivité dont l'efficacité vers 10μ peut atteindre 96 %. Ces études ont porté sur 3 réseaux de longueur d'onde de miroitement respectivement de 8, 10, 12 μ . L'influence de la polarisation de l'onde incidente par rapport à la direction des traits a également été étudiée.

Les résultats obtenus pour une longueur d'onde de 10μ sont condensés dans le tableau ci-dessous. Les réseaux travaillent dans l'ordre 1 et dans les conditions de Littrow.

longueur d'onde de miroitement	Polarisation parallèle aux traits		Polarisation perpendiculaire aux traits	
	Efficacité	Energie transportée dans l'ordre 0	Efficacité	Energie transportée dans l'ordre 0
8 μ	19 %	79 %	96 %	1,6 %
10 μ	54 %	38 %	89 %	4,8 %
12 μ	80 %	19 %	93 %	6 %

Le réseau le mieux adapté à notre problème semble donc être le réseau dont la longueur d'onde de miroitement est de 8 μ utilisé avec une polarisation de l'onde incidente perpendiculaire aux traits. Ses caractéristiques sont les suivantes :

Angle de miroitement : $36^\circ 52'$

Nombre de traits par mm : 150.

La figure 10_a nous montre les possibilités de travail de ce réseau dans les conditions de Littrow et la figure 10_b l'énergie perdue par diffraction dans l'ordre 0 lorsque le réseau travaille dans les conditions de Littrow et dans l'ordre 1.

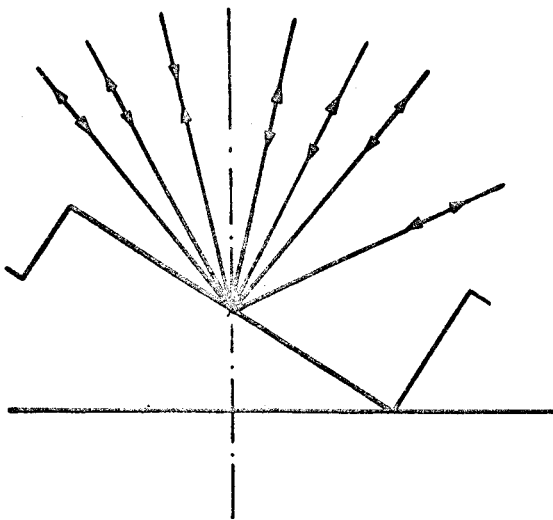


FIGURE - 9 a -
RESEAU "BLAZE" 23μ

ORIENTATIONS DU RESEAU PERMETTANT
L'ACCORD DE LA CAVITE

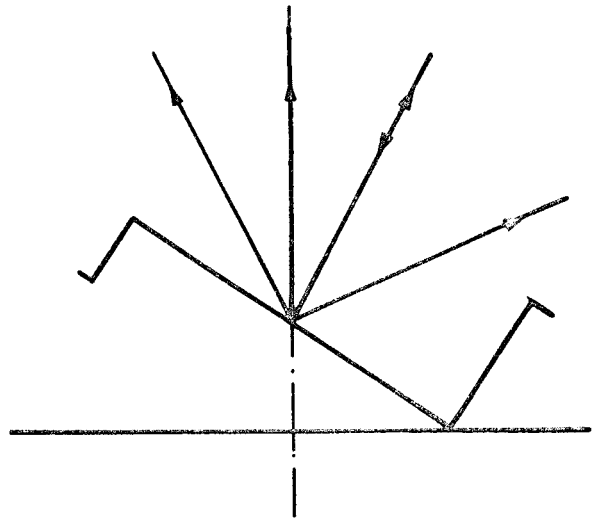


FIGURE - 9 b -
RESEAU "BLAZE" 23μ

DIRECTIONS DE DIFFRACTION DE
L'ENERGIE CORRESPONDANT A L'ORDRE 2

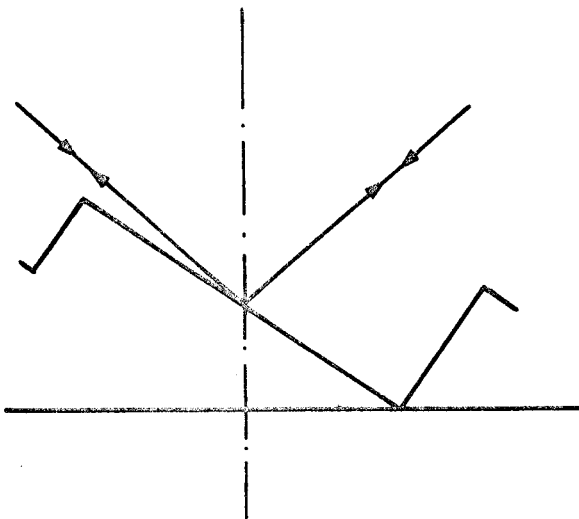


FIGURE - 10 a -
RESEAU "BLAZE" 8μ

ORIENTATIONS DU RESEAU PERMETTANT
L'ACCORD DE LA CAVITE

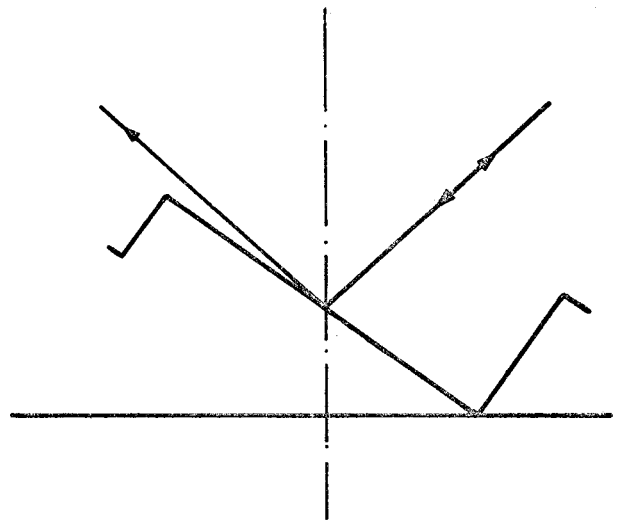


FIGURE - 10 b -
RESEAU "BLAZE" 8μ

DIRECTIONS DE DIFFRACTION DE
L'ENERGIE CORRESPONDANT A L'ORDRE 1



L'énergie perdue est diffractée uniquement dans l'ordre zéro, ce qui explique en partie la meilleure efficacité de ce réseau comparée au précédent.

Parallèlement, des relevés d'efficacité ont été réalisés sur les réseaux de la maison Jobin Yvon [14]. Les courbes relevées ont confirmé que la plus grande efficacité à 10 μ avait été obtenue pour une lumière polarisée perpendiculairement aux traits du réseau et pour un angle de miroitement aussi voisin que possible de 45°.

De la même manière que pour le prisme, nous pouvons calculer le terme $\frac{d\beta}{d\lambda}$ en différenciant la relation $\sin i = \frac{k\lambda}{2a}$ ($i = \beta$)

$$\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| = \frac{k}{2a \cos \beta} = \frac{k \operatorname{tg} \beta}{\lambda} \quad \text{ou encore} \quad \left| \frac{d\beta}{d\nu} \right| = \frac{k \operatorname{tg} \beta}{\nu}$$

Pour les deux types de réseaux décrits, nous trouvons :

$$\text{Réseau "blazé" } 23 \mu : \left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| = 51 \cdot 10^{-3} \text{ rd}/\mu \quad \left| \frac{d\beta}{d\nu} \right| = 1,75' / \text{cm}^{-1} \quad (k = 2)$$

$$\text{Réseau "blazé" } 8 \mu : \left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| = 113 \cdot 10^{-3} \text{ rd}/\mu \quad \left| \frac{d\beta}{d\nu} \right| = 3,9' / \text{cm}^{-1} \quad (k = 1)$$

La sélectivité des réseaux est donc beaucoup plus importante que celle du prisme, ce qui laisse espérer un fonctionnement en monoraie.

Le second réseau étudié ayant l'avantage sur le premier de présenter :

- Une meilleure sélectivité
- Une meilleure efficacité (énergie perdue faible et dans une seule direction).

c) Utilisation d'un dispositif interférométrique.

Il est également possible d'utiliser de tels dispositifs. L'adjonction d'une cavité de longueur L_2 couplée à la cavité principale de longueur L_1 permet d'obtenir une bonne sélectivité et pour des longueurs L_1 et L_2 convenablement choisies de faire osciller le laser en monoraie. Le diagramme de la figure 11 illustre un tel fonctionnement.

Différents montages ont été proposés et effectués :

Par système Michelson [15] [16]

Par système axial [17] [18]

Cependant, ces dispositifs nécessitent en général un miroir supplémentaire ainsi qu'un élément de couplage.

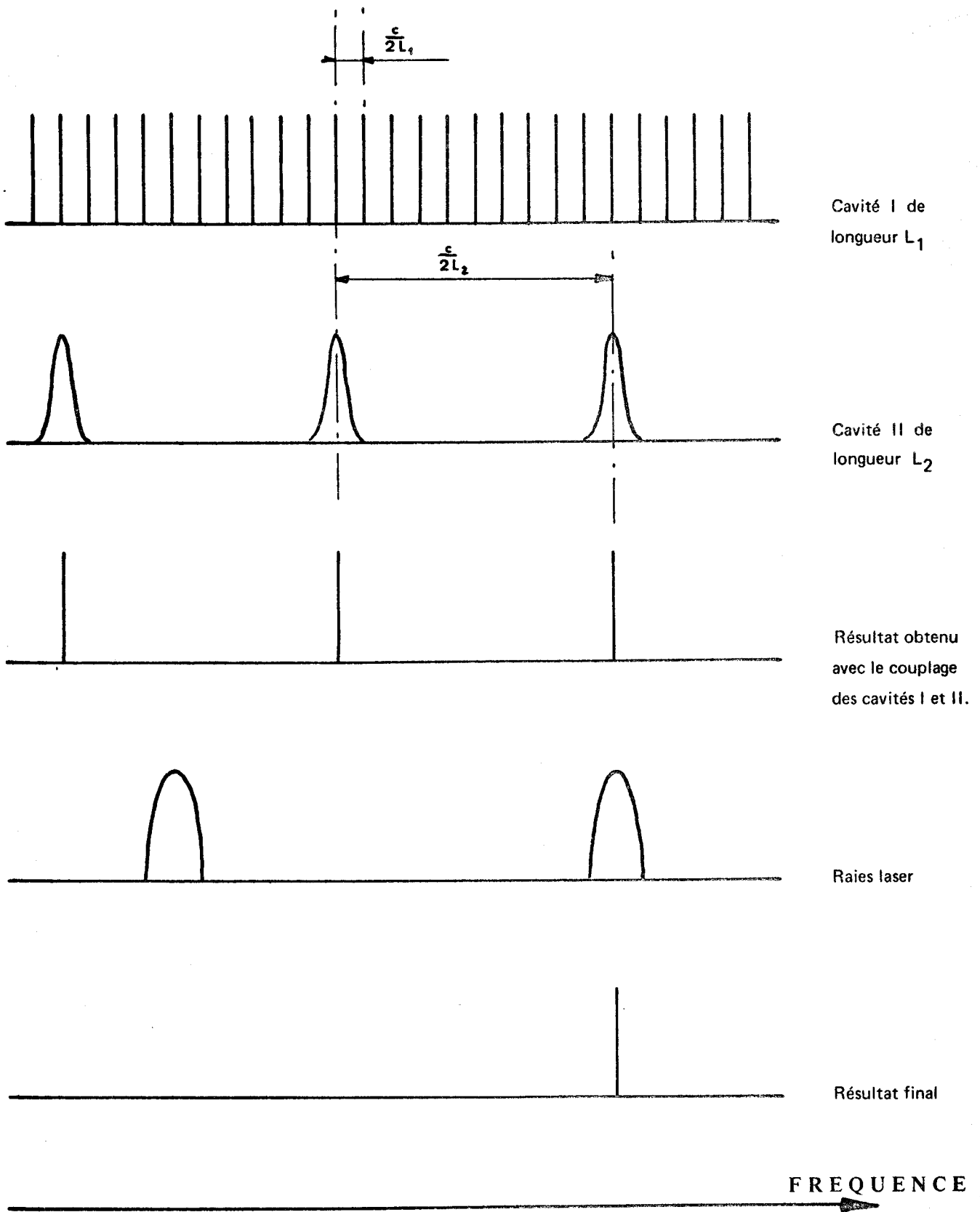


FIGURE - 11 -

SELECTION DES EMISSIONS LASER PAR DISPOSITIF INTERFEROMETRIQUE



De ce fait, les réglages de longueur de cavité et de positionnement des éléments à effectuer sont beaucoup plus nombreux. La complexité du montage entraîne d'autre part une diminution de la stabilité de l'émission. De ce fait, nous n'étudierons pas en détail ce type de dispositif d'ailleurs relativement peu utilisé sur les lasers à CO_2 .

II - EMISSION MONOMODE

Les dimensions de la cavité résonnante sont grandes devant la longueur d'onde du signal émis. Dans ces conditions, plusieurs "modes" peuvent osciller simultanément si la largeur de la courbe de gain est supérieure à la distance séparant deux modes successifs. Deux types de modes peuvent être distingués : les modes longitudinaux et les modes transverses.

a) Modes longitudinaux.

Ils sont séparés en fréquence de $\frac{c}{2L}$. Un moyen de sélectionner un seul de ces modes est de choisir une longueur de cavité telle que la largeur de la courbe de gain soit inférieure à $\frac{c}{2L}$. Ceci implique une longueur de cavité trop courte pour un laser puissant, et cette solution n'est pas applicable dans notre cas. Le réseau n'étant pas suffisamment sélectif pour cet usage, il est possible de faire appel à un dispositif interférométrique [19] qui présente cependant les inconvénients déjà cités.

Pour un laser puissant dont la longueur de cavité est de l'ordre de 3 m, $\frac{c}{2L} = 50$ MHz. Sa courbe de gain est comprise entre 60 et 100 MHz et dépend fortement de la pression. Il est donc possible de n'obtenir qu'un seul mode longitudinal en ajustant la longueur de la cavité pour se placer au voisinage du sommet de la courbe de gain. Les deux modes adjacents se trouvent ainsi rejetés à l'extérieur de la courbe de gain.

b) Modes transverses.

A chaque mode longitudinal correspond un certain nombre de modes transverses dont les fréquences de résonance dépendent fortement de la géométrie de la cavité. A chaque mode transverse est d'autre part rattachée une répartition particulière du champ électrique à l'intérieur de la cavité. Deux types de cavités ont été étudiés : la cavité confocale et la cavité plan-plan. [20][21][22][23]. Les résultats obtenus ont permis de connaître la répartition théorique du champ électrique correspondant à ces différents modes, leurs fréquences de résonance ainsi que les pertes par diffraction affectant chacun de ces modes en fonction du diamètre des miroirs.

La géométrie confocale ne nous convient pas car elle favorise fortement l'excitation des modes transverses. Quant à la cavité plan-plan, elle n'est pratiquement jamais utilisée dans les lasers : les réglages sont très critiques et ne permettent pas par conséquent d'obtenir un fonctionnement stable.

La cavité plan-concave, moyen terme entre ces deux types de géométrie est la plus couramment utilisée. Le miroir concave ayant un grand rayon de courbure.

La méthode utilisée avec succès par les auteurs cités pour les résonateurs confocaux permet de calculer la répartition du champ électrique sur les miroirs de la cavité. Cette méthode consiste à calculer le champ "self-consistant" en utilisant le principe de Huyghens et en imposant au champ électrique sur un des miroirs de se retrouver identique à lui-même (phase et polarisation) à un facteur d'amplitude près après réflexion sur l'autre miroir. Cependant pour un résonateur dont la géométrie est différente de la géométrie confocale, les résultats ne permettent que de trouver les conditions de résonance et la répartition du champ pour un diamètre des miroirs infinis. Les pertes par diffraction affectant chacun des modes ne sont donc pas calculables analytiquement.

Malgré tout, les résultats obtenus seront exploitables comme nous le verrons par la suite sous certaines conditions.

Les notations utilisées sont les suivantes | fig. 13 |

$E_1(r_1, \psi_1)$ champ électrique sur le miroir 1 au point de coordonnées r_1, ψ_1 .

$E_2(r_2, \psi_2)$ champ sur le miroir 2.

l distance séparant deux points situés sur le miroir 1 et 2.

L Longueur de la cavité prise selon l'axe optique du système.

R_1 Rayon de courbure du miroir 1.

Le miroir 2 étant plan ; $R_2 = \infty$ $g_2 = 1$.

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Selon le principe de Huyghens | 24 |, la contribution du champ électrique E_2 provenant d'un élément de surface dS_2 situé en un point repéré par r_2, ψ_2 est, en un point de coordonnée r_1, ψ_1 situé à la distance l de celui-ci :

$$d E_1 (r_1, \psi_1) = E_2 (r_2, \psi_2) \frac{e^{-ikl}}{1} K(\chi) dS_2$$

ou $K(\chi)$ est un facteur d'inclinaison qui décrit la variation de l'amplitude de l'onde émise par dS_2 en fonction de la direction de propagation de cette onde repérée par l'angle χ qu'elle fait avec la normale à la surface dS_2 .

Ce facteur peut être calculé en utilisant la formule de la diffraction de Fresnel-Kirchhoff qui donne $K(\chi) = \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos \chi)$

$$d'où \quad dE_1 (r_1, \psi_1) = \frac{i}{2\lambda} E_2 (r_2, \psi_2) \frac{e^{-ikl}}{1} (1 + \cos \chi) dS_2$$

Les dimensions du miroir étant petites devant la longueur L de la cavité, $\cos \chi \approx 1$ et $l \approx L$. Dans la relation précédente, le terme pondérant étant le terme exponentiel, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} d E_1 (r_1, \psi_1) &= \frac{i}{\lambda L} E_2 (r_2, \psi_2) e^{-ikl} dS_2 \\ \text{et} \quad E_1 (r_1, \psi_1) &= \frac{i}{\lambda L} \int_{S_2} E_2 (r_2, \psi_2) e^{-ikl} dS_2 \\ E_2 (r_2, \psi_2) &= \frac{i}{\lambda L} \int_{S_1} \overline{E_1 (r_1, \psi_1)} e^{-ik\bar{l}} d\overline{S_1} \end{aligned}$$

Si nous voulons que le champ électrique E_1 se retrouve identique à lui-même après réflexion sur le miroir 2, nous devons résoudre :

$$\gamma E_1 (r_1, \psi_1) = - \frac{1}{\lambda^2 L^2} \left| \int_{S_2} \right| \left| \int_{S_1} \overline{E_1 (r_1, \psi_1)} e^{-ik\bar{l}} d\overline{S_1} \right| e^{-ikl} dS_2$$

Le terme γ est un terme imaginaire qui permettra de trouver la condition de résonance. De plus $1 - \gamma\gamma^*$ représente les pertes subies par le champ.

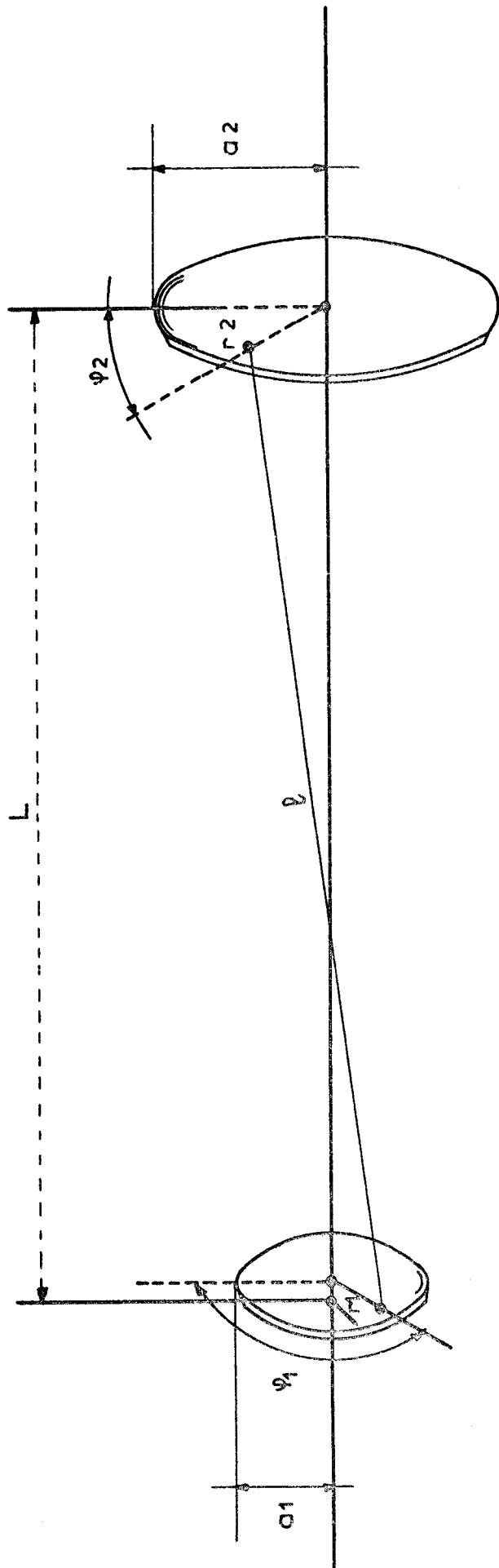
Le détail des calculs est reporté en appendice. Les résultats obtenus dans l'approximation de miroirs infinis sont donnés par les relations :

Conditions de résonance :

$$\nu = q \frac{c}{2L} + \frac{c}{2\pi L} \left| (2p + m + 1) \text{Arc cos} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \right|$$

Répartition du champ :

$$\begin{aligned} E_1 (r_1, \psi_1) &= E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\omega_1} \right)^m e^{-\frac{r_1^2}{\omega_1^2}} L_p^m \left(2 \frac{r_1^2}{\omega_1^2} \right) \cos m \psi_1 \\ E_2 (r_2, \psi_2) &= E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r_2}{\omega_2} \right)^m e^{-\frac{r_2^2}{\omega_2^2}} L_p^m \left(2 \frac{r_2^2}{\omega_2^2} \right) \cos m \psi_2 \end{aligned}$$



MIROIR 2
RAYON DE COURBURE R_2

MIROIR 1
RAYON DE COURBURE R_1

FIGURE - 12 -

NOTATIONS UTILISEES



$$d E_1 (r_1, \psi_1) = E_2 (r_2, \psi_2) \frac{e^{-ikl}}{1} K(\chi) dS_2$$

ou $K(\chi)$ est un facteur d'inclinaison qui décrit la variation de l'amplitude de l'onde émise par dS_2 en fonction de la direction de propagation de cette onde repérée par l'angle χ qu'elle fait avec la normale à la surface dS_2 .

Ce facteur peut être calculé en utilisant la formule de la diffraction de Fresnel-Kirchhoff qui donne $K(\chi) = \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos \chi)$

$$d'où \quad dE_1 (r_1, \psi_1) = \frac{i}{2\lambda} E_2 (r_2, \psi_2) \frac{e^{-ikl}}{1} (1 + \cos \chi) dS_2$$

Les dimensions du miroir étant petites devant la longueur L de la cavité, $\cos \chi \approx 1$ et $l \approx L$. Dans la relation précédente, le terme prépondérant étant le terme exponentiel, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} d E_1 (r_1, \psi_1) &= \frac{i}{\lambda L} E_2 (r_2, \psi_2) e^{-ikl} dS_2 \\ \text{et} \quad E_1 (r_1, \psi_1) &= \frac{i}{\lambda L} \int_{S_2} E_2 (r_2, \psi_2) e^{-ikl} dS_2 \\ E_2 (r_2, \psi_2) &= \frac{i}{\lambda L} \int_{S_1} \overline{E_1 (r_1, \psi_1)} e^{-ik\bar{l}} dS_1 \end{aligned}$$

Si nous voulons que le champ électrique E_1 se retrouve identique à lui-même après réflexion sur le miroir 2, nous devons résoudre :

$$\gamma E_1 (r_1, \psi_1) = - \frac{1}{\lambda L^2} \int_{S_2} \left| \int_{S_1} \overline{E_1 (r_1, \psi_1)} e^{-ik\bar{l}} dS_1 \right| e^{-ikl} dS_2$$

Le terme γ est un terme imaginaire qui permettra de trouver la condition de résonance. De plus $1 - \gamma\gamma^*$ représente les pertes subies par le champ.

Le détail des calculs est reporté en appendice. Les résultats obtenus dans l'approximation de miroirs infinis sont donnés par les relations :

Conditions de résonance :

$$\nu = q \frac{c}{2L} + \frac{c}{2\pi L} \left| (2p + m + 1) \text{Arc cos} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \right|$$

Répartition du champ :

$$\begin{aligned} E_1 (r_1, \psi_1) &= E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\omega_1} \right)^m e^{-\frac{r_1^2}{\omega_1^2}} \frac{1}{L} L_p^m \left(2 \frac{r_1^2}{\omega_1^2} \right) \cos m \psi_1 \\ E_2 (r_2, \psi_2) &= E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r_2}{\omega_2} \right)^m e^{-\frac{r_2^2}{\omega_2^2}} \frac{1}{L} L_p^m \left(2 \frac{r_2^2}{\omega_2^2} \right) \cos m \psi_2 \end{aligned}$$

où L_p^m est un polynôme de Legendre associé

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{R^2 L}{R_1 - L}$$

$$\omega_2^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 L (R_1 - L)$$

E_0 valeur maximale du champ électrique.

q, p, m sont des entiers positifs définis respectivement par les conditions aux limites longitudinale, radiale et azimutale.

Le paramètre ω a une grande importance en ce qui concerne les lasers. Il représente en effet pour $q = m = 0$ la valeur du rayon du miroir pour laquelle le champ électrique tombe à $\frac{1}{e}$ de sa valeur maximale.

Compte-tenu de l'approximation effectuée, le terme $\alpha_{pm} = 1 - \gamma\gamma^*$ est nul. Pour obtenir les amplitudes relatives des différents modes, nous devons normer $E(r, \Psi)$. Finalement, pour $\Psi = 0$:

$$E(r, \Psi) = E_0 \sqrt{2\pi} p! e^{-\frac{r^2}{\omega^2}} L_p^0\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \quad \text{pour } m = 0$$

$$E(r, \Psi) = E_0 \sqrt{\pi p! (p+m)!} \left(\frac{r}{\omega}\sqrt{2}\right)^m e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} L_p^m\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \quad \text{pour } m \neq 0$$

Les courbes des figures 13_{abcd} représentent les répartitions en amplitude du champ en fonction de $\frac{r}{\omega}$ pour des valeurs m et $p \leq 3, \Psi = 0$.

Les courbes des figures 14_{ab}, les répartitions en puissance pour m et $p \leq 1, \Psi = 0$;

Ces courbes ont été obtenues à l'aide d'un calculateur Hewlett-Packard 9100 B associé à la table traçante 9125 A. Le programme figure en annexe.

Pour pouvoir effectuer ces calculs, nous avons fait certaines approximations qui peuvent sembler contradictoires. En effet, nous avons écrit $\cos \chi \approx 1$ en remarquant que le diamètre des miroirs est petit devant la longueur L de la cavité, puis nous avons calculé la répartition du champ dans le cas de miroirs infinis.

En fait, si nous regardons les courbes tracées, nous remarquons que pour des valeurs de p et m petites (inférieures à 3), la fonction $E(r, \Psi)$ est concentrée autour de $r = 0$ et n'a plus de valeur notable pour $r > 3\omega$.

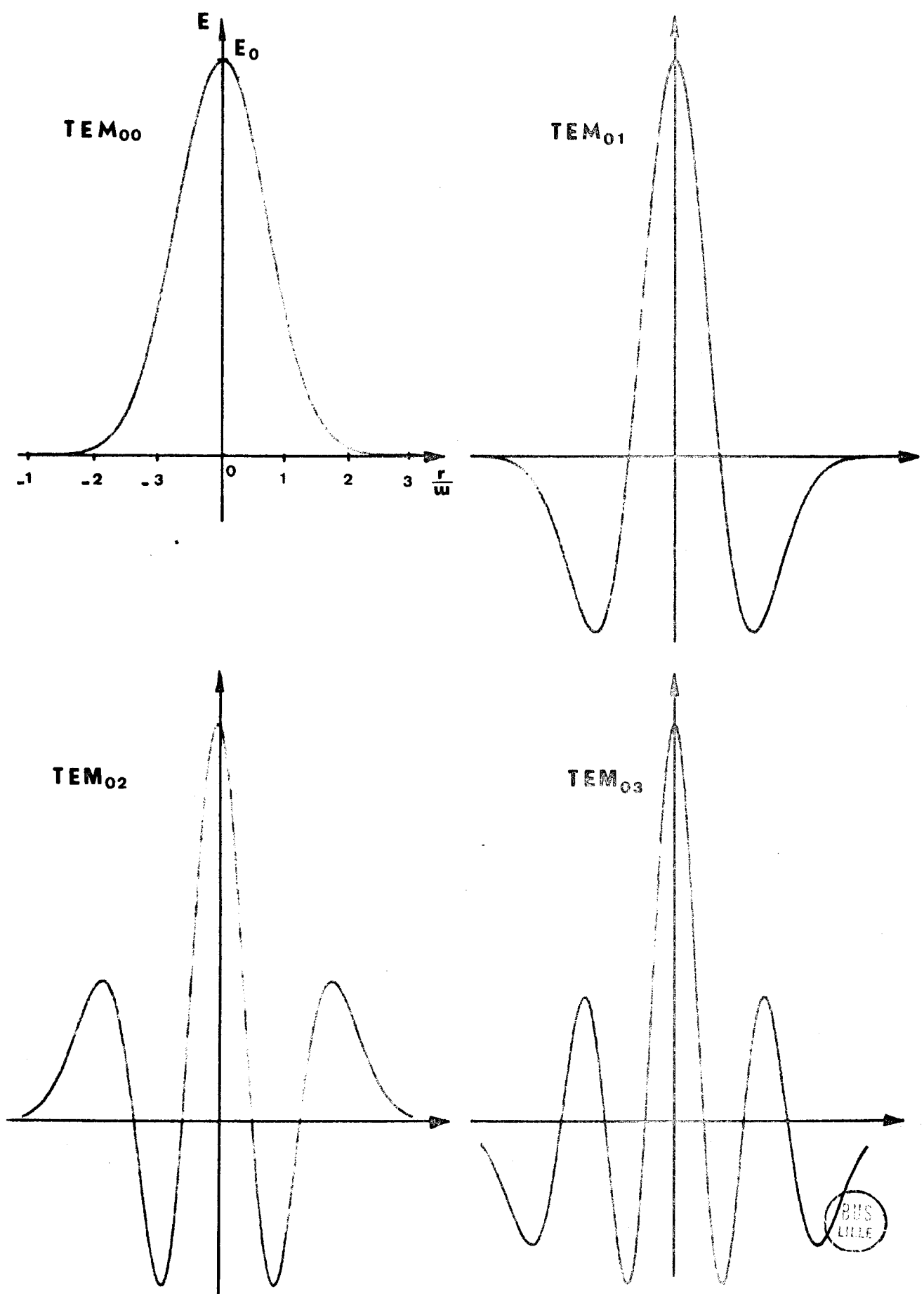


FIGURE - 13 a -

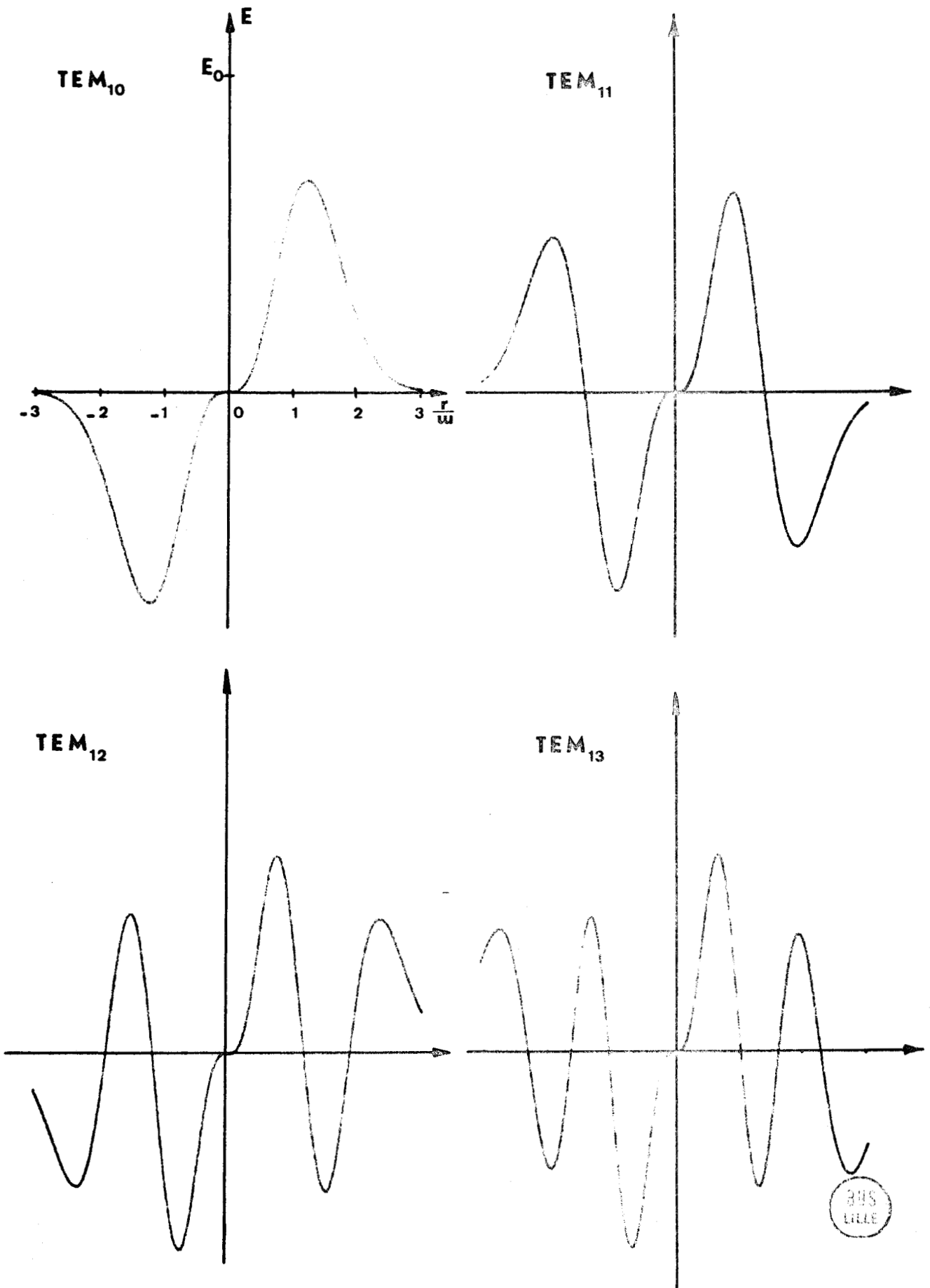


FIGURE - 13 b -

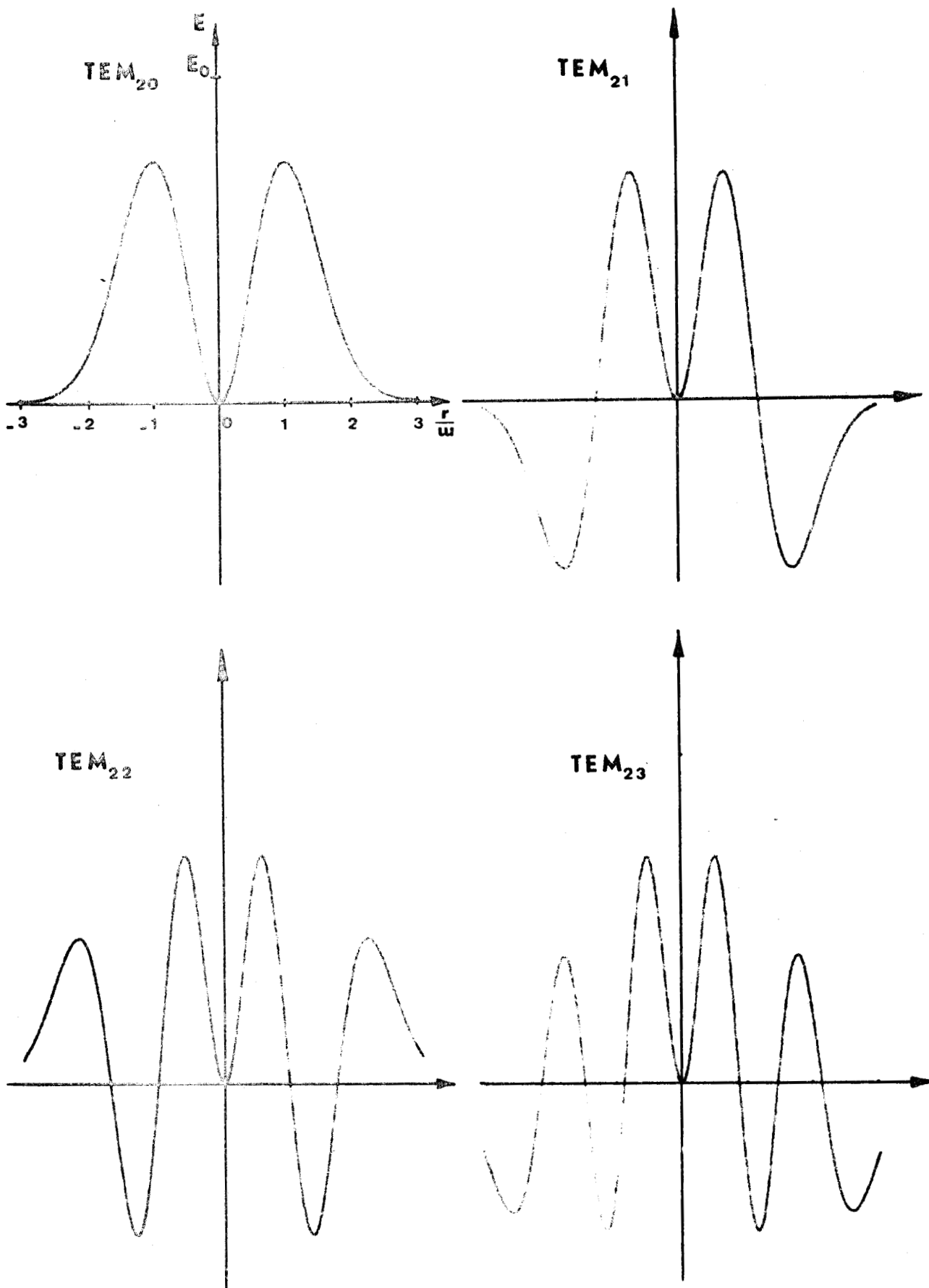


FIGURE - 13 c -

AMPLITUDE DU CHAMP ELECTRIQUE EN FONCTION DE $\frac{r}{a}$ POUR
DIFFERENTS MODES



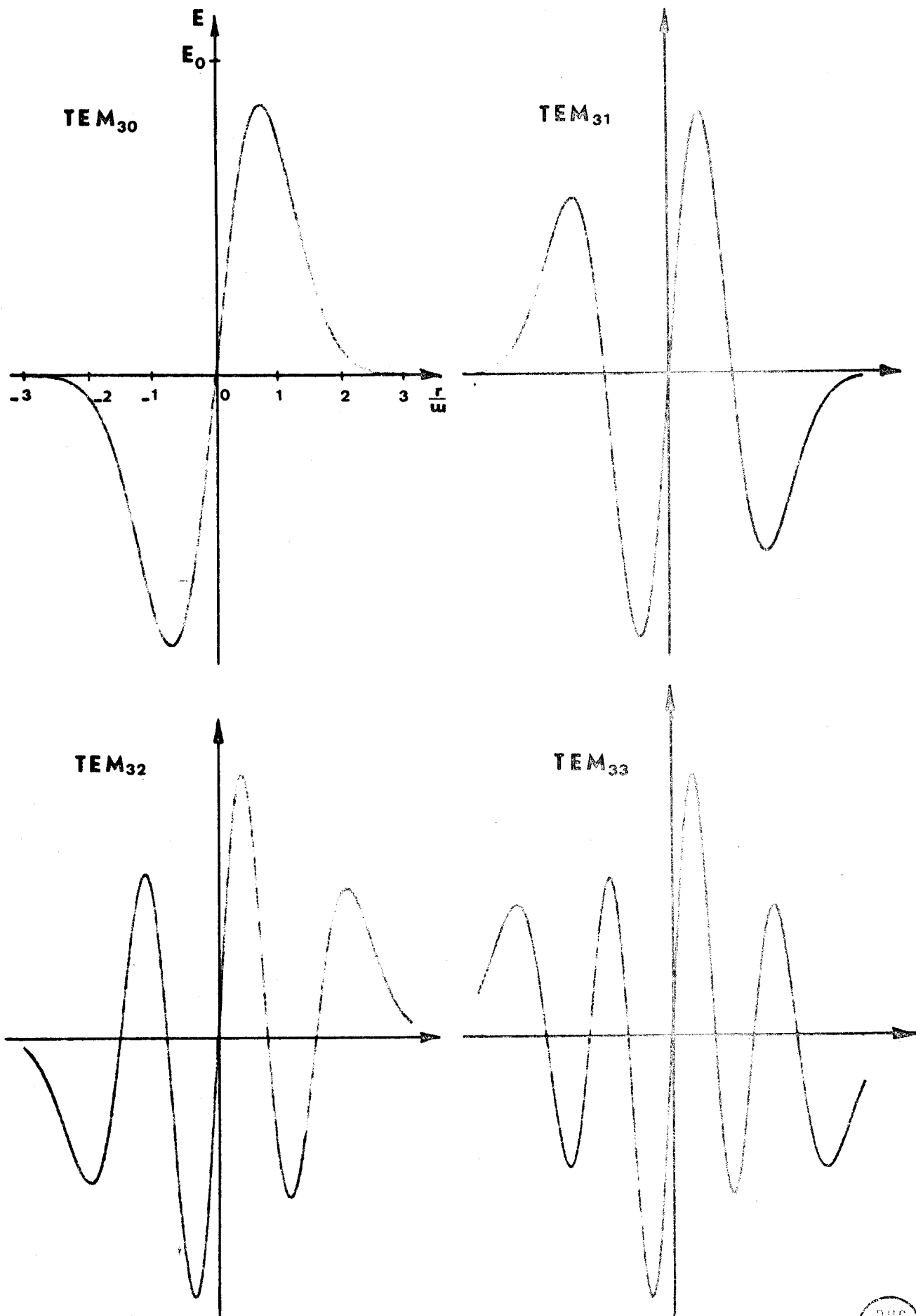


FIGURE - 13 d -

AMPLITUDE DU CHAMP ELECTRIQUE EN FONCTION DE $\frac{r}{w}$ POUR
DIFFERENTS MODES



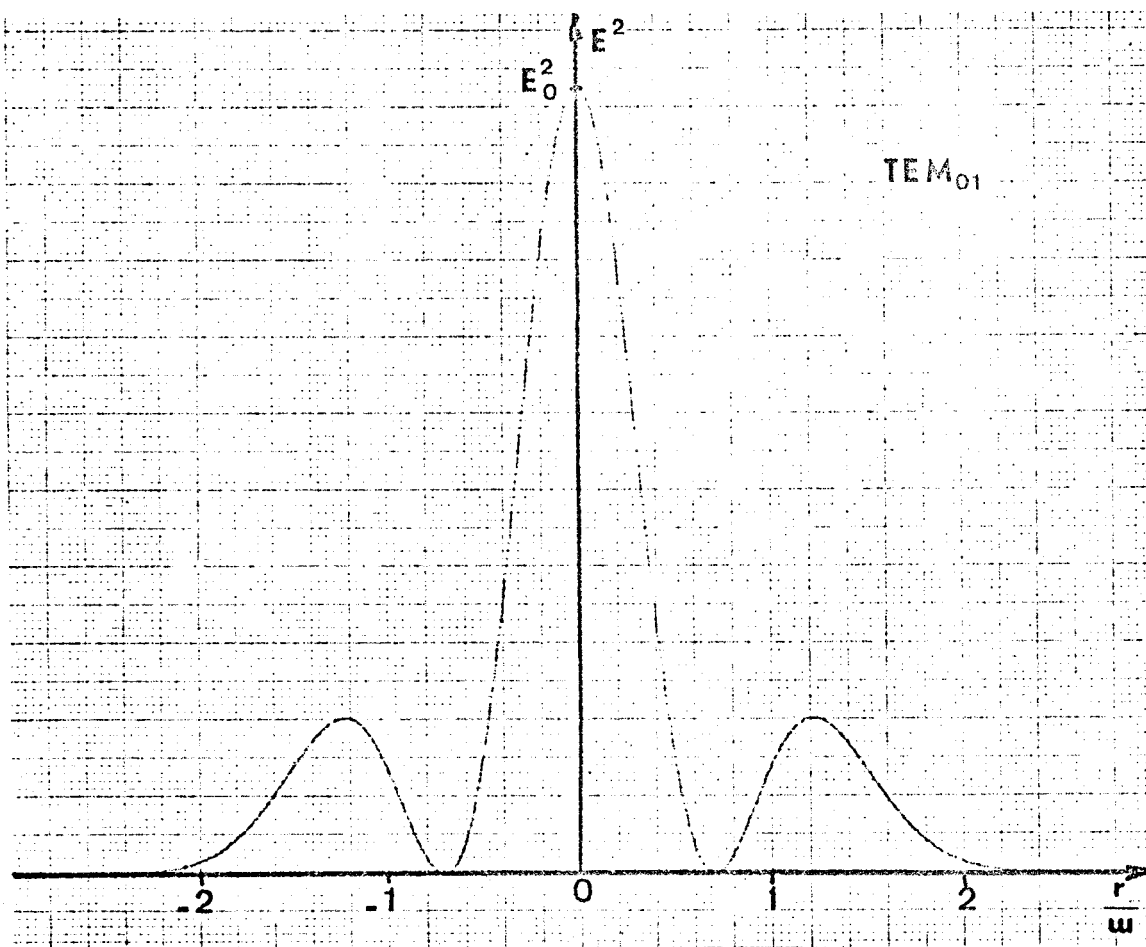
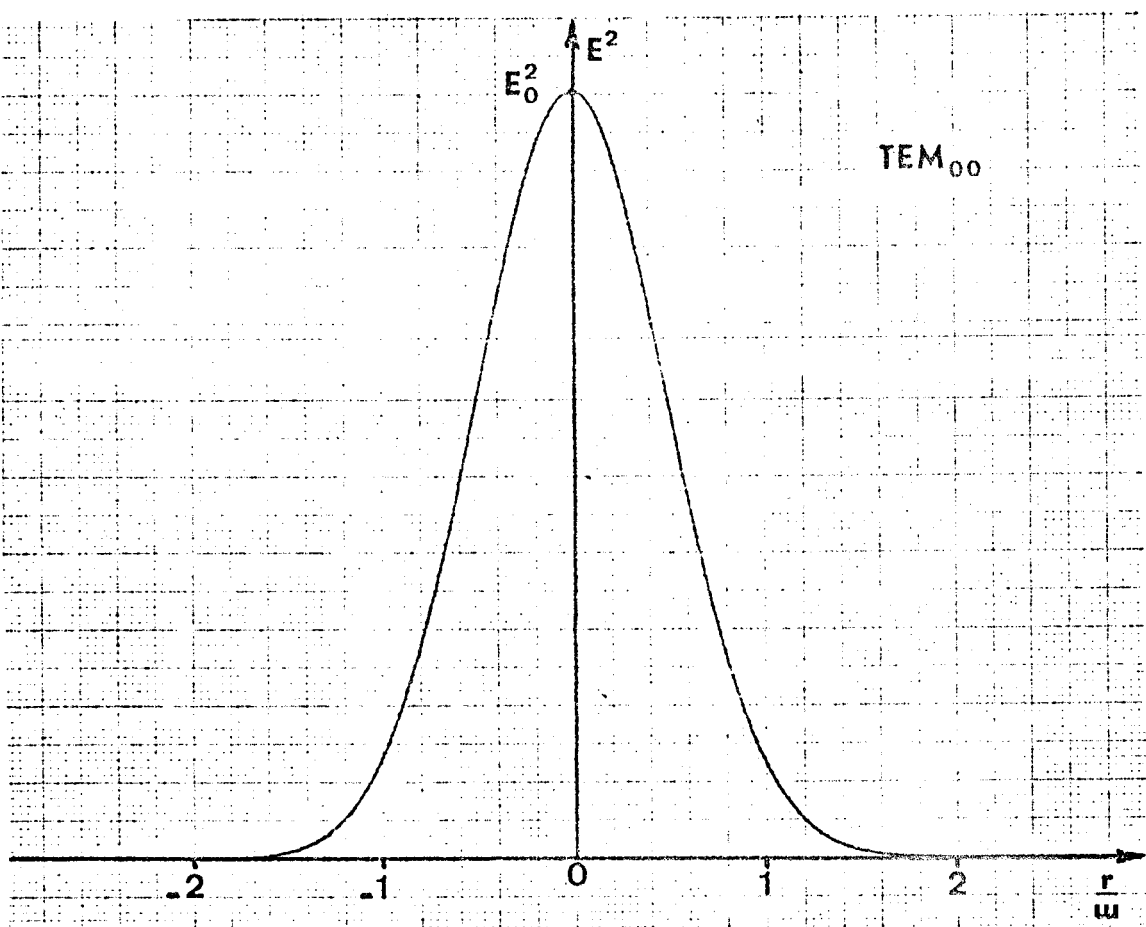
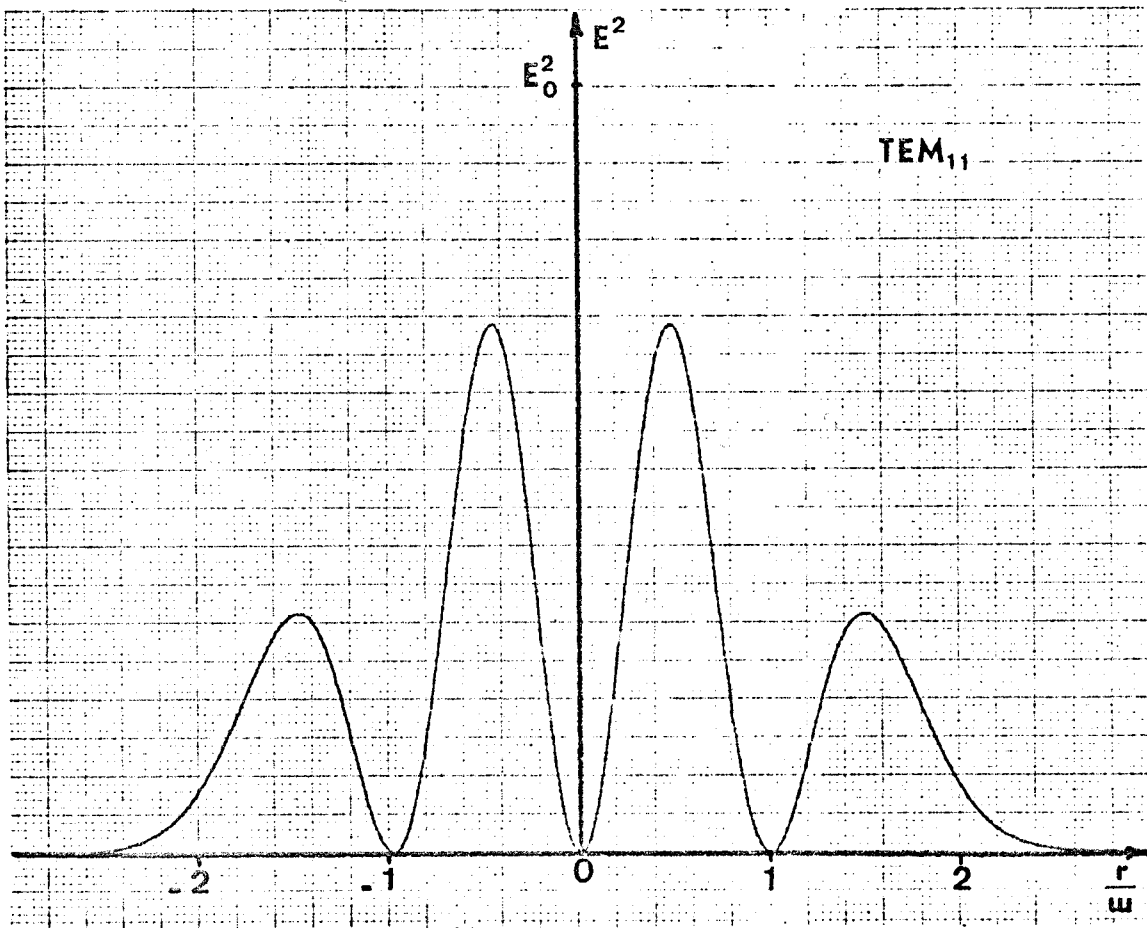
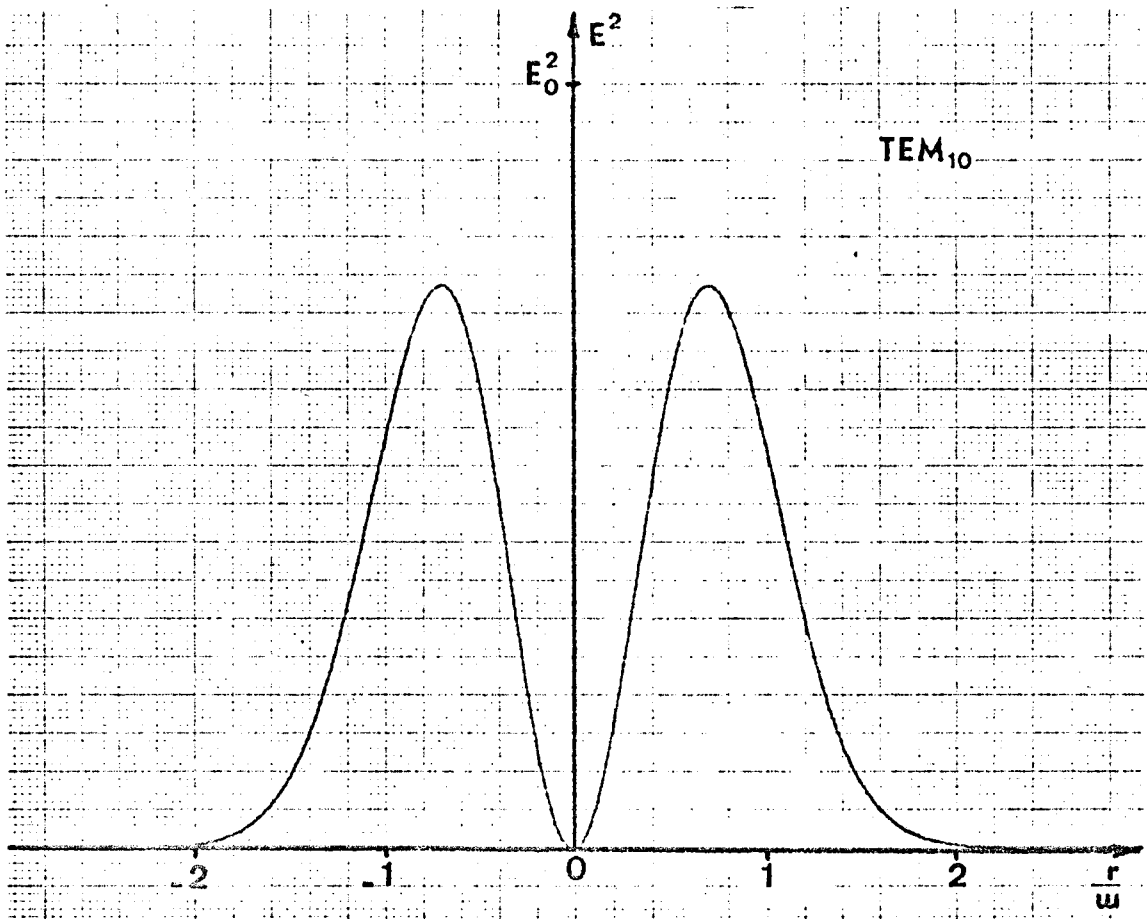


FIGURE - 14 a -

INTENSITE DU CHAMP ELECTRIQUE EN FONCTION DE $\frac{r}{w}$ POUR
DIFFERENTS MODES





BUS
LITTLE

FIGURE - 14 b -

Ces deux approximations ne sont donc pas contradictoires dès l'instant où les valeurs de p et m ne sont pas trop grandes. La seconde approximation a été faite uniquement pour obtenir une forme analytique de la fonction $E(r, \psi)$.

D'autre part, les travaux expérimentaux récents [25] montrent que la répartition théorique du champ calculée par cette méthode est en excellent accord avec l'expérience.

En ce qui concerne le terme α_{pm} , sa forme analytique est connue pour deux types de cavité, confocale [26] et plan plan [27], mais n'est pas calculable pour la géométrie plan concave. Les résultats obtenus montrent que dans ces deux cas, le terme α augmente plus vite en p qu'en m et dépend fortement du diamètre des miroirs. La géométrie plan-concave étant intermédiaire, il est raisonnable de supposer que ce terme varie de la même façon et d'admettre qu'un fonctionnement en mode unique TEM_{00q} est possible. Il suffit de supprimer le 1^o mode parasite TEM_{10q} en augmentant le terme α pour ce mode par diminution du rayon a des miroirs.

c) Méthode pour obtenir un fonctionnement monomode.

Deux méthodes sont possibles :

1) Introduire dans la cavité un diaphragme à iris de diamètre déterminé.

2) Choisir le diamètre du tube contenant le milieu amplificateur suffisamment petit pour éliminer le mode TEM_{10q} et suffisamment grand pour ne pas atténuer trop fortement le mode TEM_{00q} .

Les courbes de la figure 15-16-17 représentent le terme α_{00} et α_{10} pour différents types de géométrie en fonction du nombre de Fresnel $N = \frac{a^2}{\lambda L}$. Ces courbes ont été obtenues en résolvant les équations de départ pour un diamètre de miroir à fini à l'aide d'un ordinateur [22].

Supposons que le gain du laser soit de 5 % pour $g_1 = 0,6$ et $N = \frac{a^2}{\lambda L} = 1,8$ alors $\alpha_{10} \approx 6\%$ et $\alpha_{00} \approx 0,8\%$. Dans ces conditions, le mode TEM_{00q} oscille seul.

A priori, le gain du laser n'est pas connu. Il semble donc préférable de prévoir l'utilisation d'un diaphragme à iris de diamètre variable permettant d'optimiser les pertes pour obtenir un fonctionnement en mode unique à puissance maximale.

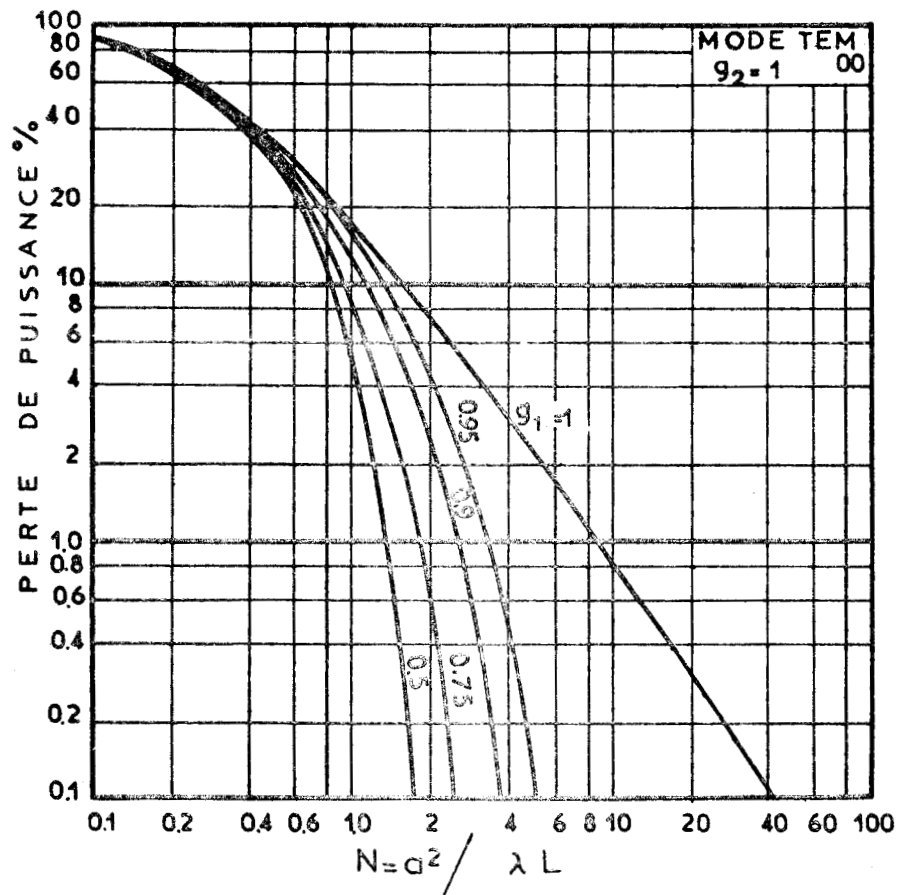


FIGURE - 15 -

PERTES DU MODE TEM₀₀ EN FONCTION DU NOMBRE DE FRESNEL

POUR DIFFERENTS RAYONS DE COURBURE DU MIROIR 1

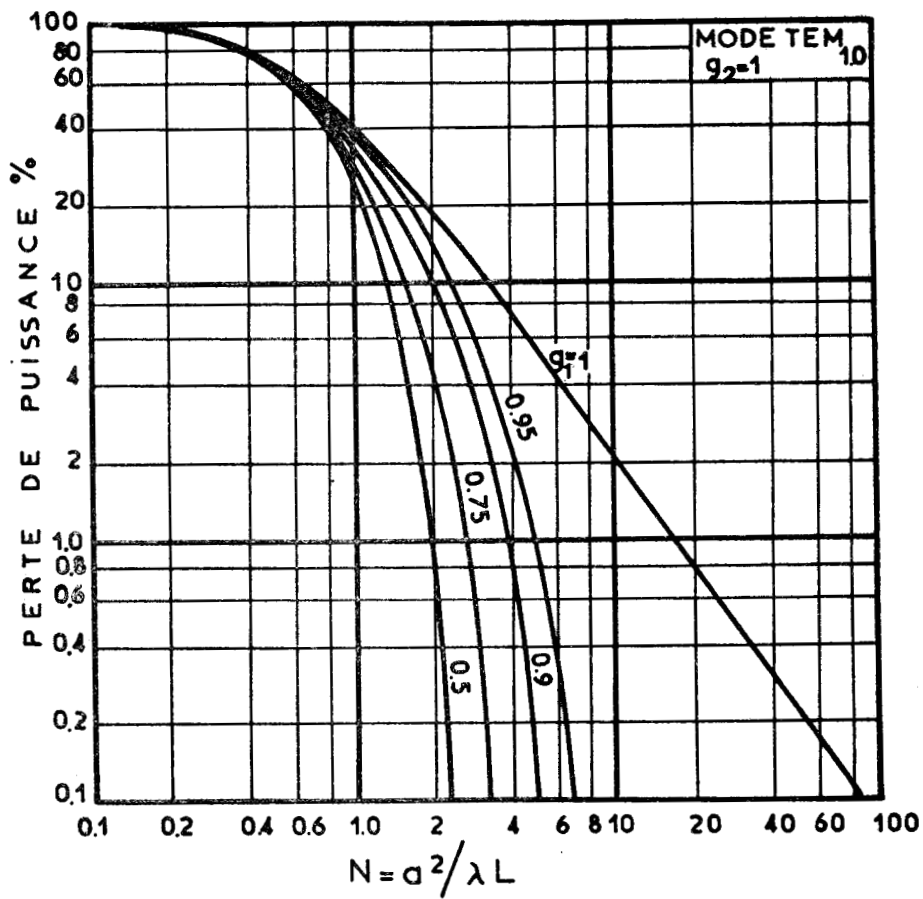


FIGURE - 16 -

PERTES DU MODE TEM₁₀ EN FONCTION DU NOMBRE DE FRESNEL
 POUR DIFFERENTS RAYONS DE COURBURE DU MIROIR 1



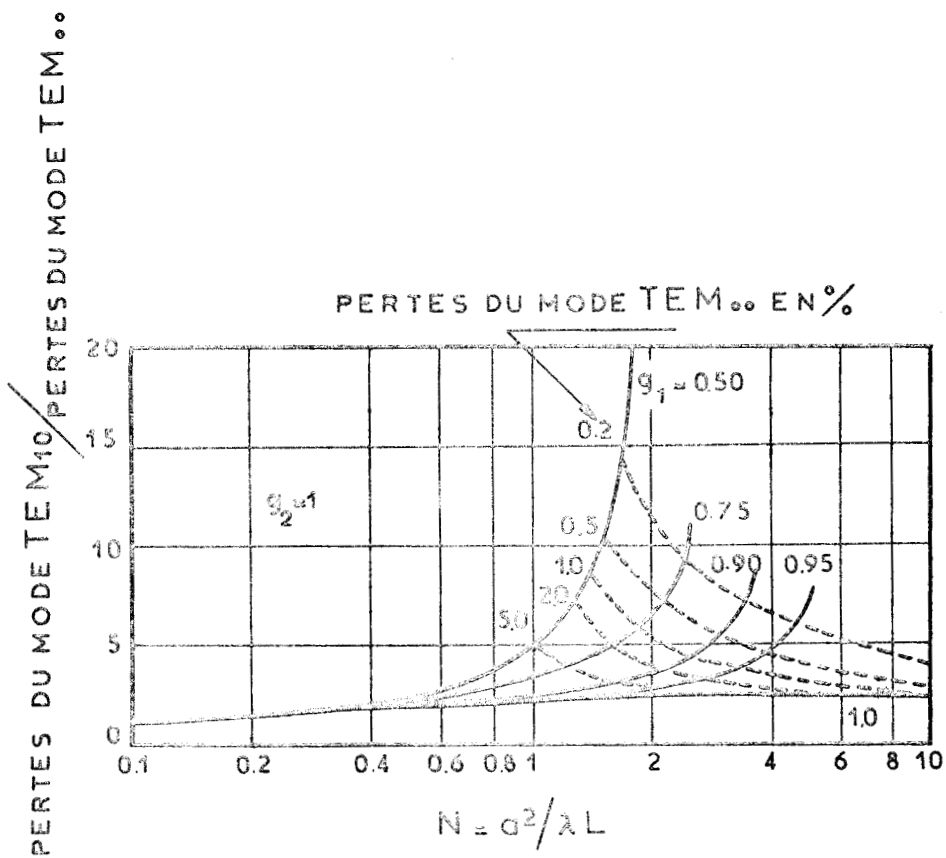


FIGURE - 17 c

RAPPORT DES PERTES DU 1^o MODE SUR LES PERTES DU MODE FONDAMENTAL EN FONCTION DU NOMBRE DE FRESNEL POUR DIFFERENTES VALEURS DE g₁

Dans tous ce qui précède, les parois latérales de la cavité n'interviennent pas. Cependant, si ces parois sont réfléchissantes, l'élimination des modes parasites d'ordre supérieur devient plus délicate. De même compte-tenu de la valeur élevée du gain du laser, il est possible d'obtenir une oscillation du laser uniquement par réflexion ou même d'obtenir des raies parasites en plus de la raie sur laquelle le laser est accordé. Une méthode déjà utilisée [28] consiste à dépolir les parois du tube interne ou à utiliser un matériau dont la constante diélectrique est voisine de celle du milieu amplificateur.

III

STABILITE EN AMPLITUDE

Pour un laser, la stabilité en amplitude est fortement liée à la stabilité en fréquence. En effet, les paramètres influant sur l'une influent également sur l'autre. Dès l'instant où le laser est stable en fréquence et où il oscille sur une seule raie en mode unique, il est stable en amplitude, aucune compétition n'étant à craindre soit entre différentes raies, soit entre différents modes. Dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour une oscillation du laser sur le flanc de la courbe de gain, une stabilité relative en fréquence de 10^{-8} donne une stabilité relative en amplitude de l'ordre de 2 %. Cette valeur paraît suffisante puisque nous travaillons en général au voisinage du sommet de la raie. Dans ces conditions, ce terme devient très inférieur aux conditions que nous nous sommes imposées. L'observation de l'amplitude du signal issu du laser stabilisé en fréquence nous permettra d'envisager s'il y a lieu une stabilisation en amplitude.

IV

OPTIMISATION DE LA PUISSANCE DE SORTIE DU LASER

Pour des lasers puissants, la pression à l'intérieur de l'enceinte est élevée et la courbe de gain se déduit d'une forme de raie de Lorentz. La densité de puissance dans la cavité W est important et il faut tenir compte du paramètre de saturation W_0 .

Dans ces conditions, le coefficient d'amplification $\alpha = \frac{1}{W} \frac{dW}{dz}$ au sommet de la courbe de gain s'écrit [28]

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{W}{W_0}}$$

$$\text{avec } \alpha_0 = \frac{C^2 A_{21} g_2}{4\pi^2 v_0^2 \Delta v_L} \left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right)$$

ou Δv_L est la largeur à mi-hauteur de la raie lorentzienne.

En se basant sur les caractéristiques suivantes :

- miroir 1 : coefficient de réflexion $r_1 = 1$
- miroir 2 : coefficient de réflexion r_2
- coefficient de transmission t_2
- Pertes a_2

La résolution de l'équation $\frac{1}{W} \frac{dW}{dz} = \alpha$ [29] donne l'expression de la puissance de sortie P_s

$$P_s = W_0 \frac{t_2}{a_2 + t_2} \left[\alpha_0 L + \text{Log} (1 - a_2 - t_2)^{1/2} \right]$$

L'augmentation de cette puissance peut donc être obtenue de différentes manières :

- 1) En augmentant la longueur L de la cavité.
- 2) En augmentant le coefficient α_0
- 3) En diminuant les pertes au niveau des miroirs
- 4) En optimisant le coefficient de couplage.

I - AUGMENTATION DE LA LONGUEUR

Au-delà d'une certaine limite qu'il est possible de fixer approximativement à 3 à 4 mètres ; outre l'encombrement, les problèmes posés par une telle réalisation sont nombreux.

a) Le nombre de modes est plus important et les réglages plus critiques.

b) L'appareillage annexe devient important et coûteux.

II - AUGMENTATION DU COEFFICIENT α_0

Elle correspond en fait à une augmentation de la quantité $\frac{N_2}{\xi_2} - \frac{N_1}{\xi_1}$ déjà notablement accrue par l'introduction d'hélium et d'azote.

Des études plus récentes [30] [31] ont montré que pour élever l'énergie délivrée par cm^3 de milieu amplificateur, il faut :

- Utiliser une pression partielle de CO_2 relativement élevée.
- Eviter une élévation importante de la température. Ceci peut être obtenu :

- En utilisant un mélange réfrigérant dans le circuit de refroidissement [30].

- En élevant la pression partielle d'hélium qui a une bonne conductibilité thermique

- En augmentant la vitesse d'écoulement des gaz [31].

Cette dernière méthode ayant pour effet supplémentaire de drainer rapidement les molécules de CO issues de la dissociation du CO_2 par la décharge électrique.

Le rendement théorique maximum qu'il est possible d'atteindre est de 41 %. Un rendement de 22 % et une puissance de sortie de 150 W par mètre ont été atteints [31] .

Les conditions expérimentales étaient les suivantes :

Pressions partielles : CO_2 : 8 T ; N_2 : 10 T ; H_e : 30 T

Vitesse d'écoulement : 200 m/s

L'intensité de la décharge et le couplage avec l'extérieur ayant par ailleurs été optimisés.

III - DIMINUTION DES PERTES

Le terme a_2 représente les pertes par diffraction et par absorption au niveau du miroir 2. La présence d'un diaphragme est imposée par le fonctionnement monomode, les pertes par diffraction ainsi introduites peuvent être incluses dans a_2 puisque ce diaphragme diminue le diamètre apparent du miroir 2.

Au niveau des miroirs, les seules pertes à considérer sont les pertes par absorption. Il est possible de les rendre très faibles en utilisant soit des couches multi-diélectriques soit des revêtements d'or.

IV - OPTIMISATION DU COUPLAGE.

Le coefficient de couplage optimum peut être obtenu à partir de l'expression donnant la puissance de sortie, il a pour valeur :

$$t_2 = a_2 \left(\frac{1 - a_2 - t_2}{a_2 + t_2} \right) \left[\alpha_0 L + \text{Log} (1 - a_2 - t_2) \right]$$

qui pour $a_2 + t_2$ petit devant 1 se réduit à

$$t_2 = (\alpha_0 L a_2)^{1/2} - a_2$$

Ce coefficient varie de 20 % et plus pour des lasers puissants (α_0 grand, L grand) à quelques pour cents pour des lasers de faible puissance.

V

REALISATION EXPERIMENTALE

Ce sont les lasers He-Ne qui ont bénéficié les premiers de dispositifs permettant d'obtenir une bonne stabilité en fréquence. Certains de ces dispositifs ont été repris et adaptés aux lasers à CO_2 |10| |32| |33| |34|. Une étude comparative des stabilités obtenues et des méthodes utilisées nous a aidé dans le choix des moyens à mettre en oeuvre pour la réalisation expérimentale.

Notre but est d'atteindre une stabilité en fréquence de l'ordre de 10^{-8} . Comme il a été dit précédemment, cette stabilité dépend de divers paramètres qu'il faudra donc réguler à environ 10^{-9} si nous voulons atteindre ce chiffre. Les ordres de grandeur de l'influence de ces différents paramètres nous ont également aidé dans la conception de l'ensemble.

D'autre part, la cavité doit être réglable en longueur à l'aide de divers moyens devant permettre :

- Un accord sur une fréquence déterminée à l'intérieur du profil de gain
- Un balayage en fréquence de cette source
- La possibilité de réaliser à plus longue échéance une stabilisation plus performante à l'aide de servo-mécanismes

I - STABILISATION DE LA LONGUEUR GEOMETRIQUE DE LA CAVITE.

Le laser utilisé lors de nos premières expériences à une longueur de 3 mètres. Si nous voulons que $\frac{\Delta L}{L}$ soit de l'ordre de 10^{-9} , il faut que cette longueur ne varie pas de plus de $3 \cdot 10^{-9}$ m.

En admettant que la température ambiante varie de $5^\circ/\text{c}$, il faudrait pour atteindre cette stabilité utiliser un matériau dont le coefficient de dilatation linéaire soit environ de $2 \cdot 10^{-10}/\text{o}_\text{c}$.

Les matériaux dont les coefficients de dilatation se rapprochent le plus de cette valeur et qu'il est possible de trouver sur le marché sont :

- La silice fondue $\alpha \leq 4 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$
- L'invar supérieur $\alpha < 2 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$ à la température ambiante.

Les valeurs citées sont cependant encore trop importantes et il faut alors compenser la dilatation du matériau utilisé. Nous avons choisi de réaliser une structure en invar supérieur et acier : l'invar possède en effet de bonnes caractéristiques mécaniques permettant d'effectuer un montage très rigide.

L'ensemble tube ; cavité ; élément dispersif est disposé sur un banc de granit livré avec le laser d'origine. La stabilisation est obtenue à l'aide de deux barres d'invar supérieur de 3 cm de diamètre et de 3 mètres de long disposées de part et d'autre de la cavité auxquelles sont reliés les supports de miroir. L'un est solidaire du banc de granit et des barres d'invar et constitue le point de référence du système. Ce point peut éventuellement être déplacé par rapport au banc par bonds de 4 cm sur une longueur de 16 cm.

Les coefficients de dilatation du granit et de l'invar étant très différents, il est indispensable de réaliser à l'autre extrémité des barres une liaison souple. Celle-ci est constituée par une glissière à rouleaux Schneeberger sans jeu et dont le coefficient de frottement est très faible.

La structure en invar est également supportée en trois points choisis non équidistants de façon à amortir rapidement toute oscillation. Des lamelles de feutre intercalées entre les barres et les supports permettent un glissement relatif.

La figure 18 représente le détail du montage réalisé. Nous y retrouvons la platine Schneeberger B dont un des plateaux est solidaire du banc de granit A. Une platine goniométrique L très précise est fixée sur cette glissière. Elle est reliée au support de miroir I par l'intermédiaire du bras H. La rotation de cette platine permet de régler l'orientation du réseau K, donc de sélectionner la raie laser désirée. La liaison entre les barres d'invar M et la platine B est assurée par les pièces G, E et C, la pièce C étant également en invar. Cette liaison permet de modifier la longueur de la cavité au niveau de la glissière à rouleaux et comprend plusieurs dispositifs. La vis D permet d'obtenir un déplacement de 500μ par tour et la vis F de 7μ par tour en jouant sur la flexibilité de la pièce G (fig. 19). Les points O et O' sont fixes et solidaires des barres d'invar. P et R sont des lames de ressort. Le serrage de la vis F déplace le milieu de la pièce G par rapport à la droite OO' si ce déplacement est égal à l, et celui des lames de ressort à l'.

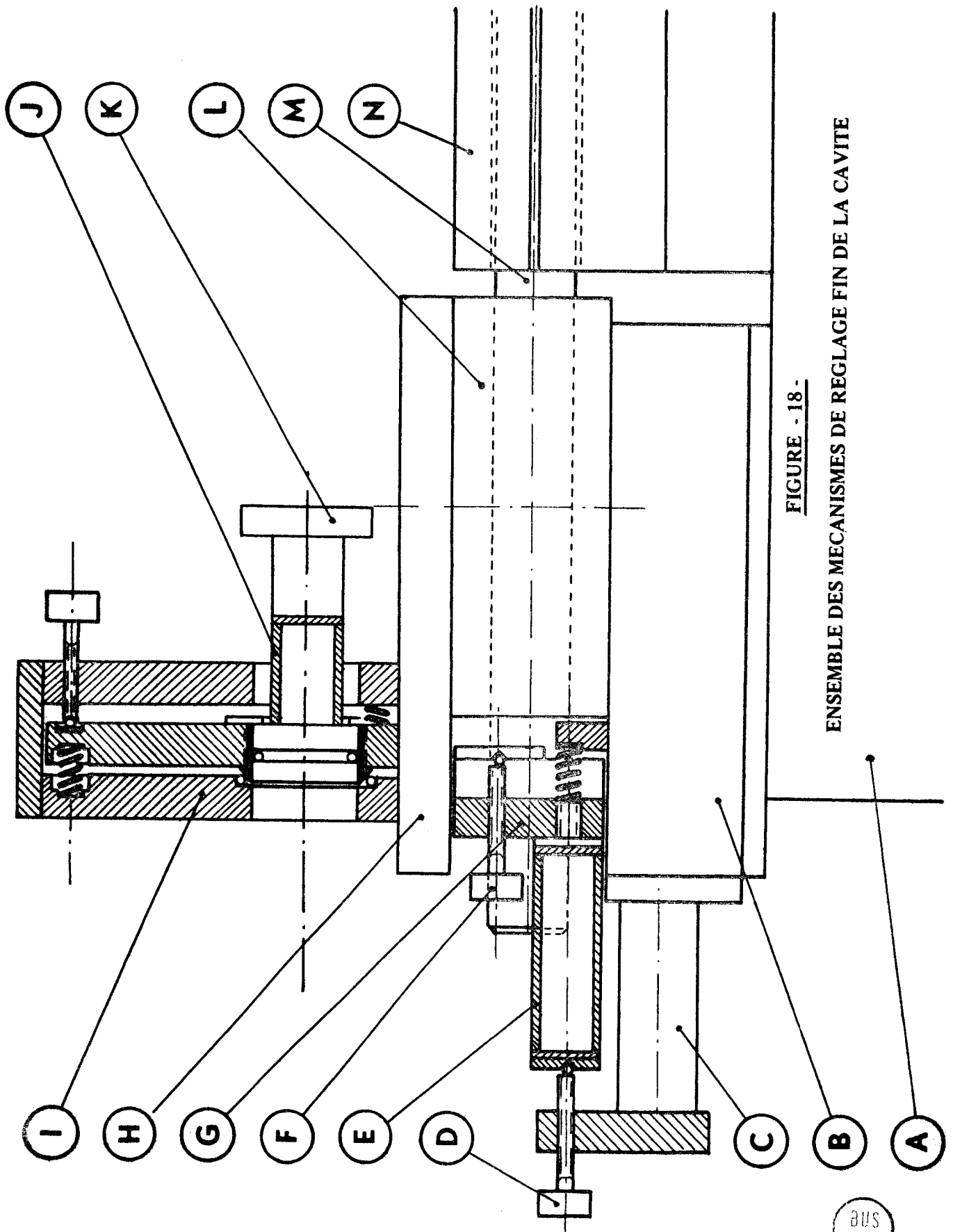


FIGURE - 18 -

ENSEMBLE DES MECANISMES DE REGLAGE FIN DE LA CAVITE

BUS LILLE

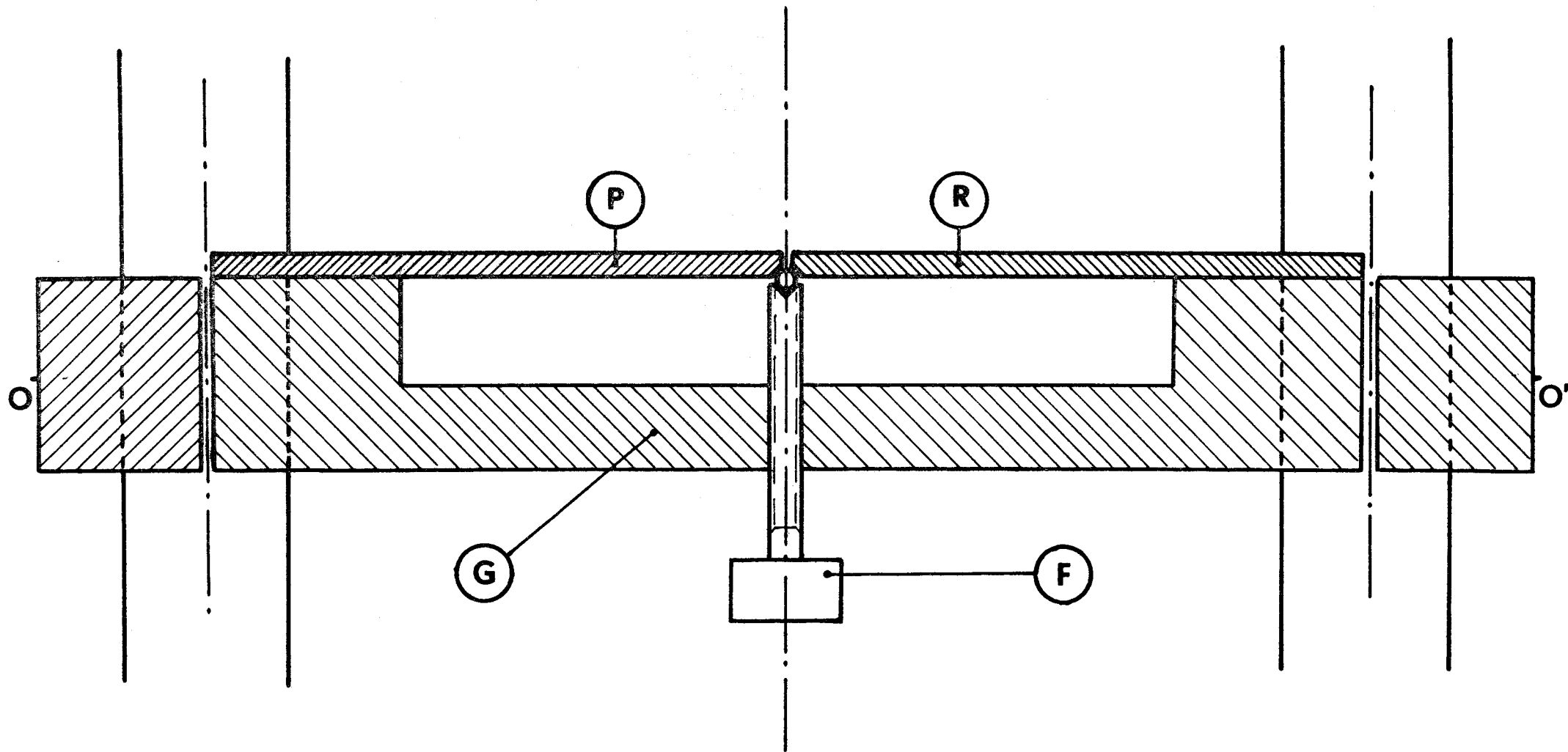


FIGURE - 19 -

PRINCIPE DE L'ACCORD MECANIQUE FIN DE LA CAVITE



La relation qui lie l et l' est $\frac{l}{l'} = \left(\frac{S_R}{S_G}\right)^3$ où S_R représente la section des ressorts et S_G la section de la pièce G.

Pour un déplacement x de la vis F, la variation de la longueur de la cavité est :

$$l = x - l \left(\frac{S_G}{S_R} \right)^3 \quad l = \frac{x}{\left(\frac{S_G}{S_R} \right)^3}$$

ce qui permet d'obtenir un réglage très fin de cette longueur. Le rapport $\frac{S_G}{S_R}$ peut également être modifié par l'emploi de lames d'acier de section S_R différentes. La compensation de la dilatation de la structure d'invar est réalisée par la longueur d'acier séparant le centre du miroir du plan passant par OO' et perpendiculaire à l'axe optique du système.

Sur la figure 18, nous trouvons également deux céramiques piezo-électriques E et J.

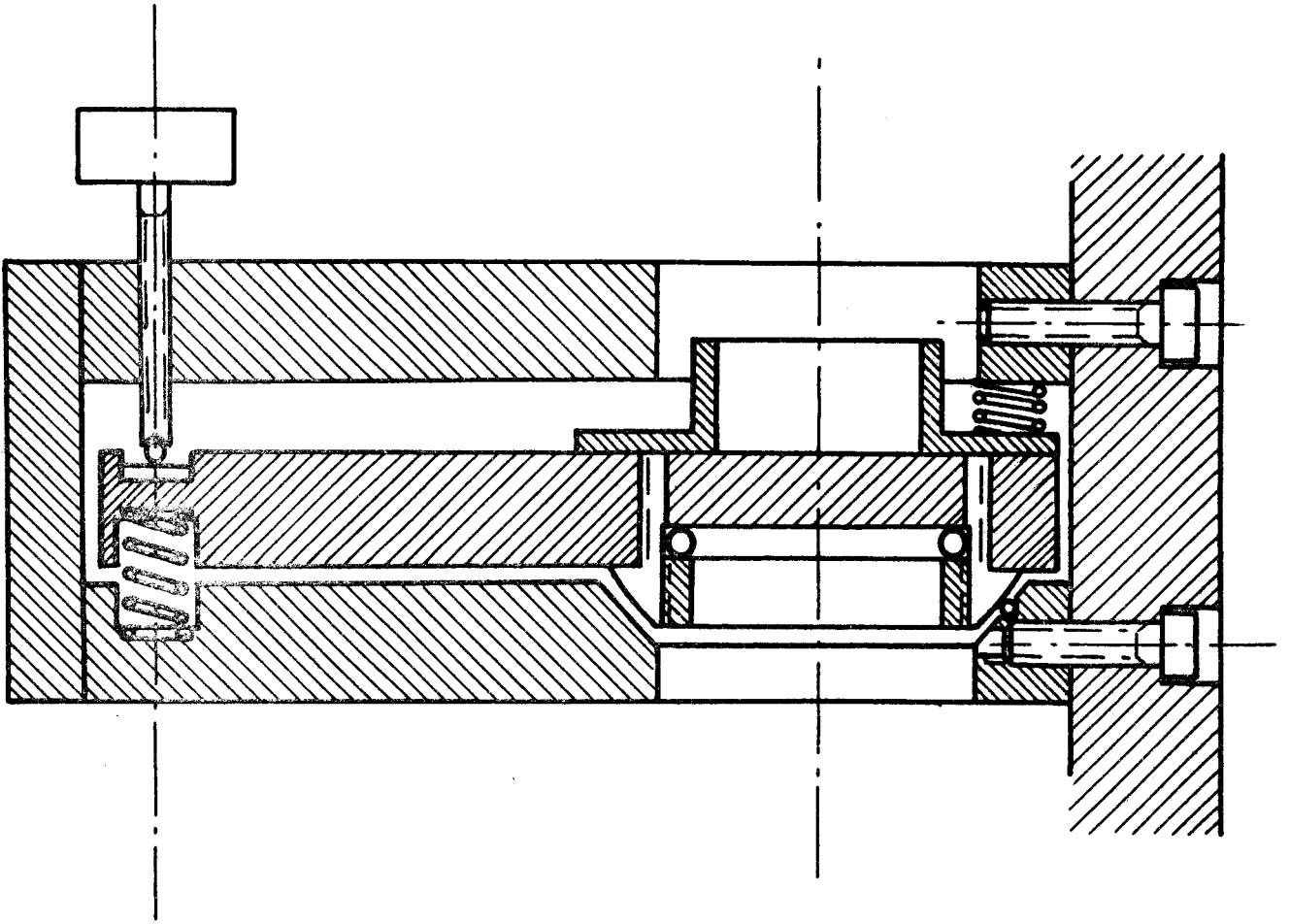
Elles permettent de faire varier électriquement la distance qui sépare les deux miroirs de 15μ pour la céramique E et de 7μ pour la céramique J à l'aide de tensions continues. La sensibilité de ces céramiques est de l'ordre de $100 \text{ volts}/\mu$ pour E et $50 \text{ volts}/\mu$ pour J. Remarquons que ces céramiques se prêtent bien à la réalisation de servomécanismes.

Toutes les pièces mécaniques entrant dans la composition de cet ensemble sont réalisées en acier "stabilisé" type 819 B et sont très robustes afin de conférer à l'ensemble une grande rigidité.

Un élément très important de cet ensemble est le support de miroir. De sa qualité dépend la stabilité du laser. Les réglages de position des miroirs doivent être précis, reproductibles.

Les déplacements angulaires doivent être très fins et continus. Aussi, avons-nous été obligés de réaliser de nouveaux supports de miroirs très différents de ceux montés sur le laser d'origine. Un premier type de supports (fig. 20) est basé sur la rotation sur 3 billes d'une rotule sphérique creuse contenant le miroir. La face réfléchissante de ce miroir contient le centre de la sphère : la rotation de ce miroir dans 2 plans perpendiculaires (vertical horizontal) qui est réalisée à l'aide de deux vis à pas fin s'effectue donc sans modification de la longueur optique de la cavité. Des ressorts adéquats permettent de maintenir cette rotule en place et de combattre le jeu des vis de réglage.

FIGURE - 20 -
SUPPORT DE MIROIR



Les déplacements angulaires des miroirs avec le montage décrit sont d'environ $5,5 \cdot 10^{-3}$ radian par tour.

Ce type de support bien que plus performant que les supports d'origine s'est cependant révélé insuffisant : les déplacements angulaires se font par à-coups et la reproductibilité est mauvaise : cela provient certainement de la liaison mécanique rotule - billes qui est une liaison à frottements élevés.

Un second type de miroir a donc été réalisé [fig. 21]. Le principe en est un cardan dont les axes de rotation passent par un même point : le centre du miroir. Les commandes de rotation sont identiques à celles du support précédemment décrit.

L'effet des variations de température de l'environnement étant supposé compensé, les autres causes de variation de la longueur géométrique de la cavité sont dues aux vibrations.

Afin de les minimiser, nous nous sommes attachés à réaliser une structure aussi rigide que possible et à éliminer tout couplage entre cette structure et les sources de vibration. En particulier la pompe à palette a été éloignée au maximum. D'autre part, des amortisseurs "vibra-choc" à fréquence de résonance très basse isolent l'ensemble du milieu environnant. Toutes les liaisons avec les organes annexes sont souples et transmettent donc peu les vibrations.

Quant aux vibrations thermiques propres à la structure, elles sont négligeables. Elles correspondent à $\frac{\Delta L}{L} = \left| \frac{2kT}{YV} \right|^{1/2}$.

Le calcul nous donne $\frac{\Delta L}{L} \# 10^{-13}$. Cette influence est donc négligeable.

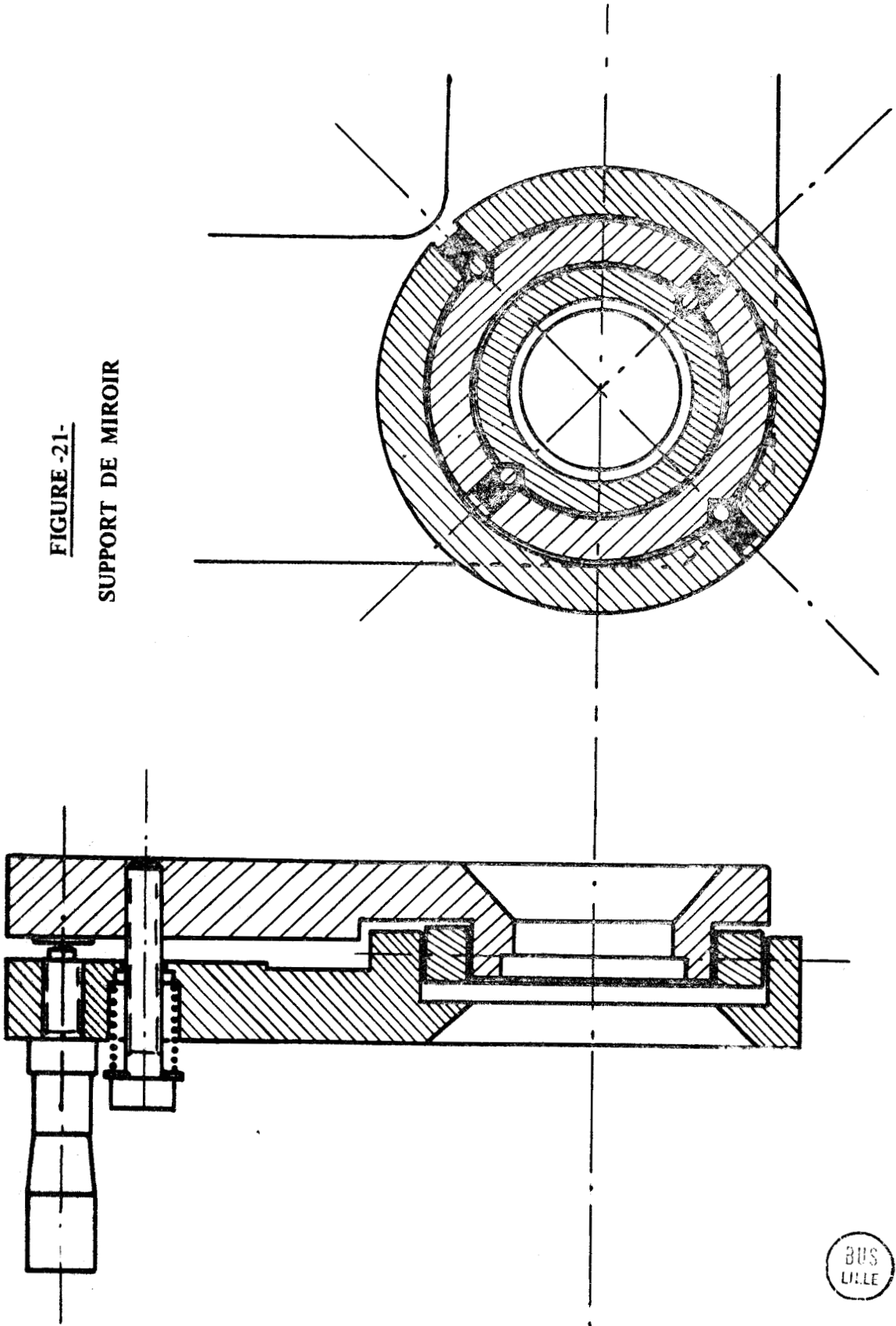
II - STABILISATION DE L'INDICE DU MILIEU AMPLIFICATEUR

a) Stabilisation de la température du milieu amplificateur.

Elle semble difficile à réguler facilement ; la présence de la décharge électrique et du rayonnement laser rendent l'introduction d'un élément de mesure de température pratiquement impossible.

Il nous a paru préférable d'assurer dans un premier temps un refroidissement régulier de l'enceinte contenant le milieu amplificateur. Ce refroidissement est obtenu par une circulation d'eau rendue aussi stable que possible par une série d'étranglements.

FIGURE -21-
SUPPORT DE MIROIR



Si cette méthode s'avère insuffisante, il nous faudra étudier dans un second temps des dispositifs plus complexes.

b) Stabilisation de la pression

La pompe utilisée a une capacité de pompage élevée ($80 \text{ m}^3/\text{h}$). En première approximation, compte-tenu de l'ordre de grandeur des débits de chaque gaz (quelques litres/minute), nous pouvons admettre que la pression à une extrémité du tube amplificateur est constante, le régime de la pompe étant bien en dessous de sa valeur maximum. Dans ces conditions, la variation de la pression moyenne du milieu amplificateur ne va dépendre que de la pression en amont du tube. D'autre part, cette pression moyenne sera proportionnelle au débit de gaz.

Nous pouvons donc espérer réguler la pression en régulant le débit.

Chacun des gaz utilisé provient d'une bouteille standard à haute pression. Un détendeur est donc nécessaire.

A partir de ces gaz détendus, deux systèmes différents ont été essayés.

→ Le débit des gaz issus du détendeur est réglé à l'aide d'un robinet à pointeau et repéré par un débitmètre. Les gaz sont ensuite mélangés et envoyés vers le laser. Le réglage est relativement facile et les débits les plus élevés sont stables.

Pour les valeurs les plus faibles, des difficultés apparaissent. Elles proviennent essentiellement des détendeurs utilisés qui ne sont ni étanches ni conçus pour travailler à des pressions aval inférieures à la pression atmosphérique. D'autre part, les robinets pointeaux des débitmètres sont peu précis pour des faibles débits.

→ Le deuxième système consiste à effectuer une seconde détente en utilisant un détendeur pouvant accepter à sa sortie une pression inférieure à la pression atmosphérique. Un capillaire calibré suit ce détendeur avant le mélange des gaz. Le réglage du débit s'effectue en jouant sur la pression à la sortie du 2ème détendeur.

Ce système donne satisfaction, aussi bien pour des valeurs élevées que pour des valeurs faibles du débit ; seul le diamètre des capillaires doit être adapté au régime de fonctionnement.

Le débit de la pompe à palette étant modulé à la fréquence de rotation du moteur, nous avons intercalé entre cette pompe et le laser un réservoir "ballast" d'environ 60 litres de contenance muni de chicanes intérieures qui atténuent ce défaut.

L'ordre de grandeur de la stabilisation de la pression, si nous nous référons à Mocker, devrait être de 6.10^{-3} Torr pour une variation de fréquence relative de l'émission laser de 10^{-9} autour d'un point de fonctionnement moyen de 12 Torr. L'observation de la pression à l'intérieur de l'enceinte effectuée à l'aide d'une jauge de Pirani classique ne nous a pas permis la mise en évidence de fluctuations. Cependant, cette jauge n'est pas adaptée à la mesure que nous voulons faire et ne nous permet pas par conséquent de vérifier si la régulation effectuée est suffisante.

c) Stabilisation de la décharge électrique.

L'alimentation dont nous disposons est limitée en intensité à 50 mA et en tension à 30 kV.

En se basant sur les résultats obtenus par Mocker, la variation relative de la fréquence en fonction de l'intensité doit être inférieure à 900 KHZ/mA, ce qui correspond à $\Delta I < 0,3$ mA pour le point moyen de fonctionnement choisi (40 mA).

L'alimentation de base nous fournit une tension non filtrée obtenue par le redressement 6 alternances de la tension issue d'un transformateur triphasé. La tension alternative résiduelle résultant de ce redressement, de fréquence fondamentale 300 HZ conduit en fonctionnement à une variation d'intensité de 5 mA crête-crête. Une cellule de filtrage classique en π , constituée par deux capacités de 0,47 μ F, et une self de 100 H suivie d'une résistance protection de 75 k Ω nous a permis de réduire ce taux à une valeur de 5.10^{-2} mA. Cependant, les variations plus lentes dues à l'instabilité de la décharge ne sont pas régulées par un tel système.

Une régulation électronique fait donc suite à cette cellule de filtrage, et consiste à introduire un circuit dont l'impédance élevée en alternatif reste faible en continu (fig. 22). Cette régulation (fig. 23) comprend une triode de puissance TH 3T1100 dont la charge cathodique est constituée par une penthode de pente élevée (EL 38). Les tensions de grille de commande de ces deux lampes sont maintenues constantes grâce à une alimentation stabilisée, la tension fournie à la grille de la penthode permettant de régler le courant de la décharge électrique.

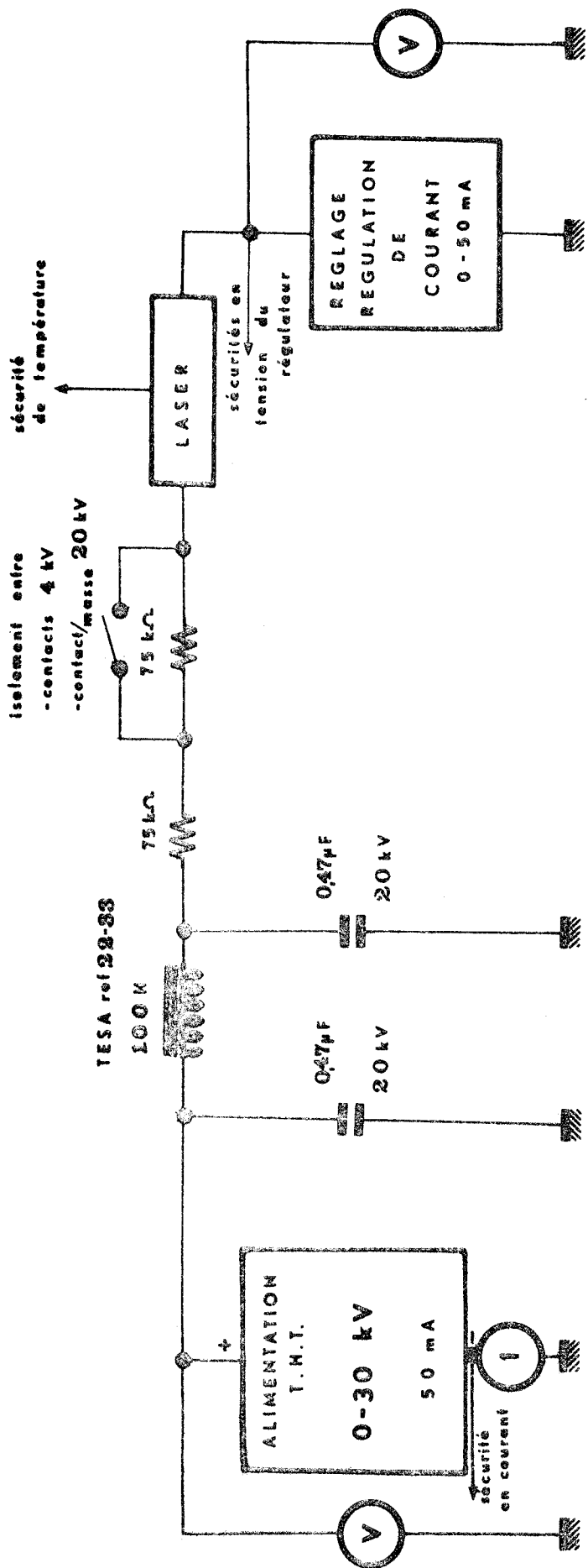


FIGURE - 22 -

SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'ALIMENTATION DE LA DECHARGE ELECTRIQUE

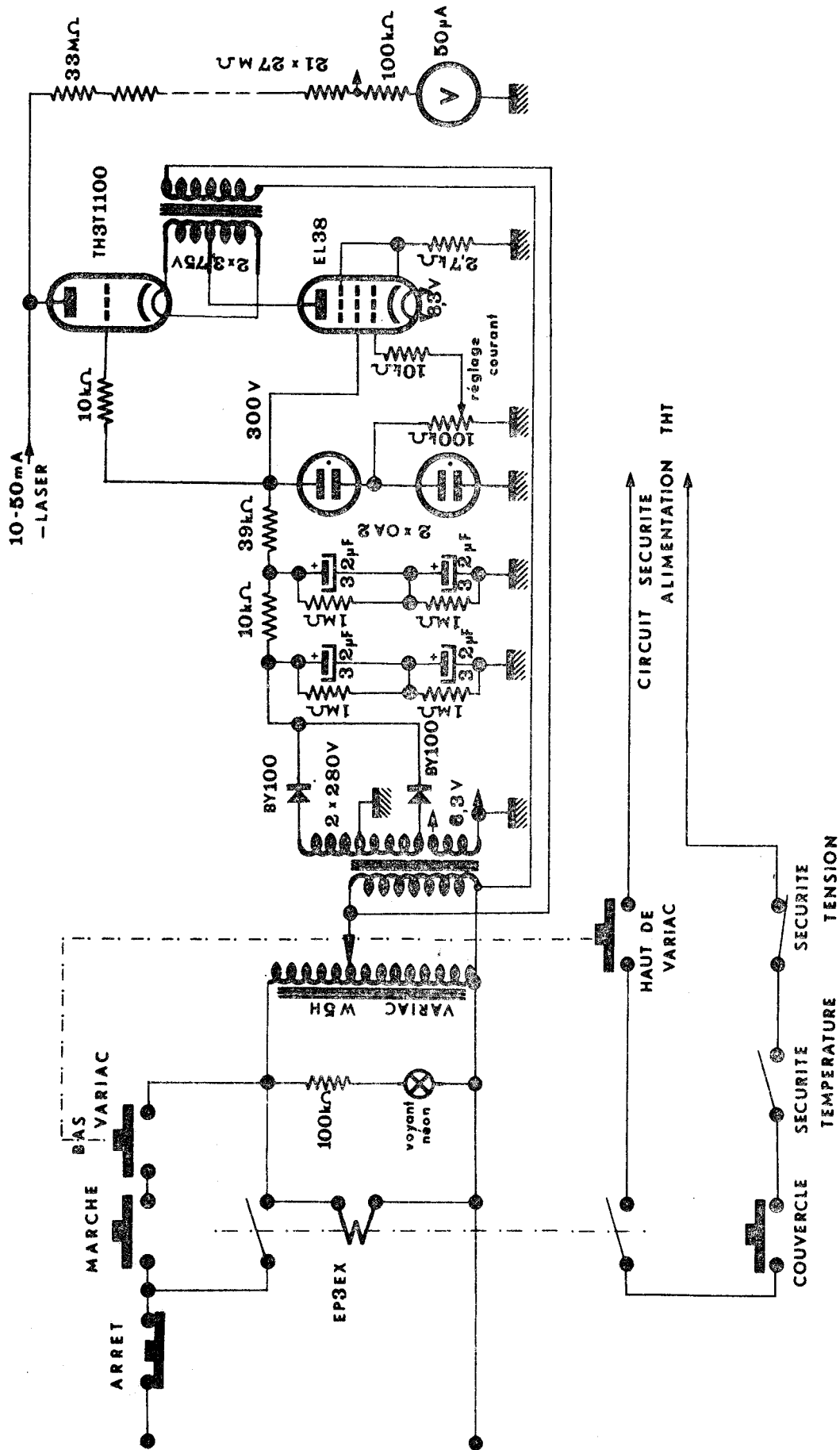


FIGURE - 23 -

SCHEMA DE LA REGULATION EN COURANT



Compte-tenu des équations régissant chacun de ces tubes, nous obtenons le rapport :

$$\frac{\Delta V}{\Delta I} = \ell_T + \left| \ell_p + (k_p + 1) R_k \right| \left| k_T + 1 \right|$$

ΔV étant la variation de tension aux bornes de l'ensemble ;

ΔI la variation d'intensité de la décharge

ℓ_p résistance interne de la penthode

ℓ_T " " " " triode

k_p coefficient d'amplification de la penthode

k_T " " " " triode

R_k Résistance de cathode de la penthode avec les lampes employées ;

$$k_p = 280 \quad \ell_p = 21 \text{ k}\Omega \quad k_T = 22 \quad \ell_T = 1500 \quad R_k = 2,7 \text{ k}\Omega$$

et
$$\frac{\Delta V}{\Delta I} \approx \ell_p k_T + k_p k_T \ell_T$$

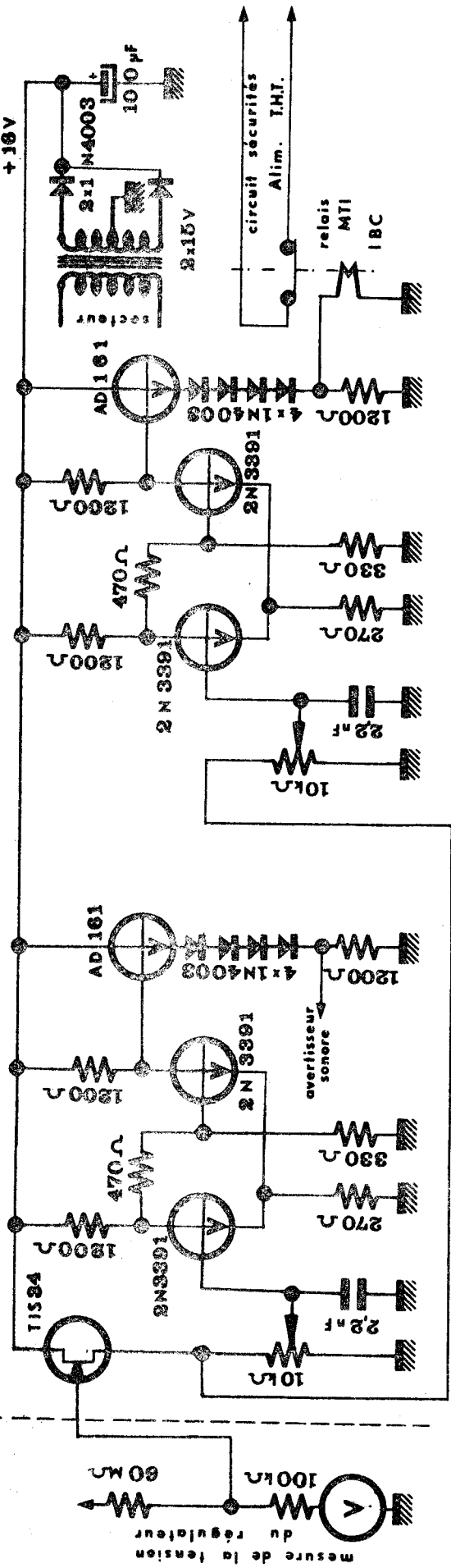
Le calcul conduit à la valeur de 19 M Ω . La régulation doit donc théoriquement être très efficace.

En fait, à 300 HZ, la mesure expérimentale nous donne pour valeur 2 M Ω . Nous avons attribué cette grande différence au fait que la triode est un tube à chauffage direct : la capacité parasite du transformateur alimentant le filament de cette lampe réduit donc en alternatif la valeur de la charge cathodique de celle-ci. Un rapide calcul nous a permis d'évaluer l'importance de cette capacité.

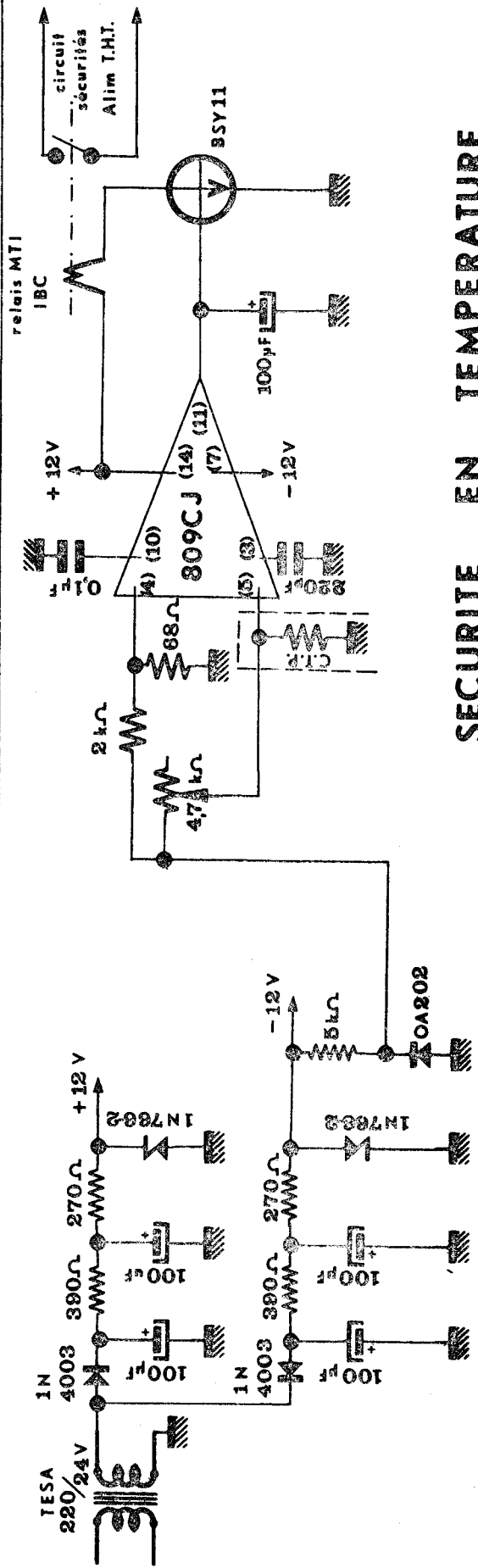
L'ordre de grandeur trouvé 500 pF, semble confirmer cette hypothèse. Pour éliminer ce défaut, il suffirait d'utiliser une lampe à chauffage indirect de caractéristiques similaires qui ne semble pas exister sur le marché.

Malgré la différence entre la valeur calculée et expérimentale de la résistance dynamique, la stabilité est suffisante. La mesure de la variation d'intensité pour un courant de décharge de 40 mA nous a donné le chiffre suivant : $\Delta I < 3 \cdot 10^{-4}$ mA.

Des dispositifs de sécurité (fig. 24) ont été joints au montage. En particulier une sécurité en température qui entre en action dès que la température de l'eau du circuit de refroidissement dépasse 20°C. Une seconde sécurité protège le tube de puissance, dont le point moyen de fonctionnement a été fixé à 1500 volts, dès que cette tension dépasse 3000 volts. La tension maximale que peut supporter ce tube est de 5000 volts.



SECURITES EN TENSION DU REGULATEUR



SECURITE EN TEMPERATURE DU LASER

FIGURE - 24 -
DETAIL DES SECURITES



III - INFLUENCE DE L'INDICE DU MILIEU AMBIANT

Le principe utilisé pour le laser impose au rayonnement de traverser le milieu ambiant situé entre les incidences et les miroirs de la cavité. Toute variation de la température, de la pression et du degré hygrométrique de ce milieu entraîne donc une variation de la longueur optique de la cavité.

Nous n'avons pas cherché à évaluer l'importance de chacune des causes citées mais nous avons diminué au maximum le trajet du rayonnement dans l'air en plaçant les miroirs de la cavité à la plus faible distance compatible avec le montage des fenêtres sous incidences de Brewster.

Les lasers à miroirs internes sont dépourvus de cet inconvénient. Cependant, la présence de la décharge électrique dans le cas où les électrodes voisines des miroirs sont portées à un potentiel élevé, les difficultés d'étanchéité et de réglages, l'introduction d'un élément sélectif et la réalisation d'un dispositif de variation de longueur, augmentent les difficultés de réalisation d'un tel laser. D'autre part, du point de vue maintenance, la conception avec les miroirs situés extérieurement au milieu amplificateur rend les divers éléments plus accessibles.

IV - FONCTIONNEMENT MONORAIE ET MONOMODE.

a) Sélection des raies.

Le montage réalisé permet d'utiliser deux types d'éléments sélectifs, soit un prisme en Na Cl, soit un réseau.

Nous disposons actuellement du prisme d'origine et d'une matrice de réseau de longueur d'onde de miroitement de 23μ et depuis peu d'un réseau de longueur d'onde de miroitement de 8μ . L'achat de ces deux types de réseaux a été dicté par les considérations exprimées en II - 1 - b.

b) Sélection des modes.

Nous nous sommes limités à une sélection par diaphragme à iris d'emploi très souple. Ce diaphragme est fixé sur un support de miroir et centré sur l'axe optique du système.

V - CHOIX DES ELEMENTS OPTIQUES.

a) Matériaux transparents vers 10,6 μ .

Les coefficients de transmission pour une épaisseur donnée et pour une incidence normale des matériaux les plus courants sont répertoriés dans le tableau ci-dessous :

Matériau	Indice	Epaisseur (mm)	Transmission (%)	Absorption (%)
Na Cl	1,49	5	92	< 0,5
K Cl	1,46	5	92	< 1
Ag Cl	1,98	5	80	< 0,5
K Br	1,52	5	91	< 0,5
Cs Br	1,66	5	92	< 1
Cs I	1,74	5	85	< 2
As ₂ Se ₅	2,8	5	62	< 3
KRs ₆	2,17	5	79	< 0,5
KRs ₅	2,37	5	71	< 0,5
Ge	4	1	45	< 2
Irtran II	2,2	1	70	< 2,5

Compte-tenu des caractéristiques mécaniques et chimiques, des coefficients de transmission et d'absorption, du prix de revient de ces matériaux, nous avons choisi d'utiliser le chlorure de sodium et le germanium.

Le chlorure de sodium allie à de bonnes caractéristiques mécaniques un coefficient de transmission élevé. Il est peu coûteux et ne s'altère vraiment que si le degré hygrométrique dépasse 0,75. Il est utilisé pour les fenêtres à incidence de Brewster qui ferment le tube amplificateur. Ces fenêtres sont gardées en atmosphère sèche lorsque le laser ne fonctionne pas à l'aide de caches contenant une substance desséchante.

Le germanium a un indice élevé et l'angle de Brewster correspondant est d'environ 75°. Il se prête donc surtout à la réalisation de mélangeurs, de miroirs semi-transparents ou de lentilles. Il se travaille facilement et est bon conducteur de la chaleur. Un dépôt de couches multidiélectriques sur une face et anti-reflets sur l'autre face d'une lame nous a permis de réaliser des miroirs semi-transparents utilisés pour extraire l'énergie du laser. Les lentilles utilisées pour la modulation sont également en germanium traité anti-reflets.

b) Matériaux réfléchissants.

Les meilleurs coefficients de réflexion atteints sont obtenus soit par dépôt de couches multidiélectriques, soit par dépôt sur un substrat convenablement choisi de matériau réfléchissant déposé par évaporation sous vide.

Seule la seconde méthode a été retenue : les couches multidiélectriques sont sélectives et le coefficient de réflexion varie avec la longueur d'onde de la radiation incidente. De plus, elles sont coûteuses.

Le matériau utilisé pour la réalisation des dépôts sous vide est l'or ($r = 0,994$) qui est moins altérable que l'argent ($r = 0,995$) et plus facile à évaporer que l'aluminium ($r = 0,987$).

Les substrats choisis sont l'acier inoxydable ou le silicium, tous deux caractérisés par une bonne conductibilité thermique. Le silicium plus léger se prête plus facilement à la réalisation de miroirs destinés à être fixés sur les céramiques piézo-électriques.

VI.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - STABILITE EN FREQUENCE

Nous n'aborderons pas l'étude de la largeur spectrale du signal émis qui est de toute façon négligeable (de l'ordre de 10^{-8} Hz) devant la largeur Doppler de la transition de pompe. Nous n'étudierons pas non plus la stabilité à court terme, faute de moyens de mesures adaptés à ce genre d'observation. Remarquons toutefois que les mesures effectuées sur les lasers à CO_2 |10| ne semblent pas mettre en évidence de fluctuations rapides. Si donc elles sont présentes, elles ne doivent pas avoir une amplitude suffisante pour perturber nos observations. De plus, compte-tenu des méthodes de modulation et de détection utilisées dans nos premières expériences de double irradiation, seules les stabilités à moyen terme et surtout à long terme sont importantes et nous nous attacherons essentiellement à leur contrôle.

a) Moyens de contrôle.

Pour des oscillateurs dont la fréquence est aussi élevée, le moyen de contrôle le plus utilisé consiste à examiner à l'aide d'un analyseur de spectre le battement issu de deux lasers réglés sur des fréquences voisines. Cependant, dans notre cas, cette méthode ne peut être utilisée car nous ne disposons actuellement que d'une seule source. Nous avons donc envisagé d'autres moyens qui n'ont pas le bénéfice d'être aussi précis mais qui permettent cependant de dégager des ordres de grandeur.

b) Méthode utilisée.

Elle nécessite un fonctionnement du laser permettant d'obtenir le phénomène de "Lamb dip" |32| ce qui demande :

→ Une faible pression dans le milieu amplificateur

→ Une cavité dont le coefficient de qualité soit aussi élevé que possible. Pour ceci, nous avons supprimé l'élément sélectif et effectué un couplage avec l'extérieur ne dérivant qu'une faible partie de l'énergie se trouvant dans la cavité. Ce couplage variable est constitué par un miroir qu'il est possible d'avancer dans le faisceau de la cavité laser.

Dans ces conditions de fonctionnement, la puissance extraite est faible et la largeur de la courbe de gain de 15 à 25 MHz. Bien qu'il n'y ait pas d'élément sélectif, un fonctionnement monoraie peut être obtenu.

En effet, le gain du laser est faible, et, seules trois ou quatre émissions (les plus intenses du spectre) ont lieu ; un choix judicieux de la longueur de cavité permet de sélectionner une seule de ces raies.

1) Etude de la stabilité à long terme.

A l'aide d'une céramique piézo-électrique placée derrière un des miroirs de la cavité, nous modifions linéairement la longueur de celle-ci de manière à décrire la courbe de gain.

Le dispositif expérimental est représenté fig. 25. Le faisceau issu du laser est dirigé vers le monochromateur après avoir été modulé à 100 %. Le signal détecté à la sortie du monochromateur est traité par démodulation synchrone puis envoyé à l'entrée Y d'un enregistreur dont la voie X reçoit une tension proportionnelle à la tension appliquée à la céramique.

L'emploi d'une détection synchrone a été justifiée par la faible amplitude du signal détecté. L'enregistrement ainsi obtenu est représenté fig. 26. Compte-tenu de la sensibilité de la céramique utilisée, la largeur de la courbe de gain à mi-hauteur peut être estimée à 25 MHz environ.

Le balayage de la longueur de la cavité autour du point correspondant au maximum du "dip" par une tension en dent de scie appliquée à la céramique nous permet d'observer la variation relative de position de ce maximum dans le temps à partir de laquelle il est possible de déduire la stabilité à long terme du laser. De tels enregistrements ont été effectués toutes les 10 minutes et sont représentés figure 27. Ils permettent d'estimer la stabilité de l'ensemble à $3,5 \cdot 10^{-8}$ pour une durée d'observation de 1/2 heure. Ceci est équivalent à une variation du chemin optique de $0,3 \mu\text{m}$.

2) Stabilité à moyen terme.

En utilisant le même dispositif que précédemment et en superposant l'enregistrement d'une quinzaine de passages correspondant à une durée d'observation de 60 s, nous obtenons la courbe de la fig. 28. L'ordre de grandeur de la stabilité à moyen terme qu'il est possible d'en déduire est de $2 \cdot 10^{-8}$.

D'autre part, si nous observons la courbe de la figure 26, nous voyons qu'aucun bruit ne vient se superposer à l'enregistrement, ce qui semble confirmer les chiffres cités relatifs à la stabilité à moyen terme.

Remarquons également que l'observation du "Lamb dip" est subordonnée à une stabilité à court terme d'au moins 10^{-7} .

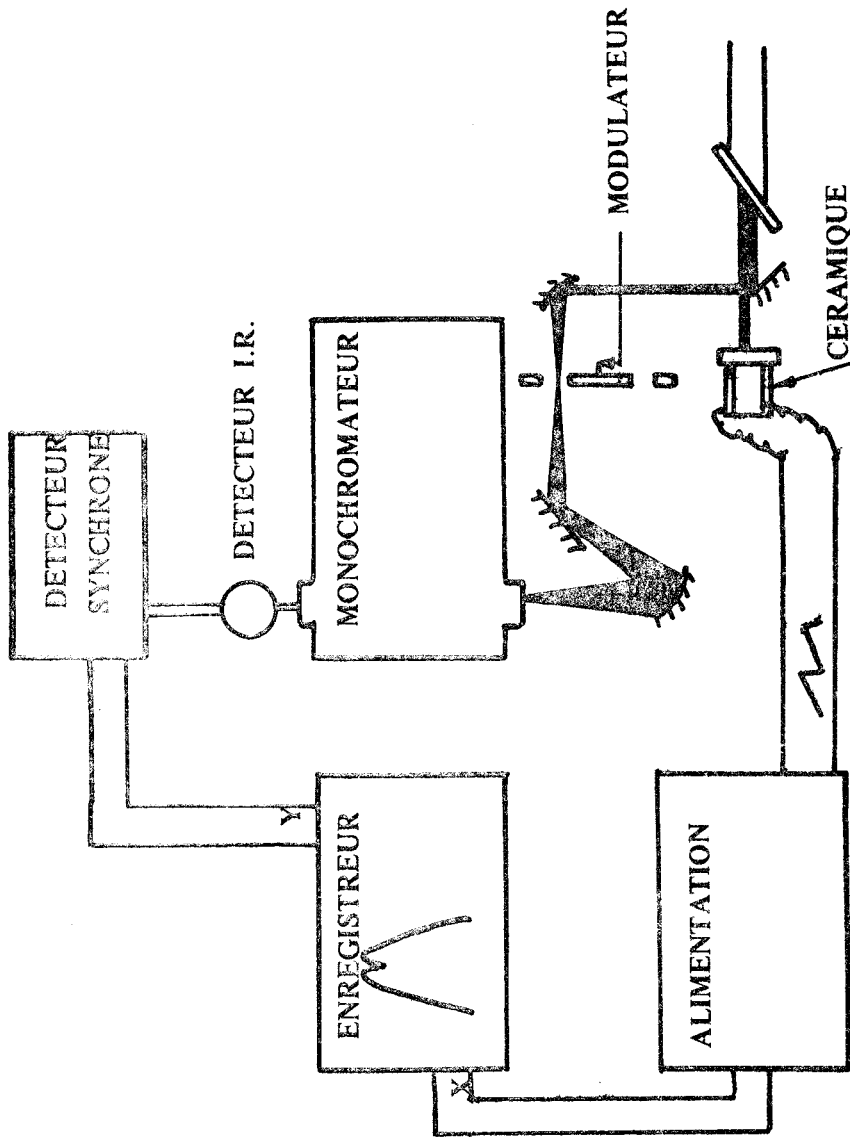


FIGURE - 25 -

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

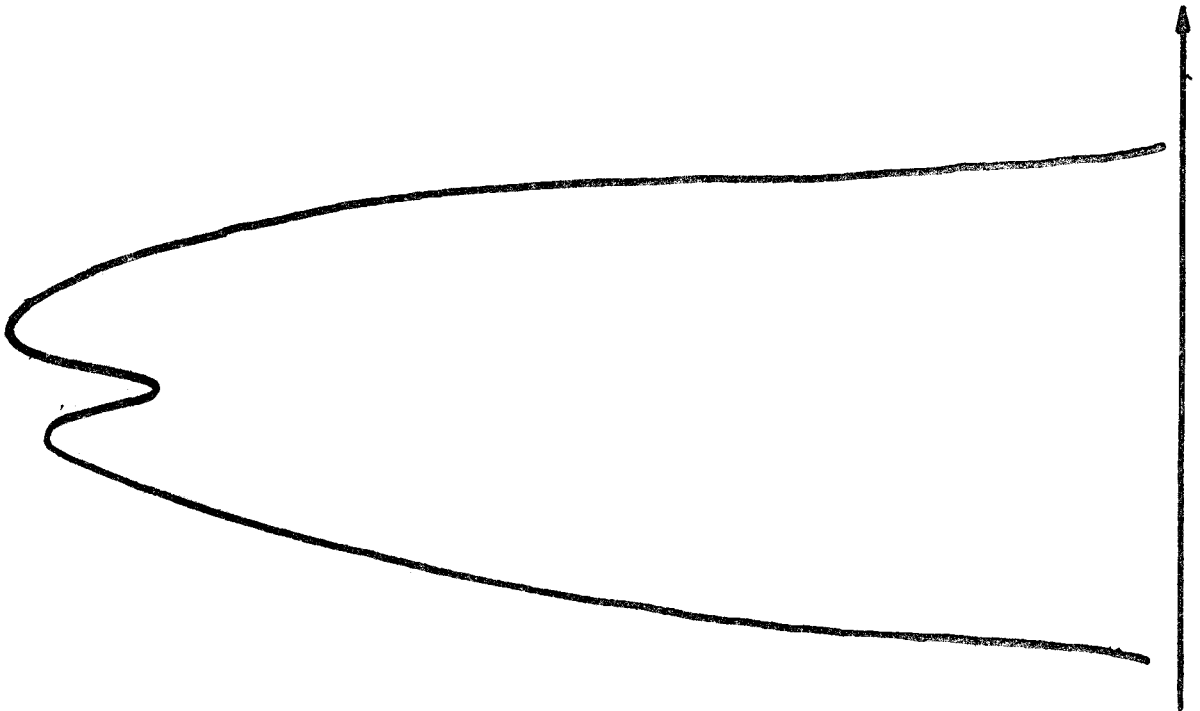


FIGURE - 26 -
COURBE DE GAIN

BUS
LILLE

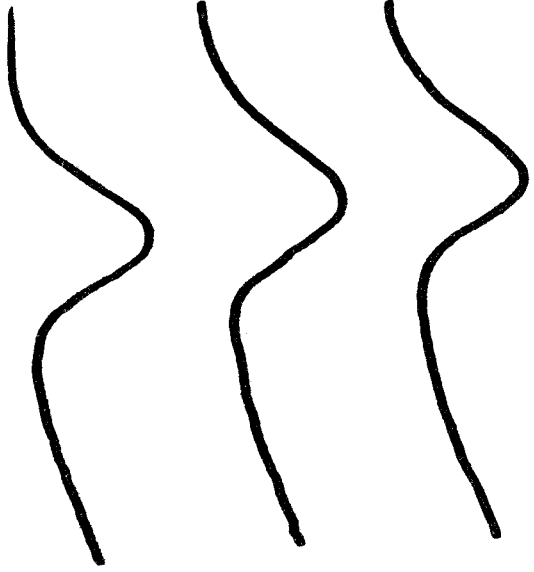


FIGURE - 27 -
DEPLACEMENT LENT DU « LAMB DIP »

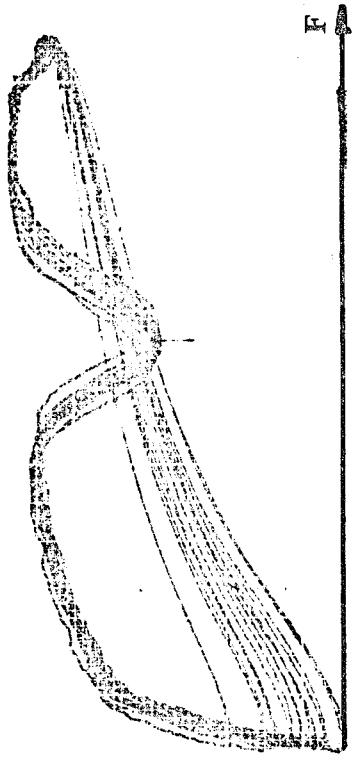


FIGURE - 28 -
DEPLACEMENT RAPIDE DU « LAMB DIP »

Nous envisageons d'ailleurs par la suite un contrôle plus précis des caractéristiques de notre laser par l'observation à l'aide d'un détecteur rapide du battement obtenu entre deux sources. Ce contrôle conduira certainement à une nouvelle amélioration de ces sources. Un dispositif d'asservissement en fréquence sur le "Lamb dip" est également à l'étude. Il devrait contribuer à améliorer fortement la stabilité.

II - STABILITE EN AMPLITUDE

Le signal obtenu à la sortie du laser est également très stable en amplitude. Celle-ci peut être estimée à mieux que 10^{-2} pour une durée d'observation d'environ une heure. Il semble que cette stabilité ne soit altérée que par la dérive à long terme du laser.

III - MONOCHROMATICITE.

a) Fonctionnement Monoraie

Le montage utilisé pour contrôler l'émission est classique.

Le faisceau issu du laser est modulé à 100 % puis focalisé sur la fente d'entrée du monochromateur à la sortie duquel est placé le détecteur. Un amplificateur permet d'amener l'amplitude des signaux à une valeur correcte pour une observation à l'oscilloscope. Ces études ont porté sur les trois éléments sélectifs dont nous disposons actuellement : un prisme en sel et deux réseaux dont les caractéristiques ont été données au chapitre précédent. Nous avons étudié d'une part la qualité de l'émission et d'autre part la sélectivité de chacun de ces trois éléments. Cette sélectivité est ensuite comparée aux résultats théoriques.

1) Prisme

Il nous a été impossible d'obtenir un fonctionnement monoraie avec le prisme. La raie sélectionnée étant toujours accompagnée au moins de 2 raies voisines. La sélectivité mesurée est de $0,50 \text{ ' par cm}^{-1}$, ce qui semble en bon accord avec la valeur calculée : $0,48 \text{ ' / cm}^{-1}$.

2) Réseau "blazé" 23 μ .

Avec ce réseau, le réglage du laser étant effectué pour une raie déterminée, nous n'avons pas pu déceler d'émission même faible sur d'autres raies.

Nous avons également réussi avec ce réseau à accorder la cavité laser en utilisant dans les conditions de Littrow les ordres 3 ; 2 ; 1 ; -1 ; -2 ; -3. L'ordre 2 correspond effectivement au maximum de puissance de sortie du laser.

La valeur de la sélectivité a été trouvée égale à $2,09 \text{ ' par cm}^{-1}$ au voisinage de la raie P 20. La valeur théorique est de $2,02 \text{ ' / cm}^{-1}$.

3) Réseau "blazé" 8 μ .

Avec ce réseau, le laser oscille également en monoraie. Nous avons aussi remarqué que les pertes étaient beaucoup plus faibles que pour le réseau précédent. Cependant, pour l'instant, nous ne disposons que d'une copie et non de la matrice. Il nous est donc impossible d'utiliser cette copie à forte puissance. Les mesures de sélectivité ont conduit à la valeur de $5'/\text{cm}^{-1}$ au voisinage de la raie P20. La valeur calculée correspondant à la même raie est également de $5'/\text{cm}^{-1}$.

b) Fonctionnement Monomode.

L'observation du faisceau à la sortie du laser à une distance de 3 mètres environ nous a permis de contrôler le fonctionnement monomode de celui-ci. La tache formée par le mode fondamental TEM_{00q} a une allure remarquable : elle doit être à symétrie circulaire et la répartition d'intensité selon son rayon représentée par la figure 14 a, c'est-à-dire avec un maximum central. L'observation s'est effectuée avec du papier thermofax.

Lors de nos premiers contrôles, nous avons bien observé une tache de configuration identique mais accompagnée de taches diffuses de formes diverses. Nous avons alors supposé que ces "parasites" étaient dus à des réflexions sur les parois internes du tube contenant le milieu amplificateur. Après avoir dépoli ce tube intérieur, nous avons finalement obtenu la tache caractéristique représentée figure 29. Nous avons noté que les réglages de la cavité sont extrêmement critiques pour obtenir ce fonctionnement.

Les résultats obtenus dans l'ensemble sont proches de ceux désirés et nous pouvons considérer que la stabilité tant en fréquence qu'en amplitude ainsi que la monochromaticité de cette source sont suffisantes pour les manipulations envisagées.

Quant à la puissance de sortie, nous ne pouvons citer aucun chiffre précis quant à son amélioration. Nous ne disposons pas de mesure de puissance et une comparaison des résultats actuellement obtenus avec les précédents ne peut être faite : avant stabilisation, la puissance de sortie se répartissant sur plusieurs raies et sans doute sur plusieurs modes. La puissance à la sortie était donc supérieure à celle qui aurait pu être obtenue en fonctionnement monomode-monoraie ; les molécules participant à l'émission étant différentes. Il semble que la puissance atteinte actuellement (monoraie-monomode) est du même ordre de grandeur que celle obtenue antérieurement en multiraies-multimodes, ce qui correspond malgré tout à une amélioration notable.

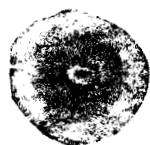


FIGURE - 29 -

TACHE DU MODE TEM_{00q}



VII

MODULATION DU FAISCEAU LASER

Les expériences de double irradiation entreprises nécessitent une modulation à 100 % de la source de pompe. La fréquence de modulation doit être variable dans un domaine aussi large que possible afin qu'elle puisse être adaptée aux différents types d'expériences.

I - Possibilités de modulation à 10,6 μ .

Divers procédés de modulation des lasers à CO₂ sont connus.

Ils peuvent être :

- internes à la cavité
- externes à la cavité.

a) Modulation interne.

Celle-ci est le plus souvent connue sous le terme "Q.SWITCH". Les dispositifs utilisés permettent d'obtenir des impulsions dont la durée variable selon le procédé est en général comprise entre 20 μ s et 200 μ s. La puissance crête peut atteindre 200 kW. Deux méthodes sont employées :

- Modification d'un élément du laser.
- Introduction d'un dispositif supplémentaire dans la cavité.

1) Q. Switch obtenu par modification d'un élément.

→ Modulation de la décharge électrique.

Ce procédé nécessite une alimentation en impulsions de la décharge électrique variant de 20 kV à 1 MV. Il permet d'obtenir des puissances crêtes de 800 W |35| à 200 kW |36|.

→ Modulation de l'accord de la cavité.

La méthode la plus facile à mettre en oeuvre consiste à faire tourner un des miroirs de la cavité autour d'un axe perpendiculaire à l'axe optique. Les puissances crêtes ainsi obtenues varient de 50 kW |37| à 120 kW |38|.

→ Modulation de l'accord de la cavité et de l'alimentation

L'emploi simultané des deux méthodes précédentes régularise la fréquence, stabilise l'amplitude des impulsions et augmente la puissance crête lorsque le déphasage entre le passage du miroir par la position d'accord de la cavité et l'impulsion de la décharge électrique est optimisé |39| |40|.

2) Q Switch par introduction d'un élément dans la cavité.

On peut distinguer :

- Le Q. Switch passif
- Le Q. Switch actif contrôlé extérieurement.

→ Élément passif : il est généralement constitué par un gaz saturable dont la bande d'absorption infra-rouge coïncide avec une ou plusieurs raies d'émission du laser à CO_2 .

L'introduction de ce gaz dans la cavité a pour effet d'augmenter les pertes, donc d'augmenter l'inversion de population minimale nécessaire à l'oscillation.

Dès que ce seuil est dépassé, l'oscillation a lieu et une partie des photons émis est immédiatement absorbée par le gaz dont les transitions correspondantes se saturent rapidement.

Cette saturation rend celui-ci transparent, ce qui a pour effet de diminuer rapidement les pertes de la cavité. L'énergie emmagasinée dans le milieu amplificateur en présence de l'absorbant est alors libérée sous forme d'une impulsion de grande amplitude. L'amplification cesse dès que le gain redevient inférieur à l'unité.

L'évolution du système a été mise en équation [41]. Ces auteurs montrent que le phénomène n'a lieu que si l'excitation de l'absorbant est plus rapide que la désexcitation du milieu amplificateur.

Un processus répétitif peut être obtenu lorsque le temps de désexcitation de l'absorbant est inférieur au temps τ nécessaire au pompage pour recréer l'inversion de population au sein du milieu amplificateur, la périodicité des impulsions émises dépendant dans ce cas du temps τ .

Le Q Switch passif peut donc être obtenu à l'aide de matériaux saturables dont la section efficace d'absorption est supérieure à celle du milieu amplificateur.

Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques des modulations obtenues à l'aide de différents gaz.

	Puissance crête (W)	Puissance crête Puissance continue	Fréquence de modulation (kHz)	Raies affectées	bande (μ)
S F ₆ 42	1000	200	1 - 10	P ₈ à P ₃₂	10,6
CO ₂ + propylène 43	-	-	100	P ₁₈ et P ₂₀	10,6
Chlorure de Vinyle 44	-	10	100	P ₁₄	10,6
SF ₆ + C ₂ F ₃ Cl 45	180	180	20	P ₁₂ et P ₃₀	10,6
CH ₃ F 46	-	12	10 - 25	P ₂₀ et P ₃₂	9,6
PF ₅ 46	-	-	2	P ₂ à P ₃₈	10,6
B Cl ₃ 47	-	-	-	P ₁₆ à P ₃₀	10,6
CF ₂ Cl ₂ 48	-	-	10 - 50	P ₁₆ à P ₄₆	10,6
C ₂ F ₃ Cl 48	-	-	25 - 50	P ₆ à P ₂₀	9,6
				R ₂₂ à R ₂₆	9,6
CH ₃ Br 49	-	3	50	Branche P	10,6
				R ₃₄ à R ₁₀	9,6

Elément actif

- Modulateur mécanique |37|

Deux lentilles de distance focale f distantes de $2f$ sont introduites dans la cavité. Un modulateur mécanique coupe le faisceau au point de focalisation. La puissance crête est de l'ordre de 50 kW pour une fréquence de répétition de 5 KHZ.

- Modulateur électro-optique |50| |51|

Cette technique utilise l'effet Pockels, ou effet électro-optique linéaire consistant à utiliser la biréfringence induite dans un milieu cristallin électriquement polaire sous l'action d'un champ électrostatique.

Le matériau le plus utilisé à l'heure actuelle dans le domaine de 10,6 μ est le Ga As. Pour ce corps, la biréfringence maximale est obtenue lorsque le champ électrique d'excitation est appliqué selon l'axe $|\bar{1}\bar{1}0|$ du cristal |52| ; dans ces conditions, les axes de l'ellipsoïde des indices ont pour direction $|\bar{1}10|$, $|\bar{1}\bar{1}1|$ et $|\bar{1}\bar{1}\bar{1}|$ et pour valeurs respectives n_o ; $n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$; $n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$ où E est le champ électrique d'excitation et r_{41} les composantes non nulles du tenseur électrooptique.

Une onde se propageant selon l'axe $|110|$ verra donc les composantes de sa polarisation selon les lignes neutres du cristal déphasées de la quantité $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} r_{41} n_o^3 V \frac{l}{h}$ l'une par rapport à l'autre.

où V est la tension appliquée au cristal

l sa longueur

h son épaisseur

|fig. 30|

λ_0 est la longueur d'onde du rayonnement lumineux.

Le choix convenable de la grandeur $\frac{Vl}{h}$ permet d'obtenir un déphasage $\Delta\phi = \pi$.

Un analyseur convenablement placé à la suite du cristal permet de transformer cette modulation de phase, obtenue par application d'une tension en créneau, en modulation d'amplitude.

Cependant, compte-tenu de la complexité des réglages et des pertes d'insertion inhérentes à de tels dispositifs, leur emploi à l'intérieur de la cavité n'est pas aisé.

b) Modulation externe.

Pour une modulation à 100 % dont le rapport cyclique est de 1, ce type de modulation a au maximum un rendement de 50 %.

Cependant, il a pour avantage d'être très accessible à l'utilisateur et de ne pas interférer avec le fonctionnement du laser ; en outre, la forme des signaux obtenus est beaucoup plus régulière et contrôlable.

1) Modulation mécanique

Elle a été une des premières à être utilisée. Elle est en effet simple à mettre en oeuvre, mais son domaine d'application reste limité aux fréquences basses.

2) Modulation par effet photo-élastique

Le principe en est le suivant :

→ Modulation par effet photoélastique.

Une modification périodique dans l'espace de l'indice du matériau utilisé engendrée par une onde ultrasonique crée un phénomène de diffraction de l'onde lumineuse se propageant dans ce milieu. Si Λ est la longueur d'onde ultrasonore, λ_0 la longueur d'onde de la radiation lumineuse, la relation entre l'angle à incidence θ et l'angle réfracté θ' est $(\sin \theta' - \sin \theta) = \frac{k\lambda_0}{\Lambda}$, ces angles étant repérés par rapport à une perpendiculaire à la direction de propagation des ondes ultrasonores |53|.

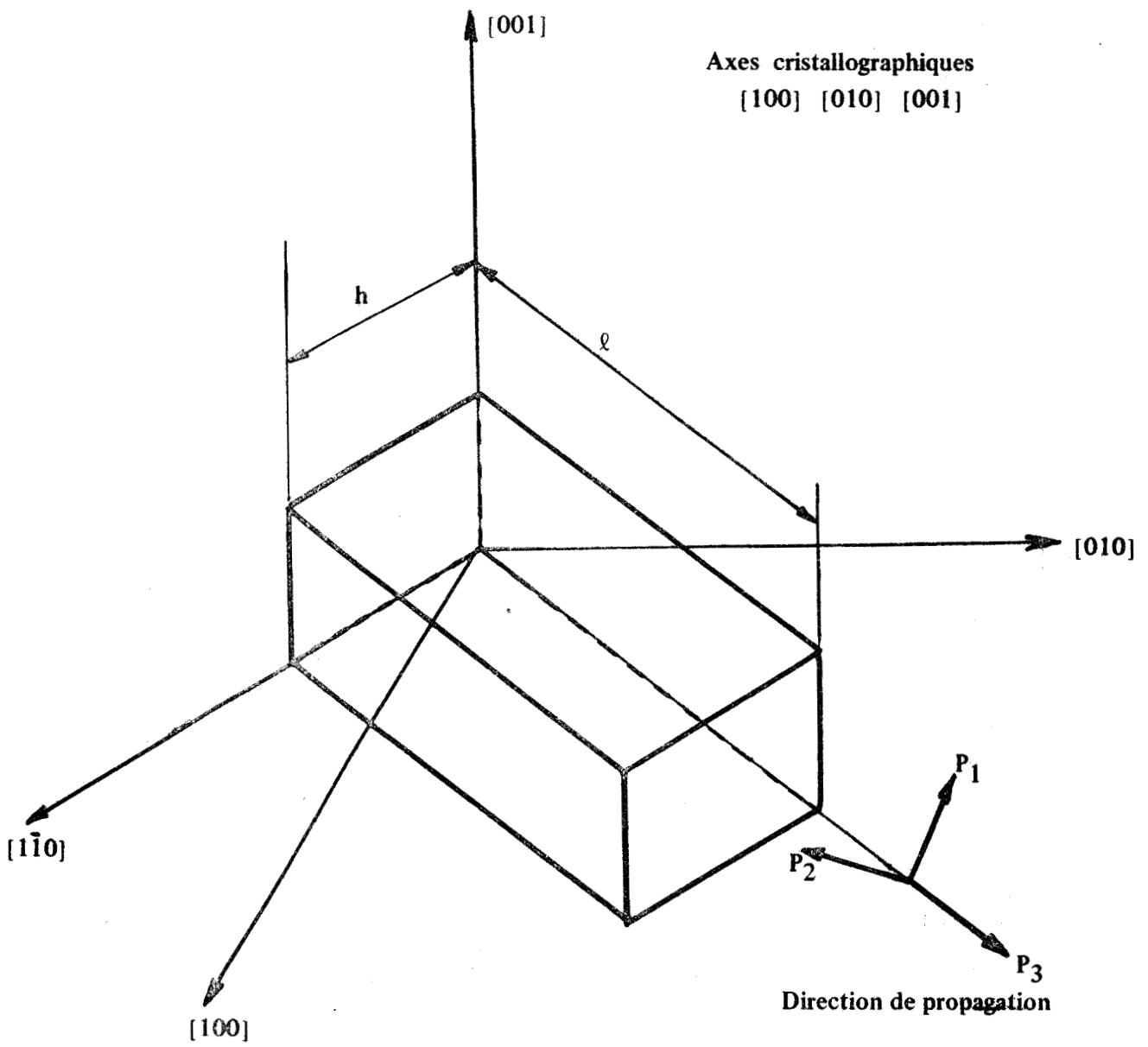


FIGURE - 30 -

ORIENTATION DU CRISTAL D'ARSENIURE DE GALLIUM

L'intensité détectée dans la direction $\theta = \theta'$ diminuera en présence de l'onde ultrasonore ; cette diminution correspondant à l'énergie diffractée dans les directions $\sin \theta' = \frac{k\lambda}{\Lambda} + \sin i$ avec $k \neq 0$. Le pourcentage de modulation obtenu sera d'autant plus élevé que l'énergie diffractée dans ces directions sera grande.

Des essais effectués à l'aide de cristaux de Ga As ; Si ; Te ; ZnS ; Zn Se ; Na Cl ont permis d'obtenir des taux de modulation relativement faibles ($\sim 1\%$). Certains auteurs [54] avancent la possibilité d'obtenir des taux de modulation de 90 % environ avec des cristaux de Ga As dans une bande limitée à 1 MHz.

→ Modulation par diode semi-conductrice

Le principe en est l'absorption par porteurs libres (trous) du rayonnement infra-rouge. L'injection de ces porteurs est obtenu à l'aide d'une jonction P.N.. Le temps de réponse de ces systèmes est limité par la durée de vie des porteurs.

- Diode Ge.

Ce procédé mis au point par la C.S.F. permet de moduler à 100 % un faisceau de 1 watt environ à des fréquences basses. A 1 MHz, la profondeur de modulation n'est plus que de 80 %.

- Diode In Sb [55].

Celle-ci, refroidie à 77°K, permet de moduler à 100 % un faisceau de 2 Watts. Le temps de réponse du modulateur est de 10^{-6} s mais peut être amélioré en soumettant le cristal à un champ magnétique.

→ Modulation par effet électro-optique.

Seuls quelques matériaux semblent avoir des propriétés propres à la réalisation de modulateurs à 10,6 μ . Leurs coefficients électro-optiques figurent dans le tableau ci-dessous :

Matériau	Coefficient électro-optique (m/V)
Se [56]	$r_{11} = 2,5 \cdot 10^{-12}$
CdS [57]	$r_c = 5,5 \cdot 10^{-12}$
Zn Te [57]	$r_{41} = 1,4 \cdot 10^{-12}$
Ga As [57]	$r_{41} = 1,6 \cdot 10^{-12}$
Cd Te [58]	$r_{41} = 6,8 \cdot 10^{-12}$

Le Cd Te présente un avantage certain par rapport aux autres matériaux cités. Outre son coefficient électro-optique important, la fraction d'énergie dissipée dans celui-ci pour un coefficient de modulation donnée est faible.

Cependant, les propriétés de ce matériau ne sont connues que depuis peu de temps et les modulateurs l'utilisant ne sont encore qu'expérimentaux.

Le Ga As dont les propriétés sont connues depuis longtemps présente l'avantage par rapport au Se, CdS et Zn Te d'absorber moins le rayonnement bien que cette absorption soit 4 fois supérieure à celle du Cd Te. Le tableau ci-dessous représente les performances obtenues à l'aide de modulateurs à Ga As.

Référence	Taux de modulation à	la Fréquence	Puissance incidente supportée
59	30 %		1 W.
60	100 %		1 W.
61	10 %	250 MHz	20 W.
	40 %	70 MHz	
	100 %	de 1 à 20 MHz	

II - Réalisation d'un modulateur mécanique

Les méthodes de Q Switch permettent d'obtenir de grandes densités d'énergie. Cependant, la forme des impulsions ne permet pas d'utiliser ce procédé dans les études de double irradiation entreprises. De plus, la fréquence de répétition en Q Switch passif n'est pas suffisamment stable pour être compatible avec les méthodes de détection utilisées.

Les dispositifs de modulation externe sont donc mieux adaptés. Le prix élevé des dispositifs à semi-conducteurs ou électro-optiques nous ont contraint à envisager dans un premier temps de réalisation d'un modulateur mécanique.

Celui-ci permet de moduler à 100 % à une fréquence maximale de 12 KHZ.

a) Réalisation expérimentale

Le faisceau focalisé à l'aide d'une lentille en Ge traitée anti-reflet est modulé à l'aide d'un disque métallique de 15 cm de diamètre comportant 120 pales. Ce disque est fixée directement sur l'arbre d'un moteur dont la vitesse de rotation peut atteindre 6000 Trs/min. Le faisceau modulé est ensuite repris par une seconde lentille dont le rôle est de le rendre parallèle avant son introduction dans la cellule où se produit l'interaction.

1) Caractéristiques du moteur.

Les méthodes de détection des phénomènes de double irradiation nécessitent que la fréquence de modulation de la source de pompe soit très stable. C'est pourquoi nous avons utilisé un moteur synchrone. D'autre part, la fréquence de modulation est fonction de la vitesse de rotation. Une vitesse de 6000 Trs/min a finalement été choisie.

Le moteur du type W5H fabriqué par la S.A.G.E.M. doit être alimenté par deux tensions alternatives de 110 V efficace déphasées l'une par rapport à l'autre de $\pi/2$.

Il est conçu pour fonctionner avec des tensions d'alimentation à 400 Hz, mais il est possible de modifier sa vitesse de rotation en utilisant des fréquences différentes. La stabilité de la vitesse de rotation est liée à la stabilité de la fréquence des tensions d'alimentation. Aussi avons-nous réalisé une alimentation dont les fréquences asservies en phase au secteur sont de 100 - 200 - 300 - 400 Hz ce qui correspond à des fréquences de modulation de 3, 6, 9, 12 kHz

2) Réalisation de l'alimentation.

Elle comprend un oscillateur asservi suivi d'un déphaseur (fig. 31). Les tensions issues de l'oscillateur et du déphaseur sont appliquées aux amplificateurs de puissance (fig. 32), permettant d'alimenter les deux enroulements du moteur.

→ Oscillateur et déphaseur.

Un circuit intégré (809 C) est utilisé en oscillateur à pont de Wienn. Un transistor à effet de champ T_1 (TIS 34) ajuste automatiquement le gain du module ce qui a pour effet de garder à la tension de sortie une amplitude constante. Le transistor T_2 (TIS 34) est inclus dans une branche résistive du pont et sert à asservir la fréquence de l'oscillateur par intermédiaire d'une tension continue appliquée sur sa porte et provenant du comparateur de phase.

La tension issue de cet oscillateur est appliquée à un circuit intégré (809 C) fonctionnant en intégrateur.

Les deux tensions provenant de l'oscillateur et du déphaseur sont respectivement ajustées avant d'être appliquées à l'entrée des amplificateurs de puissance.

→ Asservissement de l'oscillateur.

Afin d'asservir les fréquences de l'oscillateur à celle du secteur, nous avons réalisé un comparateur de phase.

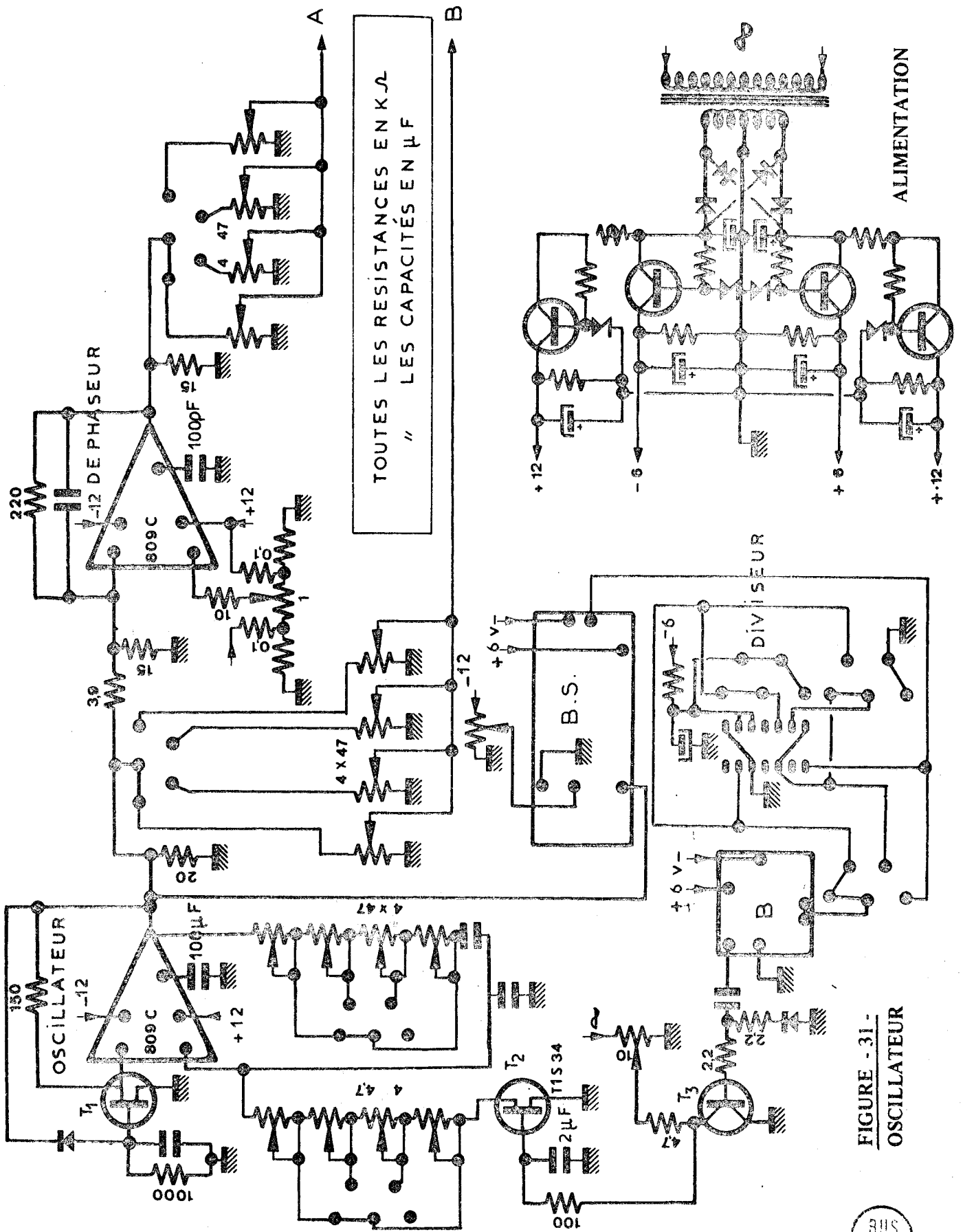


FIGURE - 31 -
OSCILLATEUR

T₁: 2N699 T₂ T₃ T₄: BF109 T₅ T₆: 2N 3055

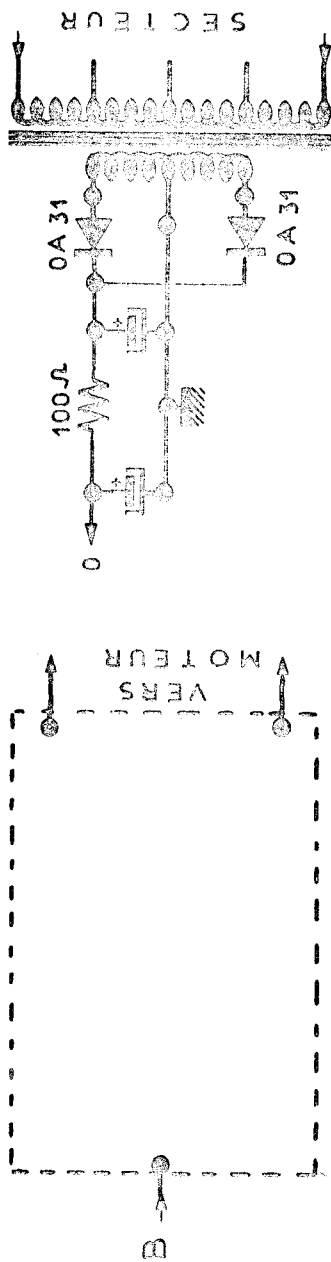
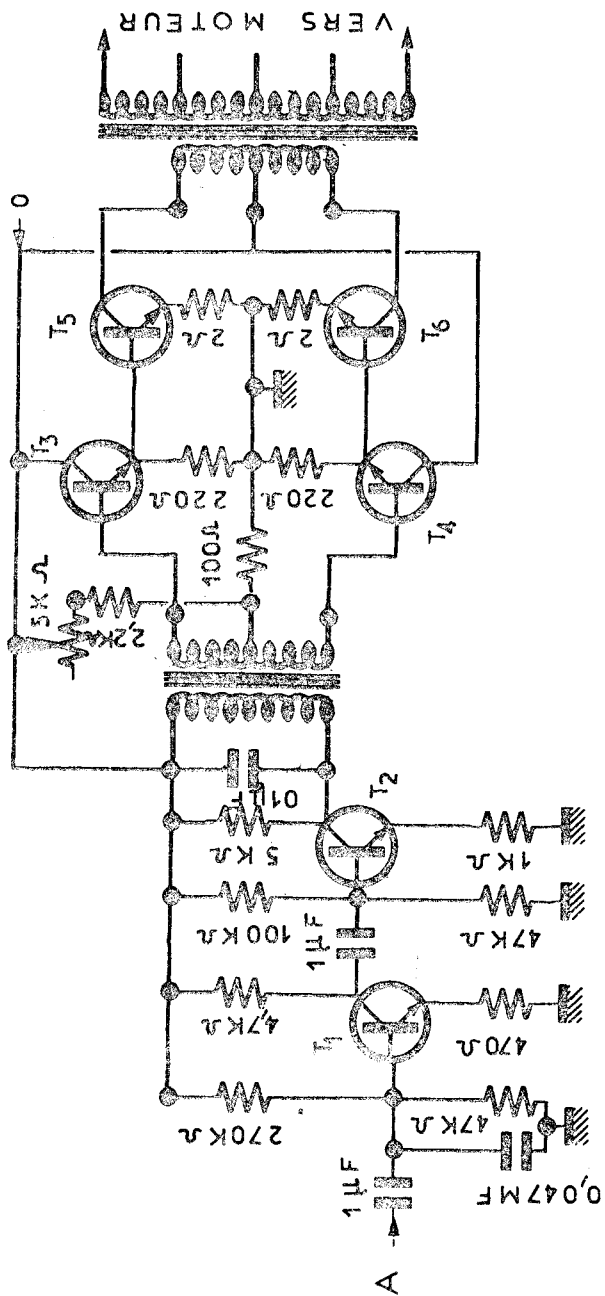


FIGURE - 32 -

AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE



Le signal provenant de l'oscillateur mis en forme par l'intermédiaire d'une bascule de Schmidt (B. S.) avant d'être appliqué à un module (SN 7450 N) fonctionnant en diviseur par 1 2 3 ou 4. A la sortie de celui-ci, nous disposons d'une tension dont la fréquence de recurrence est de 100 Hz . Cette tension est remise en forme par un bistable (B) fournissant ainsi une tension carrée à 50 Hz environ. C'est au niveau de T_3 que s'effectue des comparaisons de phase du signal avec le secteur. La tension continue proportionnelle à la différence de phase obtenue est ensuite appliquée au transistor T_2 .

→ Amplificateurs de puissance.

Les deux amplificateurs sont identiques et de conception classique. Afin de compenser le déphasage dû à la réactance des enroulements du moteur, des capacités ont été placées en parallèle sur chacun d'eux.

→ Signal de référence.

Ce signal est obtenu à l'aide d'une diode OAP 12 et sert à fournir les tensions nécessaires aux appareils de détection.

b) Résultats expérimentaux.

Le dispositif de mesure est représenté fig. 22. Après focalisation au niveau du modulateur, le faisceau est partiellement réfléchi par une lame de Ge vers le détecteur infra-rouge.

La figure 34a représente les signaux obtenus sur un oscilloscope branché directement à la sortie du détecteur pour une fréquence de modulation de 12 kHz. La forme de ces signaux provient de la limitation de la bande passante du détecteur définie par les capacités parasites présentes au niveau du cristal. Afin de limiter leur influence, nous avons dû charger le cristal sur une résistance de $2\text{ k}\Omega$. La résistance interne du cristal étant de $150\text{ k}\Omega$ environ, la tension de sortie est divisée par 75, ce qui nous a obligé à utiliser un amplificateur (PM 5170 Philips). La figure 34b représente le signal obtenu à la sortie de celui-ci.

Les temps de montée et de descente sont représentés sur la figure 34c et d. La durée de balayage est de $4\ \mu\text{ sec/cm}$.

Les résultats obtenus sont satisfaisants et doivent nous permettre l'étude de phénomènes plus rapides. Le temps de montée est encore élevé, mais il ne semble pas possible de le diminuer. Il correspond en effet à une focalisation du faisceau laser de l'ordre de $15\ \lambda$.

BUS
LILLE

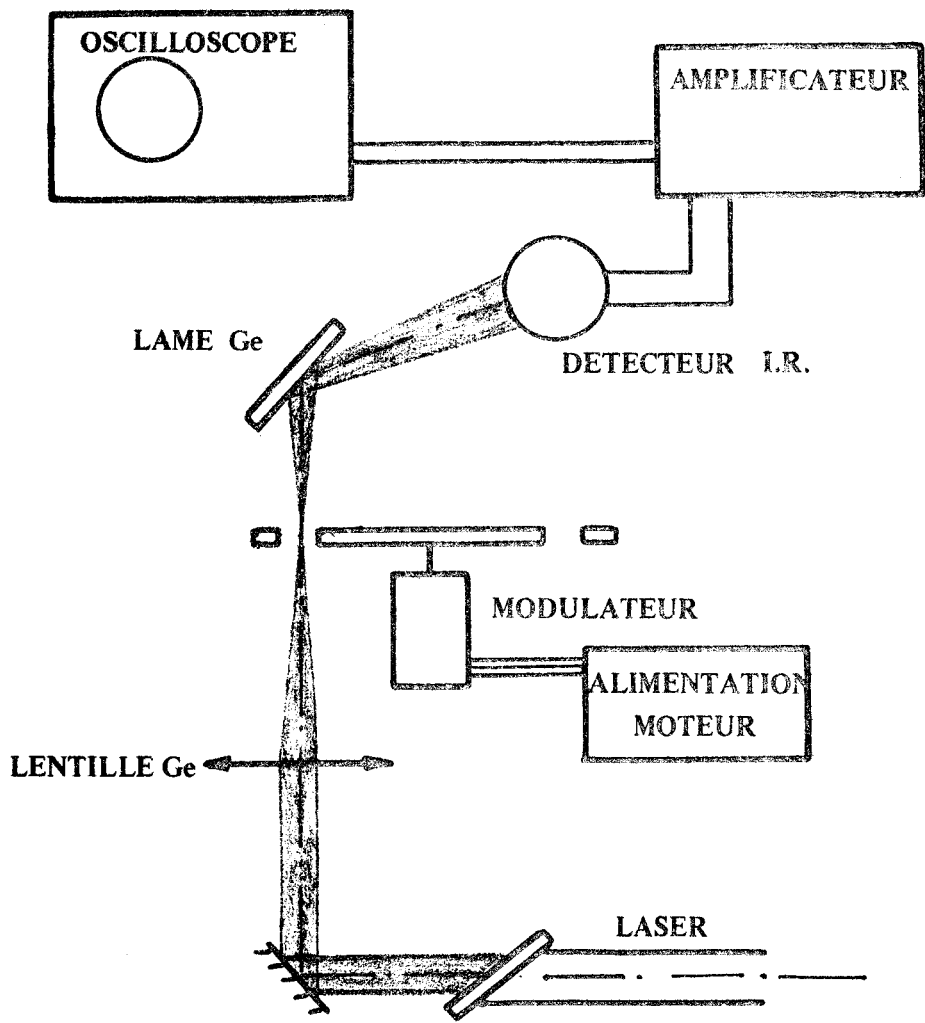


FIGURE - 33 -

CONTROLE DE LA MODULATION

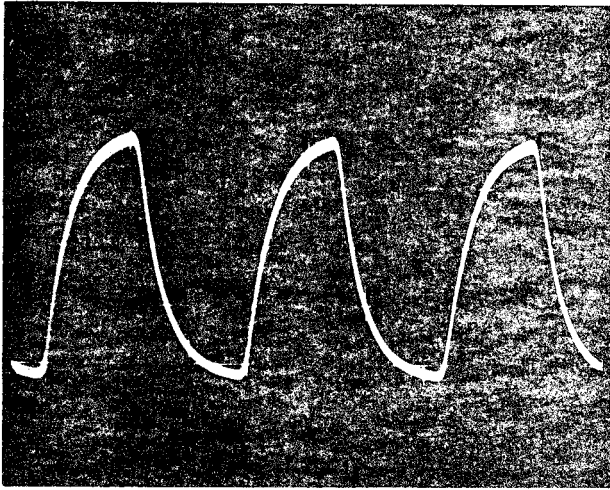


FIGURE - 34 a -
SANS AMPLIFICATEUR

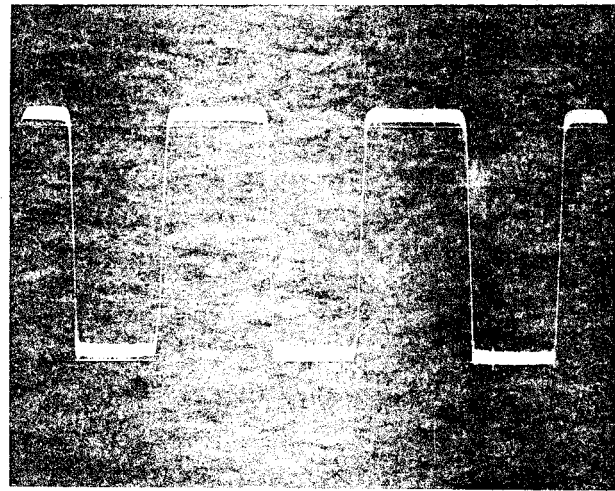


FIGURE - 34 b -
AVEC AMPLIFICATEUR

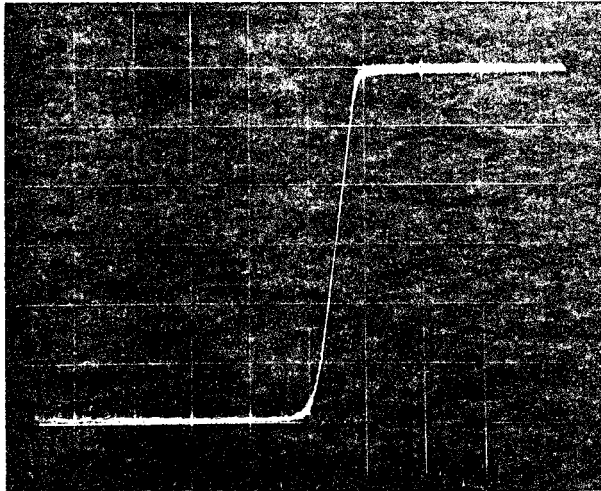


FIGURE - 34 c -
TEMPS DE MONTEE DU SIGNAL
(4 μ s par carreau)

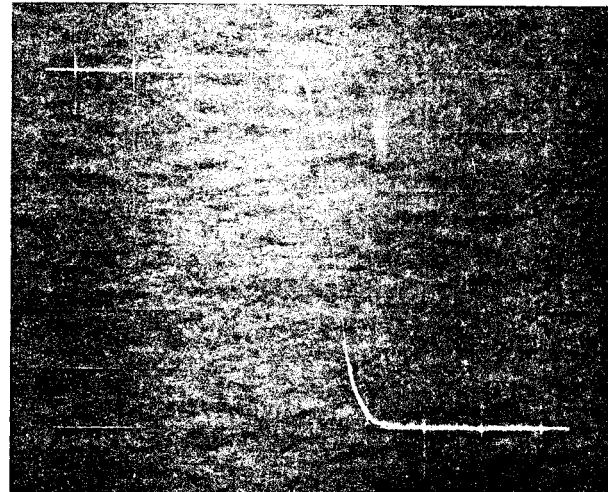


FIGURE - 34 d -
TEMPS DE DESCENTE DU SIGNAL
(4 μ s par carreau)

FIGURE - 34 -
SIGNAUX MODULES OBTENUS (F = 12 kHz)



CONCLUSION

Les expériences de double irradiation actuellement en cours nous ont permis de confirmer les chiffres avancés en ce qui concerne la qualité de la source infra-rouge.

En particulier, l'évolution des signaux de double irradiation en fonction de la variation de la fréquence d'émission du laser à l'intérieur de la courbe de gain passent par un maximum relativement critique correspondant à une émission sur le flanc de la courbe de gain. La stabilité du laser permet de garder ce réglage pendant plusieurs heures pour des conditions d'environnement favorables, ce qui laisse supposer que la stabilité est meilleure que celle mesurée. Cependant, il est relativement difficile de faire osciller le laser en monomode. Cet inconvénient peut être évité en utilisant un laser plus court.

Devant les résultats encourageants obtenus et compte-tenu de l'expérience acquise, la réalisation d'un laser de dimensions plus modestes donc moins puissant est en cours et laisse espérer une meilleure stabilité. En particulier, la structure est très rigide et composée de quatre barres d'invar. Les supports de miroirs sont fixés directement sur des pièces solidaires des barres. Une céramique piézo-électrique fixée derrière l'une d'elles permettra de compenser les fluctuations de fréquence à moyen terme. La dérive à long terme quant à elle sera compensée par magnétostriction sur les barres d'invar. La sélection des raies s'effectuera à l'aide d'un réseau. Sa stabilisation ultime sera assurée par asservissement de la fréquence d'émission sur le creux du Lamb-dip ou sur le pic d'absorption d'un gaz convenablement choisi. Ce laser nous servira d'étalon pour piloter un second laser de moyenne puissance réalisé selon la même technique de base. Pour ce faire, on compte utiliser le battent obtenu entre celui-ci et le laser étalon.

Un amplificateur de puissance également en cours de réalisation suivra ce second laser afin d'amener la puissance infra-rouge à une valeur compatible avec les expériences entreprises.

Cet ensemble doit permettre une grande souplesse d'utilisation alliée à une bonne stabilité. Il a également pour avantage de pouvoir être facilement modulé par un dispositif électro optique placé devant l'amplificateur, la puissance en ce point restant moyenne.

ANNEXE

I

Résolution du système :

$$\begin{cases} E_1(r_1, \psi_1) = \frac{i}{\lambda L} \\ E_2(r_2, \psi_2) = \frac{i}{\lambda L} \end{cases} \begin{cases} \int_{S_2} E_2(r_2, \psi_2) e^{-ikl} dS_2 \\ \int_{S_1} \bar{E}_1(\bar{r}_1, \bar{\psi}_1) e^{-ik\bar{l}} d\bar{S}_1 \end{cases}$$

Le calcul de l en fonction des différentes variables nous donne :

$$l^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos(\psi_2 - \psi_1) + (z - z')^2$$

Si l'axe z est pris selon l'axe optique du système :

$$(z - z')^2 = \left[L - R_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_1^2}{R_1^2}} \right) \right]^2 \# L^2 \left[1 - \frac{r_1^2}{2R_1 L} \right]^2 \# L^2 \left[1 - \frac{r_1^2}{R_1 L} \right]$$

d'où :

$$l^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos(\psi_2 - \psi_1) + L^2 \left(1 - \frac{r_1^2}{R_1 L} \right)$$

$$l^2 = L^2 \left[1 - \frac{r_1^2}{R_1 L} + \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos(\psi_2 - \psi_1)}{L^2} \right]$$

et finalement :

$$l = L \left[1 + \frac{r_2^2}{2L} + \frac{r_1^2}{2L} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) - \frac{2 r_1 r_2}{2L} \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]$$

Le système étant de révolution autour de l'axe z , nous cherchons des solutions de la forme $E(r, \psi) = R(r) e^{-im\psi}$ et

$$R_1(r_1) e^{-im\psi_1} = \frac{i}{\lambda L} \int_{S_2} R_2(r_2) e^{-im\psi_2} e^{-\frac{ik}{2L} (r_2^2 + r_1^2 - 2r_1 r_2 \cos(\psi_2 - \psi_1))} e^{-ikL} r_2 dr_2 d\psi_2$$

En utilisant la relation suivante :

$$\int_0^{2\pi} e^{ixy \cos(\psi - \theta)} e^{-im\psi} d\psi = 2\pi e^{im(\frac{\pi}{2} - \theta)} J_m(x, y)$$

nous pouvons écrire :

$$R_1(r_1) e^{-im\psi_1} = \frac{i}{\lambda L} \int_0^{a_2} R_2(r_2) e^{-ikL} e^{-\frac{ik}{2L}(r_2^2+r_1^2g_1)} 2\pi e^{im(\frac{\pi}{2}-\psi_1)} J_m\left(\frac{kr_1r_2}{2L}\right) r_2 dr_2$$

Soit en multipliant chaque membre par $\sqrt{r_1}$

$$\sqrt{r_1} R_1(r_1) = \frac{k}{L} e^{-i\left[kL-\frac{\pi}{2}(m+1)\right]} e^{-\frac{ik}{2L}g_1r_1^2} \int_0^{a_2} (r_2)^{1/2} R_2(r_2) e^{\frac{ik}{2L}r_2^2} J_m\left(\frac{k}{L}r_1r_2\right) (r_1r_2)^{1/2} dr_2$$

où J_m est une fonction de Bessel. Cette transformation nous a permis de mettre sous le signe somme une expression du type transformée de Hankel.

Le même calcul peut être fait pour $E_2(r_2, \psi_2)$.

Ce qui nous donne en remplaçant dans l'équation précédente

$E_2(r_2, \psi_2)$ par son expression calculée :

$$\gamma \sqrt{r_1} R_1(r_1) = A \int_0^{a_2} B e^{-\frac{ik}{2L}r_2^2} (r_2)^{1/2} e^{-\frac{ik}{2L}r_2^2} J_m\left(\frac{k}{L}r_1r_2\right) \left(\frac{k}{L}r_1r_2\right)^{1/2} dr_2$$

$$\text{avec } A = \frac{k}{L} e^{-\frac{ik}{2L}g_1r_1^2} e^{-2i\left[kL-\frac{\pi}{2}(m+1)\right]}$$

$$B = \int_0^{a_1} (\bar{r}_1)^{1/2} \bar{R}_1(\bar{r}_1) e^{-\frac{ik}{2L}g_1\bar{r}_1^2} J_m\left(\frac{k}{L}\bar{r}_1r_2\right) \left(\frac{k}{L}\bar{r}_1r_2\right)^{1/2} d\bar{r}_1$$

En inversant le sens des intégrations :

$$\gamma \sqrt{r_1} R_1(r_1) = C \int_0^{a_2} \sqrt{\frac{k}{L}} e^{-\frac{ik}{L}r_2^2} (r_2)^{1/2} J_m\left(\frac{k}{L}r_1r_2\right) J_m\left(\frac{k}{L}\bar{r}_1r_2\right) (\bar{r}_1r_2)^{1/2} d\bar{r}_1 dr_2$$

$$\text{avec } C = A \int_0^{a_1} \frac{1}{\bar{r}_1} e^{\frac{ik}{2L}g_1\bar{r}_1^2} \bar{R}_1(\bar{r}_1)$$

Equation qui peut être résolue si a_2 tend vers l'infini ; l'expression sous le signe somme ayant pour valeur à l'aide des tables de transformée de Hanhel.

$$\frac{(r_1)^{1/2}}{2i} \exp\left[-\frac{k}{4i}\frac{(r_1^2+\bar{r}_1^2)}{L}\right] I_m\left(\frac{k}{2i}r_1\bar{r}_1\right)$$

Compte-tenu de

$$\gamma \sqrt{r_1} R(r_1) = B \int_0^\infty (\bar{r}_1)^{1/2} e^{-\frac{ik}{2L} \left[g_1 \frac{\bar{r}_1^2}{r_1} - \frac{\bar{r}_1^2}{4} \right]} (r_1 \bar{r}_1)^{1/2} J_m \left(\frac{k}{2L} \bar{r}_1 r_1 \right) d\bar{r}_1$$

avec $B = \frac{k}{2L} e^{-\frac{ik}{4L} [2g_1 - 1] r_1^2} e^{-i \left[2kL - \frac{\pi}{2} (m+1) \right]}$

Nous savons que les polynômes de Legendre associés dans la transformation de Hankel se transforment en eux-mêmes. Compte-tenu du terme

$(\bar{r}_1)^{1/2} e^{-\frac{ik}{2L} \left[g_1 \frac{\bar{r}_1^2}{r_1} - \frac{\bar{r}_1^2}{4} \right]}$, nous sommes amenés à choisir une solution $R_1(r_1)$ du type :

$$R_1(r_1) = (\sqrt{2} \frac{r_1}{\omega_1})^m e^{-\frac{r_1^2}{\omega_1^2}} L_p^m \left(\frac{2r_1^2}{\omega_1^2} \right)$$

où L_p^m est un polynôme de Legendre associé.

Après transformation et identification, la valeur de ω_1 est telle que

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{R_1^2 L}{R_1 - L}$$

avec $\gamma = e^{-i \left[2kL - \frac{\pi}{2} (m+1) + p\pi \right]} \left(\frac{k}{2L} \right)^{m+2p+1} \left[\frac{2}{\omega_1^2} + \frac{ik}{2L} (2g_1 - 1) \right]^{- (m+2p+1)}$

Il est possible de vérifier que $\gamma \gamma^* = 1$ et en imposant au champ électrique de se retrouver en phase, nous obtenons facilement la condition de résonance :

$$v = q \frac{c}{2L} + \frac{c}{2\pi L} \left[(2p+m+1) \text{Arc cos} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \right]$$

Le champ électrique au niveau du miroir 1 peut être représenté par :

$$E_1(r_1, \psi_1) = E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\omega_1} \right)^m e^{-\frac{r_1^2}{\omega_1^2}} L_p^m \left(\frac{2r_1^2}{\omega_1^2} \right) \cos m\psi_1$$

Le même calcul permet d'obtenir la valeur de $E_2(r_2, \psi_2)$ en remplaçant r_1 ; ψ_1 et ω_1 dans l'expression précédente par r_2 ; ψ_2 ; ω_2 avec :

$$\omega_2^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 L (R_1 - L)$$

PROGRAMME

0	0	Clear	4	0	f	8	0	Roll ↓	c	0	x ← ()	-2	0	↑	-6	0	Roll ↑
1	1	Stop	1	1	x	1	1	Roll ↓	1	1	-	1	1	x ← ()	1	1	x
2	2	x → ()	2	2	y → ()	2	2	Acc -	2	2	e	2	2	-	2	2	↓
3	3	-	3	3	f	3	3	x ← ()	3	3	↑	3	3	9	3	3	x ↗ y
4	4	f	4	4	x ← ()	4	4	-	4	4	2	4	4	x	4	4	F.M.T.
5	5	Stop	5	5	-	5	5	b	5	5	√x	5	5	go to	5	5	↓
6	6	x → ()	6	6	L	6	6	↑	6	6	x	6	6	5	6	6	go to
7	7	-	7	7	↑	7	7	x ← ()	7	7	y	7	7	c	7	7	2
8	8	g	8	8	x ← ()	8	8	-	8	8	↓	8	8	Clear	8	8	8
9	9	Stop	9	9	-	9	9	c	9	9	Ln x	9	9	x ← ()			
a	a	x → ()	a	a	b	a	a	if x>y	a	a	↑	a	a	-			
b	b	-	b	b	-	b	b	-	b	b	x ← ()	b	b	e			
c	c	8	c	c	go to	c	c	4	c	c	-	c	c	↑			
d	d	Stop	d	d	sub ret.	d	d	4	d	d	d	d	d	x ← ()			
1	0	x → ()	5	0	-	9	0	x ← ()	d	0	x	-3	0	-			
1	1	-	1	1	4	1	1	-	1	1	↑	1	1	8			
2	2	a	2	2	b	2	2	c	2	2	e ^x	2	2	+			
3	3	Stop	3	3	f	3	3	↑	3	3	↓	3	3	x ← ()			
4	4	x → ()	4	4	x	4	4	go to	4	4	x ← ()	4	4	-			
5	5	-	5	5	x ← ()	5	5	Sub ret	5	5	-	5	5	a			
6	6	d	6	6	-	6	6	-	6	6	e	6	6	Chg sign			
7	7	Stop	7	7	e	7	7	4	7	7	↑	7	7	x ↗ y			
8	8	x → ()	8	8	↑	8	8	b	8	8	Clear x	8	8	if x<y			
9	9	-	9	9	x	9	9	y → ()	9	9	if x<y	9	9	+			
a	a	c	a	a	2	a	a	f	a	a	-	a	a	2			
b	b	x ← ()	b	b	x	b	b	x ← ()	b	b	1	b	b	0			
c	c	-	c	c	↓	c	c	-	c	c	4	c	c	F.M.T.			
d	d	a	d	d	Ln x	d	d	c	d	d	x ← ()	d	d	↑			
2	0	x → ()	6	0	↑	a	0	↑	-0	0	-	-4	0	go to			
1	1	-	1	1	x ← ()	1	1	x ← ()	1	1	d	1	1	+			
2	2	e	2	2	-	2	2	-	2	2	x ↗ y	2	2	1			
3	3	Clear x	3	3	b	3	3	d	3	3	Clear x	3	3	3			
4	4	x → ()	4	4	x	4	4	+	4	4	if x=y	4	4	1			
5	5	-	5	5	↓	5	5	go to	5	5	1	5	5	+			
6	6	b	6	6	e ^x	6	6	Sub ret	6	6	4	6	6	↓			
7	7	↑	7	7	x ↗ y	7	7	-	7	7	2	7	7	go to			
8	8	go to	8	8	:	8	8	4	8	8	if x=y	8	8	+			
9	9	Sub ret	9	9	x ← ()	9	9	b	9	9	1	9	9	2			
a	a	-	a	a	-	a	a	f	a	a	4	a	a	4			
b	b	4	b	b	b	b	b	x	b	b	4	b	b	1			
c	c	b	c	c	↑	c	c	↓	c	c	if x=y	c	c	↑			
d	d	y → ()	d	d	1	d	d	√x	d	d	1	d	d	Roll ↓			
3	0	f	7	0	if x=y	b	0	↑	-1	0	4	-5	0	if x>y			
1	1	x → ()	1	1	8	1	1	x ← ()	1	1	Roll ↑	1	1	5			
2	2	-	2	2	1	2	2	-	2	2	Chg sign	2	2	a			
3	3	d	3	3	3	3	3	e	3	3	Roll ↓	3	3	Roll ↓			
4	4	↑	4	4	if x=y	4	4	↑	4	4	↓	4	4	x			
5	5	x ← ()	5	5	8	5	5	x	5	5	e	5	5	Roll ↑			
6	6	-	6	6	1	6	6	↓	6	6	x	6	6	-			
7	7	b	7	7	5	7	7	chg.sign	7	7	x ← ()	7	7	go to			
8	8	+	8	8	if x=y	8	8	e ^x	8	8	-	8	8	5			
9	9	go to	9	9	8	9	9	x	9	9	f	9	9	0			
a	a	sub ret	a	a	1	a	a	e	a	a	x	a	a	Roll ↓			
b	b	-	b	b	↓	b	b	x	b	b	x ← ()	b	b	Sub ret.			
c	c	4	c	c	Clear x	c	c	y → ()	c	c	-	c	c	↓			
d	d	b	d	d	Acc +	d	d	e	d	d	e	d	d	x ↗ y			



BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. LEMAIRE J. HOURIEZ J. THIBAUT J. BELLET
C.R. Acad. Sc. Paris 268 1969 p. 922
- [2] J. LEMAIRE J. HOURIEZ J. THIBAUT B. MAILLARD
Journal de Physique 32 1971 p. 35
- [3] P. LAURES X. ZIEGLER
Journal de Chimie Physique 1 1967 p. 100
- [4] F. LEGAY Mme N. LEGAY SOMMARIFF
C.R. Acad. Sc. Paris 259 1964 p. 99
- [5] X. ZIEGLER C. FRAPARD
L'onde électrique 469 1966 p. 463
- [6] A.L. SCHAWLOW C.H. TOWNES
Physical Rev 117 1958 p. 1940 *
- [7] P. LAURES
Revue Générale de l'électricité 76 1967 p. 1225
- [8] A.D. WHITE
I.F.E.E. Journal of quantum electronics QE.1 1965 p. 349
- [9] G. BIRNBAUM
Proceedings of the I.F.E.E. 55 1967 p. 1015
- [10] C. FREED
I.E.E.E. Journal of quantum electronics QE.4 1968 p. 404
- [11] H.W. MOCKER
Applied Physics Letters 12 1968 p. 20
- [12] ACTA ELECTRONICA 6 1962 p.
- [13] T.J. MANUCCIA G.J. WOLGA
Second conference on chemical and molecular lasers p. 185
- [14] LAUDE Communication personnelle
- [15] P.W. SMITH
I.E.E.E. Journal of quantum electronics QE.1 1965 p. 343
- [16] R. DAMASCHINI
C.R. Acad. Sc. Paris 268 1969 p. 1169

- [17] A.L. WAKSBERG
I.E.E.E. Journal of quantum electronics 1968 p. 532
- [18] V. DANEU
Applied optics 8 1969 p. 1745
- [19] P. LAURES
L'onde électrique 469 1966 p. 455
- [20] G.D. BOYD J.P. GORDON
B.S.T.J. 1961 p. 489
- [21] G.D. BOYD H. KOGELNIK
B.S.T.J. 1962 p. 1347
- [22] T. LI
B.S.T.J. 1965 p. 917
- [23] H. KOGELNIK T. LI
Proceedings of the I.E.E.E. 54 1966 p. 1312
- [24] M. BORN E. WOLF
Principles of optics 3^e Edition P. 370
- [25] A. BATTAGLIA A. GOZZINI G. BOUDOURIS
Il nuovo Cimento 69 b 1970 p. 121
- [26] D. SLEPIAN
B.S.T.J. 43 1964 p. 3009
- [27] L.A. VAINSHTEIN
J.E.T.P. 44 1963 p. 1050
- [28] W.W. RIGROD
Journal of Appl. Phys. 34 1963 p. 2602
- [29] W.W. RIGROD
Journal of Appl. Phys. 36 1865 p. 2487
- [30] G.R. PEACOCK W.P. HANSEN S. FINE
Amer. Jr. of Phys. 35 1967 p. 776
- [31] B. LAVARINI H. BRUNET C. FRAPARD P. LAURES M. MICHON M. NEUBAUER
C.R. Acad. Sc. Paris 268 1969 p. 1504
- [32] C. BORDE L. HENRY
C.R. Acad. Sc. Paris 265 1967 p. 1251

- [33] A.L. WADSBURG
I.E.E.E. Journal of quantum electronics QE.4 1968 p. 532
- [34] C. BORDE L. HENRY
I.E.E.E. Journal of quantum electronics QE.4 1968 p. 874
- [35] C. FRAPART M. ROULOT X. ZIEGLER
Physics Letters 20 1968 p. 384
- [36] A.E. HILL
Applied Physics Letters 12 1968 p. 324
- [37] D. MEYER HOFER
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics QE.4 1968 p. 762
- [38] D.C. SMITH
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics Correspondence 1969 p. 291
- [39] N.V. KARLOV B. KONEV G.P. KOOZMIN A.M. PROKHOROV
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics QE.5 1969 p. 137
- [40] G.W. DAY O.L. GADDY K.C. JUNGLING
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics Correspondence 1969 p. 423
- [41] A. SZABO R.A. STEIN
Journal of applied Physics 36 1965 p. 1562
- [42] O.R. WOOD S.E. SCHWARZ
Applied Physics Letters 11 1967 p. 88
- [43] P.L. HANST J.A. MORREAL W.J. HENSON
Applied Physics Letters 12 1968 p. 58
- [44] J.T. YARDLEY
Applied Physics Letters 12 1968 p. 120
- [45] F. KRUPKE
Applied Physics Letters 14 1968 p. 221
- [46] T.Y. CHANG C.H. WANG P.K. CHEO
Applied Physics Letters 15 1969 p.157
- [47] N.V. KARLOV G.P. KUZ'MIN Y.N. PETROV A.M. PROKHOROV
J.E.T.P. Letters 7 1968 p. 134
- [48] S. MARCUS
Applied Physic Letters 15 1969 p. 217

- [49] C.K. JUNG A.M. RONN J.T. LATOURETTE
Chemical physics Letters 5 1969 p. 262
- [50] J.J. BRIDGES P.K. CHEO
Applied Physics Letters 14 1969 p. 262
- [51] G.W. DAY O.L. GLADDY K.C. JUNGLINCH
I.E.E.E. Journal of quantum electronics QE.6 1970 p. 553
- [52] J. LEMEZEC Mme J. HENAFF NGUYEN NGOC CHAU
L'onde électrique 470 1966 p. 515
- [53] M. BORN E. WOLF
Principles of optics 3e édition p. 593
- [54] H.R. CARLETON R.A. SORET
Applied Physics Letters 9 1966 p. 110
- [55] J. BENOIT
Applied Physics Letters 16 1970 p. 482
- [56] M.C. TEICH T. KAPLAN
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics (correspondence) 1966 p. 702
- [57] J.P. KAMINOW
I.E.E.E. Journal of electronics QE.4 1968 p. 23
- [58] E. KIEFER A. YARIV
Applied Physics letters 15 1969 p. 26
- [59] A. YARIV C.A. MEAD J.V. PARKER
I.E.E.E. Journal of Quantum electronics QE.2 1966 p. 243
- [60] J. HENAFF
Contrat D.R.M.E. n° 571/66 1968
- [61] M. SIRIEIX
L'onde électrique 50 1970 p. 864.

- Page 2 Elles se situent vers 10,6 μ ; 9,6 μ
- Page 7 $\alpha_0 = \frac{c^2}{8\pi \nu_0^2} \sqrt{\dots}$
- Page 12 500 à 500 kHz / mA
- Pages 12 - 35 Remplacer incidences par fenêtres
- Page 13 $\sin \frac{A}{2} = \frac{1}{\sqrt{1+n^2}}$
- Page 14 $\hat{A} \neq 68^\circ$
- Page 17 $\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| = \frac{tg \beta}{\lambda}$ $\left| \frac{d\beta}{d\nu} \right| = \frac{tg \beta}{\nu}$
- Page 19 Remplacer figure 13 par figure 12.
- Page 23 Lire : dans tout ce qui précède.
- Page 27
$$t_2 = a_2 \left(\frac{1 - a_2 - t_2}{a_2 + t_2} \right) \left[\frac{2\alpha_0 L}{\lambda} + \text{Log}(1 - a_2 - t_2) \right]$$

$$t_2 = \left(2\alpha_0 L a_2 \right)^{1/2} - a_2$$
- Page 49 Remplacer figure 22 par figure 33.
- Page 56 [29] Lire 1965 au lieu de 1865.