

1986  
ed

M0020/86A

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
"HOUARI BOUMEDIENE" D'ALGER

pour obtenir le diplôme de *MAGISTER* en électronique quantique

Option: Physique du LASER

par

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
المكتبة — BIBLIOTHEQUE  
Ecole Nationale Polytechnique

Abdelkader BOURZAMI

\*\*\*\*\*

sujet

ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A GAZ CARBONIQUE  
MONOMODE FONCTIONNANT EN ECOULEMENT A  
BASSE PRESSION

\*\*\*\*\*

Soutenue le 24 Juin 1986 devant le jury

MM M.BENDAOU

President

M.BENAISSA

Mme F.Z.BENBOUZID

MM H.LADJOUZE

B.S.PATEL

Examineurs

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
"HOUARI BOUMEDIENE" D'ALGER

pour obtenir le diplôme de *MAGISTER* en électronique quantique

Option: Physique du LASER

par

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

*Abdelkader BOURZAMI*

\*\*\*\*\*

sujet

ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A GAZ CARBONIQUE  
MONOMODE FONCTIONNANT EN ECOULEMENT A  
BASSE PRESSION

\*\*\*\*\*

Soutenue le 24 Juin 1986 devant le jury

MM M. BENDAOU

President

M. BENAÏSSA

Mme F. Z. BENBOUZID

MM H. LADJOUZE

B. S. PATEL

Examinateurs

Ce travail a été réalisé au laboratoire "LASERS" de l'institut de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie "HOUARI BOUMEDIENE" d'Alger. Il a été mené sous la direction de Monsieur H.LADJOUZE, Professeur à l'U.S.T.H.B, à qui j'exprime ma reconnaissance d'avoir accepté de suivre ce travail.

Je tiens à exprimer à Monsieur M.BENDAOUZ, Professeur à l'USTHB, ma respectueuse gratitude pour avoir accepté la présidence du jury de cette thèse.

Que Messieurs M.BENAISSA et B.S.PATEL et Madame F.Z.BENBOUZID, Professeurs à l'USTHB, qui ont accepté d'examiner ce travail, trouvent ici, mes plus vifs remerciements.

Je remercie les membres de l'équipe du laboratoire pour les encouragements qu'ils n'ont pas cessé de me prodiguer. Je remercie Monsieur A.ABDELAOUI (ex. chef du CDTA-CEN) ainsi que les chercheurs du laboratoire de Fusion Thermonucléaire du CDTA-CEN, pour leur aide.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide que m'ont apporté les techniciens des laboratoires de verrerie et de mécanique du CEN, je les remercie tous vivement, et en particulier, MM. R.LAIB et M.LAHMAR.

Mes plus vifs remerciements vont à Messieurs M.MOUZALI et A.RAHAL enseignants-chercheurs à l'USTHB et S.TIBANI verrier (Plastover), pour leur aide matérielle.

Je remercie MM. M.GUETTACHE, A.ROUCHOU et A.MEROUANI qui ont assuré le tirage et la reliure de cette thèse.

Enfin, tous ceux qui m'ont aidé de près où de loin, trouvent ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

# S O M M A I R E

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
المكتبة — BIBLIOTHEQUE  
Ecole Nationale Polytechnique

Page  
1

## Introduction

Premier chapitre	<b>Oscillateur laser à gaz carbonique</b>	
I.1	LE MILIEU ACTIF	4
I.2	TRANSITION LASER ET PROCESSUS DE POMPAGE	
2.1	Transition laser	6
2.2	Processus de pompage	6
I.3	RELAXATIONS DES NIVEAUX VIBRATIONNELS DE LA TRANSITION LASER	
3.1	Relaxations dans le CO <sub>2</sub> pur	8
3.2	Relaxations dans le mélange (CO <sub>2</sub> +CO+O <sub>2</sub> )	10
3.3	Relaxations dans les mélanges: (CO <sub>2</sub> +N <sub>2</sub> ), (CO <sub>2</sub> +He) et (CO <sub>2</sub> +N <sub>2</sub> +He)	10
I.4	INFLUENCE DES GAZ ADDITIONNELS	15
I.5	INFLUENCE DE LA TEMPERATURE	15
I.6	INVERSION DE POPULATION	16
I.7	RESONATEUR OPTIQUE ET OSCILLATEUR	19
I.8	PUISSANCE D'UN OSCILLATEUR	20
I.9	MESURE DU GAIN SUR UN OSCILLATEUR	22
I.10	CONCLUSION	23
Deuxième chapitre	<b>Dispositif experimental</b>	
II.1	OSCILLATEUR LASER	
1.1	Le tube à décharge	24
1.2	La cavité	25
II.2	LE GROUPE DE POMPAGE	27
II.3	SYSTEME DE MESURE	
3.1	Mesure de la pression	28
3.2	Mesure du débit	28
3.3	Les détecteurs	30

Troisième chapitre **Choix du mélange  
et effet de débit**

III.1 CHOIX DU MELANGE	32
III.2 LASER A TUBE SCELLE	
2.1 Influence de la pression	32
2.2 Dissociation de la molécule CO <sub>2</sub>	35
III.3 LASER A ECOULEMENT	
3.1 Analyse de l'effet de débit	35
3.2 Débits rapides	37
3.3 Débits lents	38
3.4 Mélange (CO <sub>2</sub> +N <sub>2</sub> +He)(1,1,1)	38
3.5 Mélange (CO <sub>2</sub> +N <sub>2</sub> )(1,1)	42
3.6 Mélanges CO <sub>2</sub> et (CO <sub>2</sub> +He)(1,1)	42
III.4 INFLUENCE DU XENON	44
III.5 MESURE DE LA PUISSANCE	47
III.6 CONCLUSION	47

Quatrième chapitre **Laser monomode  
et forme de raie**

IV.1 COMPETITION DE RAIES	48
IV.2 LASER MONORAIE	49
IV.3 MODES PROPRES D'UN RESONATEUR	51
3.1 Laser monomode axial	53
3.2 Mode fondamental	53
3.3 Sélection du mode fondamental	53
3.4 Rôle des diaphragmes	56
IV.4 CAUSES D'INSTABILITES	63
IV.5 FORME DE RAIE	67
<b>Conclusions</b>	<b>72</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>73</b>

I N T R O D U C T I O N

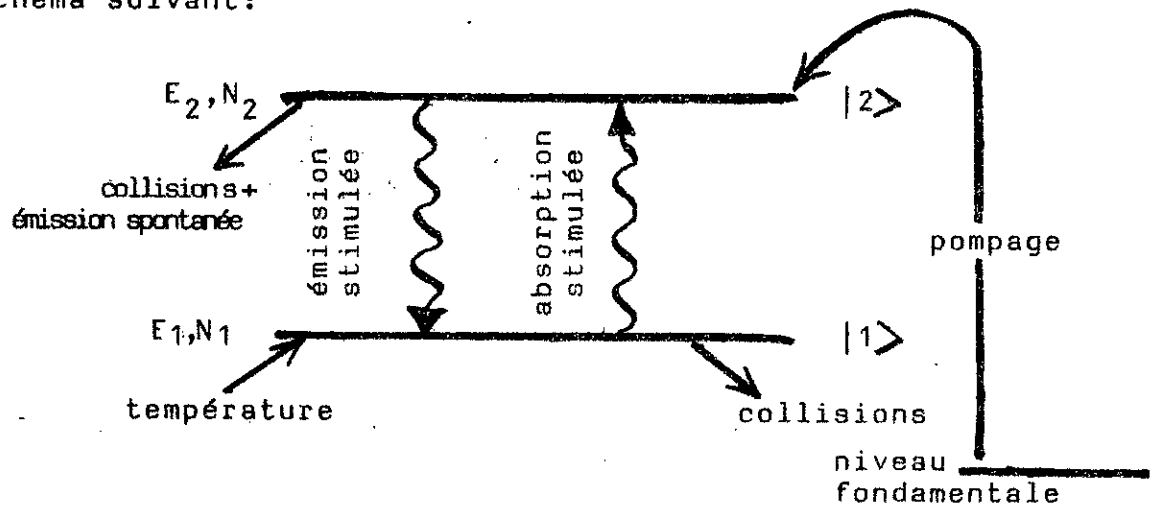
Considérons un système de particules ( atomes ou molécules ) dans la représentation de ses états d'énergie. Désignons par  $(E_1, N_1)$  et  $(E_2, N_2)$  les énergies et les densités de population des états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  d'une transition dipolaire électrique permise optiquement.

- A l'équilibre thermodynamique la distribution de population sur les états d'énergie est régie par la loi de Boltzmann et on a :  $N_2 - N_1 > 0$ , avec  $E_2 > E_1$ . Le système de particules, dans ces conditions, absorbe un rayonnement à la fréquence de la transition.

- Si on réalise une inversion de population telle que  $N_2 - N_1 < 0$  les transitions d'émission stimulée prédominent. Le milieu devient alors amplificateur.

- En pratique, l'inversion de population s'obtient sur un système à trois ou à quatre niveaux, comprenant ceux de la transition laser. De plus, il est nécessaire que la durée de vie du niveau haut soit supérieure à celle du niveau bas. La durée de vie est une grandeur essentielle, qui caractérise l'aptitude du système à rester hors d'équilibre thermodynamique.

Les mécanismes qui peuplent ou dépeuplent les deux niveaux d'énergie de la transition laser, peuvent être représentés sur le schéma suivant:



Un oscillateur laser est constitué d'un milieu amplificateur limité longitudinalement par deux miroirs. L'ensemble forme une cavité amplificatrice susceptible d'engendrer un rayonnement laser. L'oscillation initiée par l'émission spontanée, aura lieu lorsque le gain du milieu amplificateur compense les pertes de la cavité (condition d'accrochage). Généralement, un des miroirs est semi-transparent et permet l'extraction du signal laser.

Un laser est caractérisé par les niveaux d'énergie des particules (atomes ou molécules) mises en jeu; la méthode de pompage utilisée et la nature du fonctionnement (continu ou pulsé).

Dans le laser à gaz carbonique, l'émission laser met à profit les niveaux de rotation-vibration de la molécule  $\text{CO}_2$ , dans son niveau électronique fondamental. Le rayonnement est multiraie et situé dans l'infrarouge. Le plus intense est celui de la branche  $P(10^00-00^01)$  centrée sur  $10,6\mu\text{m}$ .

L'excitation des molécules  $\text{CO}_2$  est généralement assurée par décharge électrique dans le gaz. On améliore le pompage en ajoutant de l'azote au gaz carbonique. L'adjonction d'hélium permet de refroidir les niveaux bas de la molécule  $\text{CO}_2$ , qui se peuplent sous l'effet de l'effacement du milieu actif.

Du point de vue technologique on distingue:

\*Les lasers à tube scellé: Le mélange gazeux est introduit dans le tube sous une pression d'une dizaine de Torr. La puissance fournie est de quelques Watts. Le temps de vie de ces lasers est limité par la dégradation du milieu actif.

\*Les lasers à débit lent: La pression du mélange gazeux est de l'ordre de 10 Torr. L'écoulement des gaz est faible (litre/mn) et la puissance fournie est d'une dizaine de Watts.

\*Les lasers à débit rapide: La pression du mélange gazeux peut atteindre une centaine de Torr. La vitesse d'écoulement est de 10 à 100 m/s. La puissance fournie est de quelques centaines de Watts.

\*les lasers TEA: L'excitation électrique est impulsionnelle et transversale à l'axe optique. La pression de travail peut dépasser 10 Torr.

atmosphère. Le rayonnement est pulsé (durée du pulse de l'ordre de  $\sim 1\mu\text{s}$ ) et la puissance laser fournie est de l'ordre de quelques centaines de kilowatts.

#### BUT DU TRAVAIL:

Le but de notre travail consiste en la réalisation d'un laser Doppler à gaz carbonique, pour observer une structure de raie "Lamb-dip" qui se manifeste pour des élargissements inhomogènes. Le laser doit fonctionner à des pressions basses, de façon que l'élargissement par collisions soit très faible devant l'élargissement Doppler.

Le gain du milieu actif d'un laser à gaz carbonique est réduit par la dissociation des molécules  $\text{CO}_2$ , qui devient importante à basse pression. En tenant compte de certains résultats expérimentaux obtenus au laboratoire sur les lasers à tube scellé, [1], [2], nous avons été emmené à effectuer un écoulement du gaz amplificateur pour obtenir un signal laser à des pressions inférieures au Torr.

Dans le premier chapitre, nous rappelons certains mécanismes conduisant à l'établissement de l'inversion de population. Le dispositif expérimental est décrit dans le deuxième chapitre. L'analyse de l'effet de débit et la détermination du mélange qui donne la meilleure puissance à basse pression, sont données au troisième chapitre. Nous étudions au quatrième chapitre l'influence des diaphragmes sur le mode gaussien.



PREMIER CHAPITRE

OSCILLATEUR LASER

A GAZ CARBONIQUE

I.1 LE MILIEU ACTIF

Les particules actives dans un laser à gaz carbonique forment un système thermodynamique. Pour simplifier, il sera pris à deux niveaux d'énergie ( $E_1, E_2$ ) de densités de populations  $N_1$  et  $N_2$ . Ce système porté hors d'équilibre, par suite d'excitation externe, présente une inversion de population  $N_2 - N_1 > 0$ , avec  $E_2 > E_1$ .

-En l'absence de rayonnement externe, le retour à l'équilibre thermodynamique s'effectue par émission spontanée ou par collisions (transitions non radiatives).

-En présence d'un rayonnement externe de fréquence voisine de celle de la transition, il se produit une émission stimulée en phase avec le rayonnement excitateur. Le signal lumineux incident est alors amplifié par le milieu constitué de ces particules actives. Le gain exprimé en Neper par mètre est donné par [3]:

$$\alpha_0(\nu) = \frac{\lambda^2 \Delta\nu_1 n_0 g_1(\nu - \nu_0)}{4} \quad (I.1)$$

$\lambda$  : longueur d'onde

$n_0$  : densité d'inversion de population par unité de volume aux faibles signaux

$\Delta\nu_1$ : largeur de raie naturelle

$g_1(\nu - \nu_0)$ : forme de raie, lorentzienne centrée sur la fréquence  $\nu_0$ .

La raie est élargie de façon homogène car les molécules actives ont la même fréquence d'émission. Le gain saturé dans ce cas est alors:

$$\alpha(\nu) = \alpha_0(\nu) [1 + I/I_s]^{-1} \quad (I.2)$$

$I_s$  : intensité de saturation

Dans un gaz amplificateur sous faible pression ( $\ll 1$  Torr), la raie globale est constituée d'un grand nombre de raies lorentziennes très fines, centrées autour des fréquences respectives  $\nu_i$ . L'enveloppe de toutes ces raies individuelles de largeur  $\Delta \nu_i$ , est une gaussienne de fréquence centrale  $\nu_0$ . Les fréquences  $\nu_i$  sont décalées de  $\nu_0$  par effet Doppler. La forme de raie normalisée devient [4]:

$$g_G(\nu - \nu_0) = \left[ \frac{4 \ln 2}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\Delta \nu_D} \cdot \exp \left[ -4 \ln 2 \cdot \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

sa largeur à mi-hauteur est:

$$\Delta \nu_D = \frac{2 \nu_0}{c} \left[ \frac{2RT \cdot \ln 2}{M} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

R : constante des gaz parfaits,

M : masse molaire du gaz carbonique,

T : température du gaz,

$\nu_0$  : fréquence centrale de la raie.

Les probabilités d'émission des particules actives dépendent de leurs vitesses. L'élargissement de la raie amplificatrice sera inhomogène. Pour des intensités croissantes dans ce milieu actif, le gain s'écrit:

$$\alpha(\nu) = \alpha_0(\nu) \left[ 1 + I/I_s \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

Dans un gaz amplificateur sous forte pression ( $\geq 100$  Torr), la forme de raie est imposée par les collisions moléculaires. Elle est alors lorentzienne.

L'élargissement de raie, pour des pressions intermédiaires, est décrit par la fonction de Voigt, produit de convolution des fonctions de Gauss et de Lorentz.

## 1.2 TRANSITION LASER ET PROCESSUS DE POMPAGE

## 2.1 Transition laser

L'émission laser exploite les niveaux de rotation-vibration de la molécule  $\text{CO}_2$ , dans son niveau électronique fondamental. Après une émission stimulée entre le premier niveau ( $00^01$ ) du mode asymétrique et le premier niveau ( $10^00$ ) du mode symétrique, les molécules  $\text{CO}_2$  retrouvent l'état fondamental à travers le niveau ( $01^0$ ) du mode de torsion.

Le laser à gaz carbonique est considéré comme un système à quatre niveaux (fig. I.1). Désignons par  $(N_2, N_4)$  et  $(g_2, g_4)$  les densités de population et les degrés de dégénérescence des niveaux vibrationnels haut et bas de la transition laser. L'inversion de population aux petits signaux est alors:

$$n_0 = N_2 - N_4 \frac{g_2}{g_4}$$

## 2.2 Processus de pompage

Le milieu actif est généralement le mélange ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ). Le pompage est effectué par décharge électrique directe dans le mélange gazeux. Les molécules  $\text{CO}_2$  sont portées dans leur premier niveau vibrationnel asymétrique, essentiellement par chocs de seconde espèce avec les molécules d'azote.

## 1.3 RELAXATIONS DES NIVEAUX VIBRATIONNELS DE LA TRANSITION LASER

Les relaxations sont l'ensemble des mécanismes (radiatifs ou non) qui permettent à un système excité de retrouver l'état d'équilibre thermodynamique. Leur rôle est décisif sur l'établissement de l'inversion de population. La relaxation d'un niveau est caractérisée par un taux  $\tau$ , où  $\tau$  est la durée de vie de ce niveau, et par la probabilité d'échange énergétique  $k_M$ , avec les autres niveaux de la même molécule ou une autre molécule M:



Les deux paramètres  $\tau$  et  $k_M$  dépendent essentiellement de la nature et des proportions du mélange gazeux, de sa pression et de sa température.

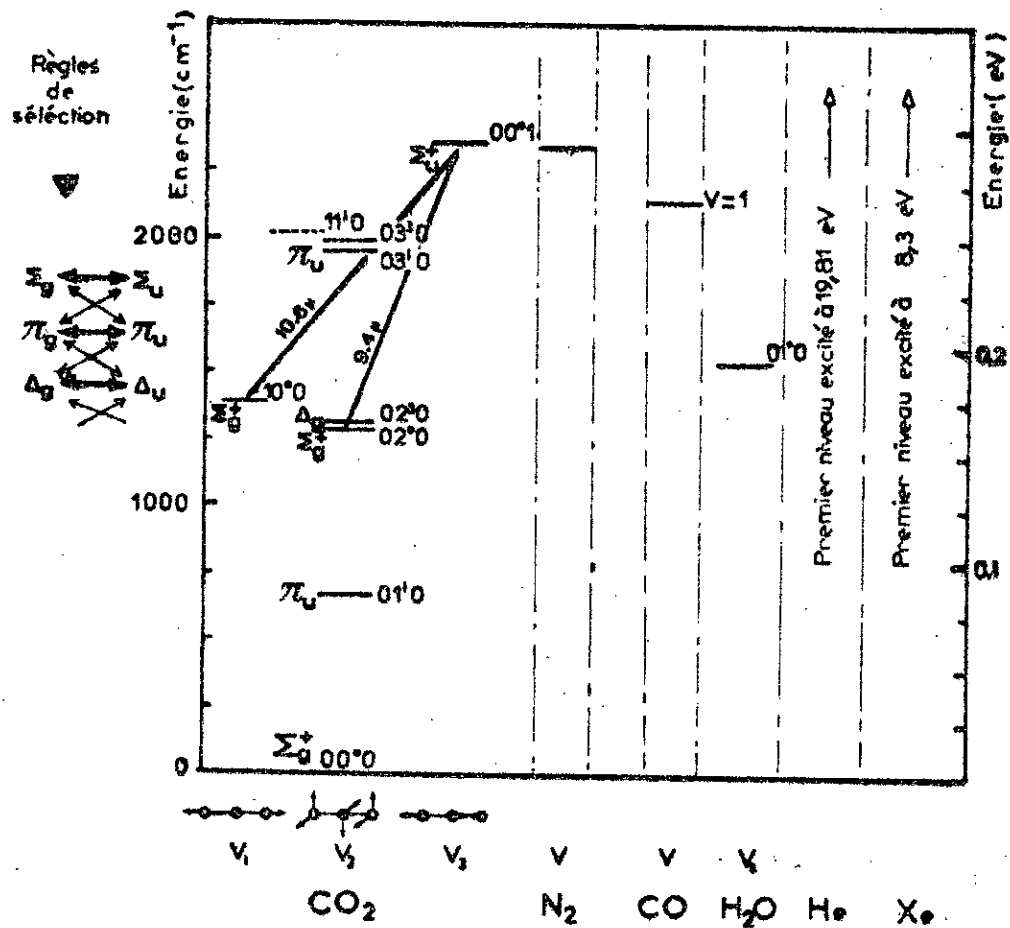


Fig 1 Diagramme énergétique des niveaux vibrationnels bas des molécules: CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO et H<sub>2</sub>O.

### 3.1 Relaxations dans le CO<sub>2</sub> pur

P.K.Cheo a observé un signal lumineux délivré par un oscillateur laser CO<sub>2</sub> (10.6μm), à la suite d'une décharge électrique d'une microseconde [5]. Ce signal en fonction du temps, est composé d'une partie croissante  $\tau_r$  et d'une partie décroissante  $\tau_d$ . Il attribua intuitivement  $\tau_r$  et  $\tau_d$  aux taux de relaxation respectifs des niveaux vibrationnels (10°0) et (00°1) de la molécule CO<sub>2</sub>. Pour un tube à décharge de 22mm de diamètre,  $\tau_r$  et  $\tau_d$  varient linéairement en fonction de la pression du gaz (fig. I.2) et ils sont indépendants de la tension appliquée au tube.

La détection du signal de fluorescence d'une transition permise optiquement, permet de déduire le taux de relaxation du niveau de départ. En utilisant cette technique, M.Kovacs et al [6] ont mesuré la probabilité  $k'$  d'échange énergétique vibration-translation (CO<sub>2</sub>, (00°1) → CO<sub>2</sub>, (00°0)), en détectant le signal de fluorescence à 4.3μm du gaz carbonique. Le gaz pur est contenu dans une cellule placée à l'intérieur d'une cavité d'un laser CO<sub>2</sub> fonctionnant en Q-switch à 10.6μm. En faisant varier la pression du gaz et le diamètre de la cellule, ils conclurent que:

$$k' = k_v + k_w$$

$k_v$  est la probabilité due aux échanges énergétiques intramoléculaires et  $k_w$  est la probabilité d'échange énergétique avec la paroi de la cellule.

Pour des pressions supérieures au Torr,  $k_w$  est négligeable et  $k'$  est proportionnelle à la pression. Pour des pressions inférieures au Torr,  $k'$  suit les variations de  $k_w$ , qui est inversement proportionnelle au carré du rayon de la cuve.

En conclusion, les lasers qui opèrent à des pressions basses sont réalisés avec un tube de diamètre assez grand. Par contre, les lasers de puissance fonctionnant à des pressions élevées, doivent avoir un tube de diamètre faible (de l'ordre du centimètre). Ce résultat est confirmé par des études qualitatives menées par d'autres auteurs [7], [8].

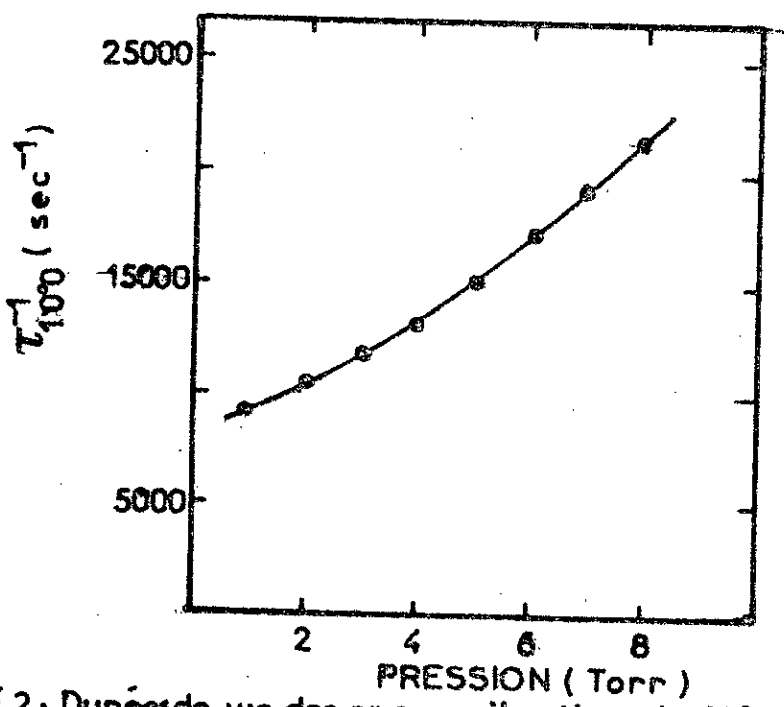
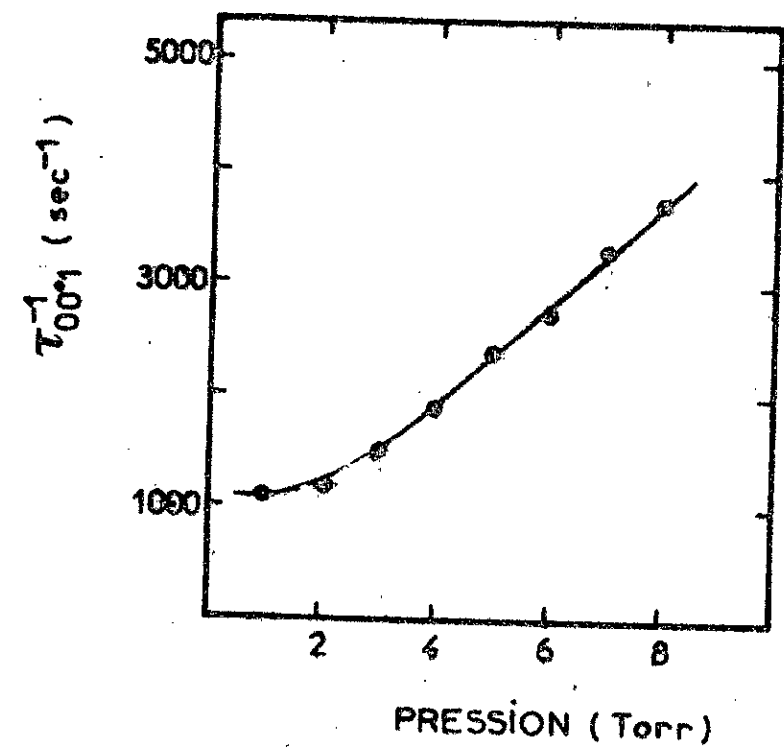


Fig I.2: Durées de vie des niveaux vibrationnels 00<sup>1</sup> et 10<sup>0</sup> du CO<sub>2</sub> en fonction de la pression de CO<sub>2</sub> pur (4).

### 3.2 Relaxations dans le mélange ( $\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{O}_2$ )

Le monoxyde de carbone et l'oxygène sont des produits de la dissociation de la molécule de  $\text{CO}_2$  dans la décharge électrique. L'adjonction de l'oxygène au gaz carbonique [9] ou la comparaison des gains des milieux actifs ( $\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{O}_2$ ) et ( $\text{CO}_2 + \text{CO}$ ) [10] ont montré que le rôle de l'oxygène n'est pas très significatif. Au contraire, le monoxyde de carbone est un partenaire effectif inévitable d'échanges énergétiques avec le gaz carbonique. La proportion de monoxyde de carbone dans la décharge est déterminée par l'intensité de la bande angstrom ( $4835\text{\AA}$ ) [7], [10]. Le dispositif spectroscopique de détection de monoxyde de carbone étant étalonné, au préalable, avec ce gaz seul dans la décharge. L'influence de la concentration du monoxyde de carbone sur les durées de vie des niveaux vibrationnels  $\text{CO}_2(10^00)$  et  $\text{CO}_2(01^10)$  est représentée à la figure (I.3). Dans le gaz carbonique, les molécules actives stagnent sur le niveau vibrationnel ( $01^10$ ), qui a une durée de vie de 6ms, à basses pressions. La présence de monoxyde de carbone fait diminuer la durée de vie de ce niveau. Cependant, quand la concentration de ce gaz dépasse celle du gaz carbonique, la durée de vie du niveau vibrationnel  $\text{CO}_2(10^00)$  augmente et les molécules actives s'accumulent de nouveau sur ce dernier niveau ( $10^00$ ).

### 3.3 Relaxations dans les mélanges ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ ), ( $\text{CO}_2 + \text{He}$ ), ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ )

La molécule  $\text{N}_2$  a un moment dipolaire nul dans son premier niveau vibrationnel excité  $\text{N}_2(v=1)$ . Ce niveau se trouve à  $18\text{cm}^{-1} (\ll kT)$  en dessous du niveau  $\text{CO}_2(00^01)$ . Le transfert d'énergie par collisions est résonant. La probabilité d'échange énergétique entre  $\text{CO}_2(00^01)$  et  $\text{N}_2(v=1)$  est grande comparativement aux probabilités d'échanges énergétiques du gaz carbonique avec d'autres gaz (fig. I.4), [11].

Si les molécules  $\text{CO}_2$  sont pompées par les molécules  $\text{N}_2$ , on ne peut

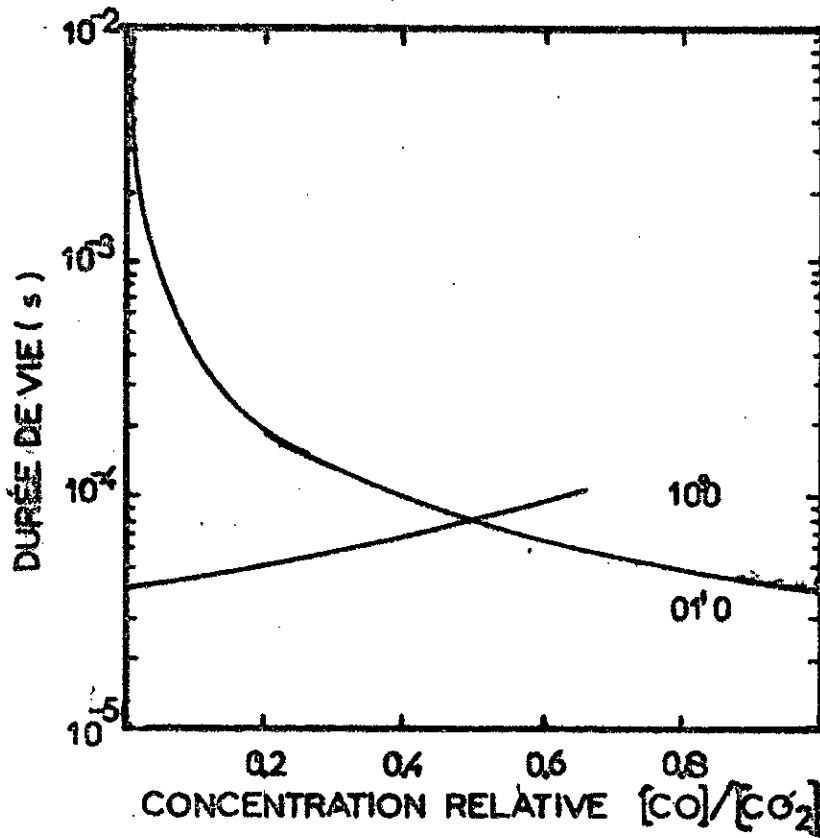


Fig I.3: Influence du CO sur les durées de vie des niveaux vibrationnels 100 et 010 du CO<sub>2</sub> (7).



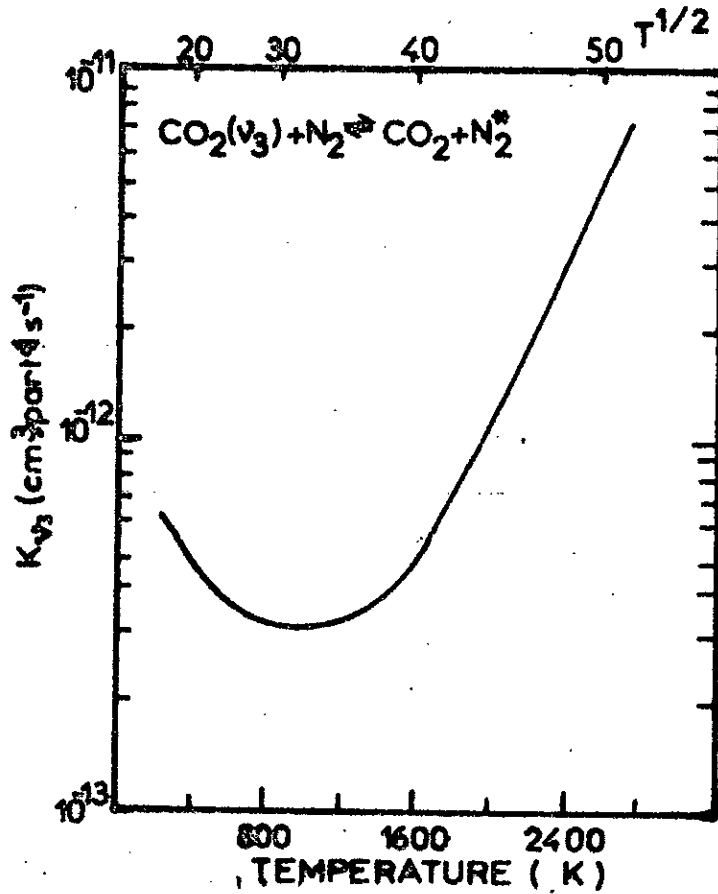


Fig. 4 : Probabilité d'échange énergétique entre les niveaux vibrationnels  $\text{CO}_2(00^1)$  et  $\text{N}_2(v=1)$  en fonction de la température (9).

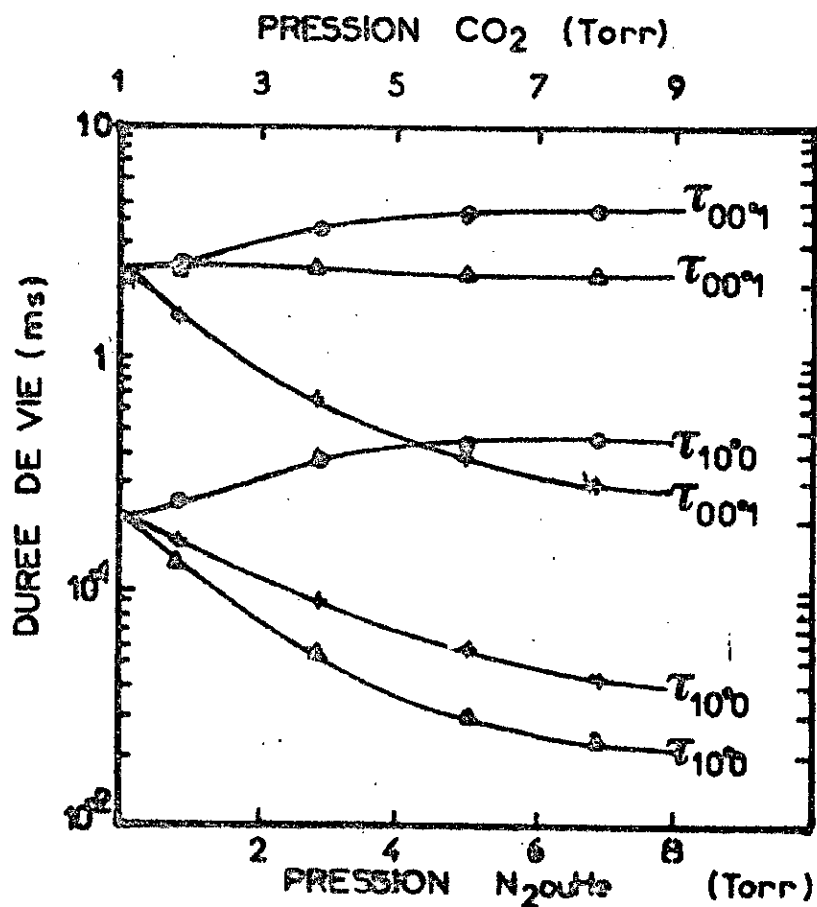


Fig. 5 : Variation des durées de vie des niveaux vibrationnels  $00^1$  et  $10^0$  du  $CO_2$  en fonction de la pression (4).

- $CO_2+N_2$   $P_{CO_2}=1\text{Torr}$   $P_{N_2}$  variable.
- ▲  $CO_2+He$   $P_{CO_2}=1\text{Torr}$   $P_{He}$  variable.
- +  $CO_2$   $P_{CO_2}$  variable.

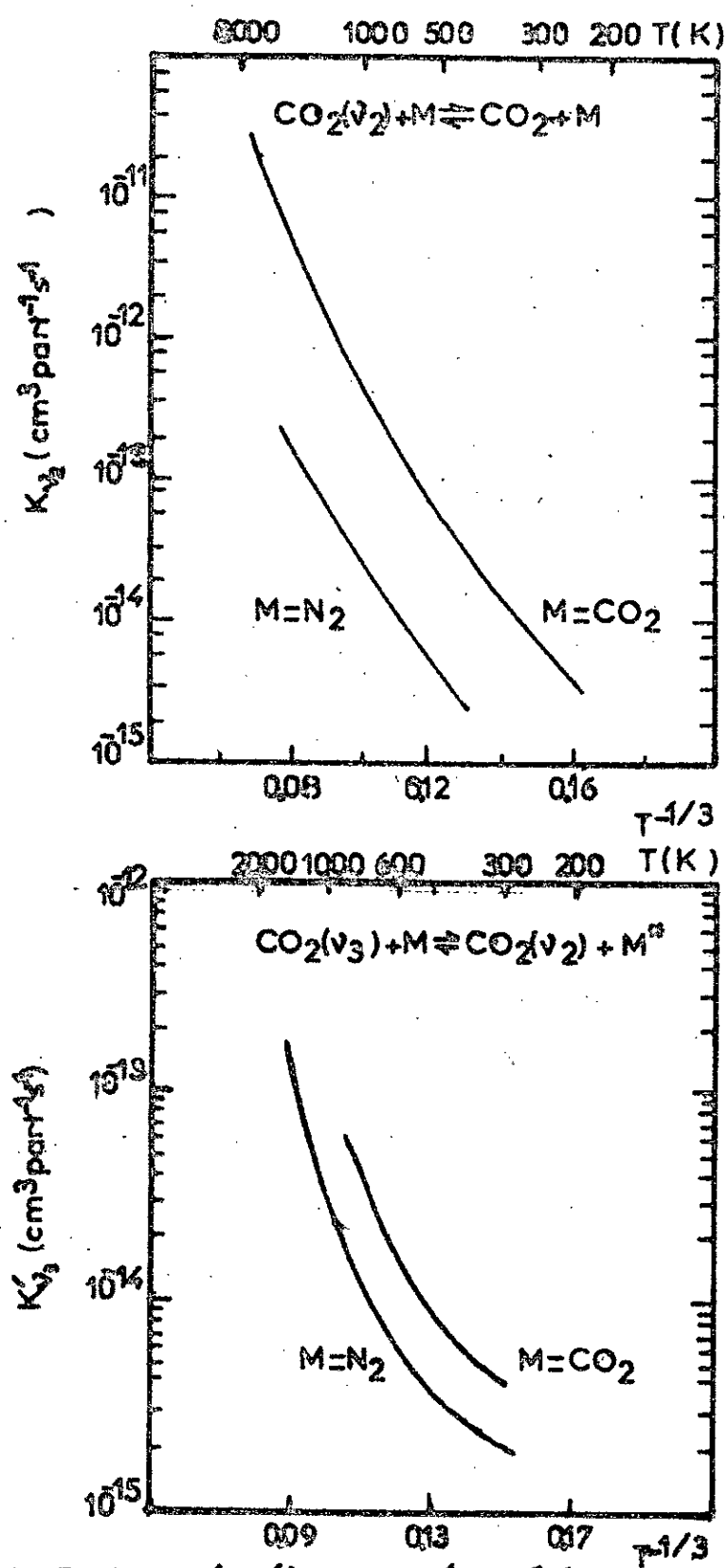


Fig 1.6: Probabilités d'échanges énergétiques entre  $\text{CO}_2$  et  $\text{N}_2$  en fonction de la température (9).

exclure le pompage par chocs électroniques. Ce genre de pompage n'est pas sélectif et il peuple les niveaux vibrationnels bas du gaz carbonique. L'hélium, avec une masse atomique réduite permet de dépeupler ces niveaux par collisions. L'influence de l'azote et de l'hélium sur les durées de vie des niveaux vibrationnels  $\text{CO}_2(00^01)$  et  $\text{CO}_2(10^00)$  est représentée à la figure (I.5).

L'hélium et l'azote n'altèrent respectivement pas le niveau haut  $\text{CO}_2(00^01)$  et le niveau bas  $\text{CO}_2(10^00)$  de la transition laser. En effet, les probabilités d'échanges énergétiques par collisions dans ces cas, sont inférieures aux probabilités d'échanges énergétiques intramoléculaires ( $\text{CO}_2-\text{CO}_2$ ), (fig. I.6).

Notons enfin que pour les mélanges sans hélium, le gain radial présente une diminution au niveau de l'axe du milieu amplificateur. L'hélium permet de pallier à cette diminution [5], [7], [8].

#### I.4 INFLUENCE DES GAZ ADDITIONNELS

Ce sont des gaz ajoutés sous forme de traces au mélange choisi. Les plus utilisés sont les gaz rares (autres que l'hélium qui est un gaz tampon), l'hydrogène et la vapeur d'eau. Leur rôle est justifié expérimentalement par une légère amélioration du milieu actif. Une fois leur concentration est excessive (notamment pour les deux derniers gaz), ils réduisent la population du niveau supérieur  $\text{CO}_2(00^01)$  [12], [13], [14]. Les gaz additionnels permettent aussi une meilleure longévité des lasers à tube scellé [13], en sauvant la molécule  $\text{CO}_2$ .

#### I.5 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Un système de molécules  $\text{CO}_2$  est caractérisé par plusieurs formes de température (températures de translation, de vibration, de rotation...). Une formulation du gain d'un milieu amplificateur qui fait intervenir ces différentes températures est difficile à établir. En pratique, la température de rotation ne diffère que de quelques degrés de la température de translation [15]. Dans le cas d'une amplification aux petits signaux, l'inversion de population

est régie par la loi de Boltzmann. Le gain aux petits signaux au centre de la raie amplificatrice élargie de façon homogène, s'écrit [14] :

$$\alpha_0 = \left[ \frac{\ln 2}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{A \cdot \lambda^2}{4\pi \Delta \nu_D} \cdot (2J+1) \cdot \frac{hc}{kT} \cdot B_1 \cdot \exp \left[ -F(J) \cdot \frac{hc}{kT} \right] \cdot \Delta N \quad (I.7)$$

$$\Delta N = N_1 - N_2 p \quad ; \quad p = (B_2/B_1) \cdot \exp [F(J-1) - F(J)]$$

$B_1, B_2$  : constantes de rotation de la molécule  $CO_2$ , dans les niveaux vibrationnels bas et haut.

$F(J)$  : énergie de rotation en  $cm^{-1}$

$A$  : probabilité d'émission spontanée

$J$  : nombre quantique du niveau rotationnel

$k$  : constante de Boltzmann ;  $h$  : constante de Planck

En concrétisant toutes les constantes pour  $T \approx T_R = 400^\circ K$  [16] et en introduisant le paramètre auxiliaire  $t = T/400$ , l'expression du gain devient

$$\begin{aligned} \alpha_0(t) &= \epsilon \cdot \Delta N \cdot \alpha'(t) & \epsilon &= 5,45 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \\ \alpha'(t) &= t^{-3/2} \cdot \exp [ +0,527(1-1/t) ] \end{aligned} \quad (I.8)$$

La courbe exprimant les variations de  $\alpha'(t)$  en fonction de  $t$  est donnée à la figure (I.7).

Du point de vue expérimental, les variations de la puissance d'un oscillateur ou le gain d'un milieu actif en fonction de la température, sont suivies en relevant la température de la paroi du tube à décharge [1], [12].

Une bonne approximation du gain en fonction de la température est donnée, pour les températures élevées, par :

$$\alpha_0(T) \approx (T/400)^{-3/2} \quad (I.9)$$

## I.6 INVERSION DE POPULATION

Les mécanismes conduisant à l'établissement de l'inversion

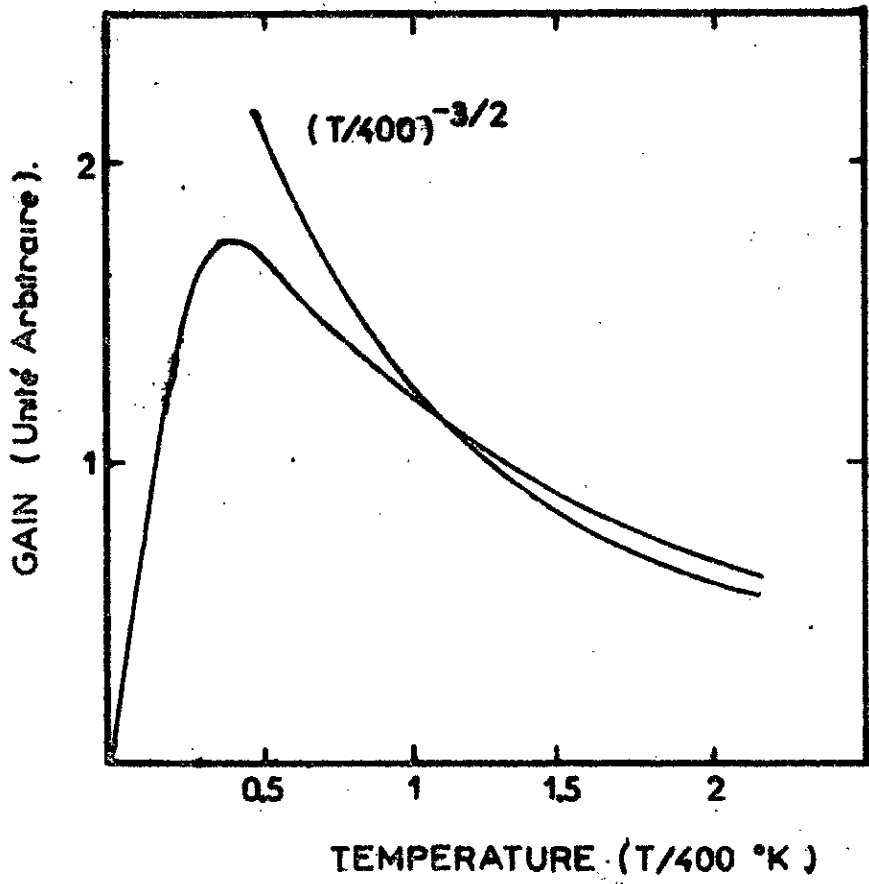


Fig.I.7: Gain relatif  $\alpha(T/400)$  en fonction de la température.

de population sont très complexes. Une expression complète du gain qui tient compte de tous les processus d'échanges énergétiques, du pompage, de la température et la géométrie du tube, serait inexploitable.

Au premier ordre le gain suit les variations de l'inversion de population. Antropov et al ont essayé de déterminer les variations de l'inversion de population en fonction de la pression totale du gaz. Dans leurs approximations, ils ont considéré un milieu à molécules non dissociables et une densité électronique suréstimée et constante. Une loi parabolique régirait dans ces conditions, la dépendance inversion de population-pression. L'allure des courbes, pour les mélanges traités, est compatible avec leurs résultats expérimentaux, mais elle présente des écarts en grandeur.

Une deuxième approche thermodynamique est due à R.F.Gordietz et al [17]. Dans leurs calculs, ils se limitent aux échanges énergétiques entre les niveaux vibrationnels bas ( $E_v \leq 2500 \text{cm}^{-1}$ ) des molécules  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  et des molécules  $\text{CO}$  provenant de la dissociation. La densité électronique est décrite radialement par la fonction de Bessel d'ordre zéro. Chaque mode de vibration est caractérisé par une température  $T_i$  et la distribution de population sur les niveaux vibrationnels, est supposée être régie par la loi de Boltzmann. L'énergie de rotation-vibration convertie en énergie de translation est perdue sous forme de chaleur, soit

$$Q(T) = 18,9 \cdot (T - T_w) \cdot \lambda_g(T)$$

$T$  : température du gaz

$T_w$  : température de la paroi du tube à décharge

$\lambda_g(T)$  : conductibilité thermique du gaz.

Ils dressèrent un bilan énergétique des cinq niveaux vibrationnels  $\text{CO}_2(00^01)$ ,  $\text{CO}_2(10^00)$ ,  $\text{CO}_2(01^10)$ ,  $\text{N}_2(v=1)$  et  $\text{CO}(v=0)$ . Chaque niveau vibrationnel est supposé avoir atteint son état énergétique stationnaire. La déduction des température  $T_i$ , permet le calcul des densités de population des niveaux vibrationnels.

Les courbes théoriques donnant les variations de l'inversion de population en fonction de plusieurs paramètres expérimentaux (température, densité électronique, diamètre du tube à décharge...), sont en bon accord avec l'expérience. Seulement en négligeant les effets d'interaction rayonnement-matière, leur milieu ne se sature jamais.

J. Tulip [18] a repris ce modèle en introduisant les effets de rayonnements spontané et stimulé. Il a déduit, en plus des résultats des auteurs précédents et conformément à l'expérience, que l'intensité de saturation augmente quasi-linéairement avec le pompage avant de se stabiliser.

### 1.7 RESONATEUR OPTIQUE ET OSCILLATEUR

C'est une cavité ouverte sur sa face latérale, composée de deux miroirs parallèles et de même axe optique. La condition de stabilité géométrique impose, nécessairement, aux miroirs des rayons de courbure  $r_1$  et  $r_2$  vérifiant [19]:

$$0 \leq (1 - L/r_1)(1 - L/r_2) \leq 1$$

$L$  : longueur optique de la cavité

La fréquence d'un mode propre est donnée par [20]:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \cdot \left[ (q+1) + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \cdot \arccos \left[ (1 - L/r_1)(1 - L/r_2) \right]^{\frac{1}{2}} \right]$$

les indices  $m$  et  $n$  se rapportent aux modes transverses et l'indice  $q$  au mode longitudinal.

Dans le cas où l'oscillation s'effectue sur le mode fondamental  $\nu_{00q}$ , l'onde délivrée par le laser a un front d'onde sensiblement sphérique à grande distance. La distribution transversale de l'intensité est une gaussienne.

On définit alors le rayon du faisceau gaussien  $r = W$  tel que l'intensité en  $r = W$ , soit égale à  $1/e^2$  de l'intensité sur l'axe.



Sur les miroirs  $M_1$  et  $M_2$ , les rayons  $W_1$  et  $W_2$  du faisceau sont donnés par :

$$W_{1,2} = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot r_{1,2}^2 \cdot \frac{(r_{2,1} - L) \cdot L}{(r_{1,2} - L)(r_1 + r_2 - L)}$$

La plus petite taille du faisceau (beam-waist) se trouve là où le front d'onde est plan. Son rayon est donné par :

$$W_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{L(r_1 - L)(r_2 - L)(r_1 + r_2 - L)}{(r_1 + r_2 - 2L)^2}$$

Les distances  $d_1$  et  $d_2$  entre le beam-waist et les miroirs  $M_1$ ,  $M_2$  de rayons de courbure respectifs  $r_1$  et  $r_2$ , sont données par :

$$d_1 = \frac{L(r_2 - L)}{(r_1 + r_2 - 2L)} \quad d_2 = \frac{L(r_1 - L)}{(r_1 + r_2 - 2L)}$$

Un oscillateur laser est un amplificateur fermé sur lui-même par deux miroirs formant cavité. Généralement un des miroirs est semi-transparent et permet l'extraction du signal laser de sortie. Les fréquences  $\nu_{mnq}$  susceptibles d'osciller sont celles qui s'inscrivent dans la courbe de gain. L'oscillation initiée par l'émission spontanée, aura lieu quand le gain du milieu actif compense les pertes de la cavité.

### I.8 PUISSANCE D'UN OSCILLATEUR

Considérons le milieu amplificateur d'un oscillateur, caractérisé par un gain au seuil  $\alpha_0$  et des pertes passives  $\gamma_0$ . L'intensité  $I$  du faisceau laser traversant une épaisseur  $dz$  du milieu actif, subit un accroissement  $dI$ , telle que :

$$dI = (\alpha - \gamma_0) \cdot I \cdot dz \quad (I.10)$$

Les pertes sont supposées uniformément réparties sur toute la longueur  $l$  du milieu actif. Pour des intensités croissantes dans le milieu actif le gain est :

$$\alpha = \alpha_0 (1 + I/I_S)^{-s}$$

$s = +1$  (respect  $+\frac{1}{2}$ ) pour un milieu élargi de façon homogène (respect inhomogène)

Il est difficile après intégration de l'équation (I.10) de donner explicitement le rapport d'amplification, après un transit, en fonction des paramètres  $\alpha_0$  et  $\xi$ .

Une approximation couramment utilisée dans l'étude des lasers, consiste à intégrer cette équation pour  $\alpha = \alpha_0$ . Dans ce cas, pour un oscillateur, la relation d'amorçage s'exprime par:

$$2\alpha_0 l - \gamma - \ln RR' = 0 \quad (I.11)$$

$\gamma = 2\xi l$ : pertes par aller-retour

R : coefficient de réflexion du miroir de couplage

R' : coefficient de réflexion de l'autre miroir,  $R' \approx 1$

Une approche permettant de rendre compte des effets non linéaires, est obtenue en remplaçant dans la relation d'amorçage  $\alpha_0$  par  $\alpha$ .

Nous déduisons l'intensité laser I qui se développe à l'intérieur de son milieu actif

$$I = I_S \left[ \left( \frac{2\alpha_0 l}{\gamma + \ln R} \right)^{1/s} - 1 \right] \quad (I.12)$$

et la puissance correspondante:

$$P = P_S \left[ \left( \frac{2\alpha_0 l}{\gamma + \ln R} \right)^{1/s} - 1 \right] \quad (I.13)$$

l'intensité laser dans le cas où l'oscillation s'effectue sur le mode fondamental, a une distribution radiale gaussienne de la forme:

$$I(r) = I_m \cdot \exp\left(-2r^2/W^2\right) \quad (I.14)$$

W : rayon du faisceau

La puissance correspondante à une intensité I(r) traversant un disque de rayon r est

$$P(r) = P_m \left[ 1 - \exp\left(-2r^2/W^2\right) \right] \quad (I.15)$$

En définissant la puissance de saturation  $P_s$  comme étant la puissance correspondante à l'intensité  $I(r)$  qui traverse un disque de rayon  $W_1$ .  $W_1$  est la valeur de  $r$  qui atténue l'intensité d'un rapport "e", on établit:

$$P_s = I_s \cdot \pi W_0^2 / 1,26$$

Finalement la puissance de sortie d'un oscillateur, dont le miroir de couplage a un faible coefficient de transmission "t", se met sous la forme:

$$P_0 = t \cdot \frac{I_s \pi W_0^2}{1,26} \left[ \left( \frac{2\alpha_0 l}{\gamma + t} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (I.16)$$

Cette formule est valable dans le cas des pertes faibles.

### I.9 MESURE DU GAIN SUR UN OSCILLATEUR

La connaissance du gain d'un milieu amplificateur permet l'accès à certaines constantes spectroscopiques. Dans la littérature l'étude du gain est effectuée sur un milieu amplificateur. Pour un oscillateur la condition d'accrochage exprime une linéarité entre le gain et les pertes. La connaissance d'un paramètre proportionnel au gain, permet la mesure du coefficient de pompage et le reste des pertes.

La formule (I. 16) de la puissance a permis à B.S.Patel [21] de déterminer les paramètres caractérisant un oscillateur laser He-Ne (6328Å). Il a utilisé une cavité à miroirs complètement réfléchissants, où, l'extraction du signal laser de sortie est obtenue par réflexion sur les faces d'une lame orientable, placée à l'intérieure de la cavité. Les transmissions  $t_1, t_2$  donnant la même puissance  $P$ , pour deux orientations de la lame, peuvent être reliées par:

$$t_1 t_2 + \gamma (t_1 + t_2) + \gamma (2\alpha_0 l - \gamma) = 0 \quad (I. 17)$$

La droite  $t_1 t_2$  en fonction de  $(t_1 + t_2)$  donne  $\delta$  et  $\alpha$ , et une valeur de la puissance  $P$  donne l'intensité de saturation du milieu actif.

### I.10 CONCLUSION

Le gain d'un milieu actif ne peut être exprimé rigoureusement et explicitement en fonction des grandeurs aisément accessibles à l'expérience. La difficulté réside dans les processus qui conduisent à l'établissement de l'inversion de population. Les proportions optimales du mélange seront déterminées expérimentalement.

Le travail à basses pressions impose un diamètre du tube à décharge assez grand.

## DEUXIEME CHAPITRE

### DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif experimental (fig.II.1) comprend:

- \* 1-Un oscillateur laser constitué d'un tube à décharge contenant le gaz amplificateur et d'une cavité optique
- \* 2-Un groupe de pompage pour la circulation ou l'évacuation des gaz
- \* 3-Les systèmes de mesure.

#### II.1 OSCILLATEUR LASER

##### 1.1 Le tube à décharge:

Nous avons utilisé un tube cylindrique en pyrex ayant une longueur de 1,40m, un diamètre de 24mm et une épaisseur de 2mm. Deux électrodes creuses en fer-nickelé, sont soudées à 10cm de chaque extrémité du tube. En face de ces électrodes, le tube est pourvu d'une entrée et d'une sortie de gaz, par l'intermédiaire de deux robinets à vide.

Le tube est fermé à ses extrémités, par deux lames en NaCl, de 4mm d'épaisseur, inclinées à angle de Brewster. Les lames sont collées sur des terminaisons en duralumin, emmanchées sur les extrémités du tube. L'étanchéité du tube est assurée par deux joints torriques, encastrées dans des gorges pratiquées dans le duralumin.

Après le dégazage du tube et des électrodes, le vide dynamique est inférieur à  $10^{-5}$  mb. Laissé sous vide, sans pomper, la pression dans le tube s'élève de 1mb en 24 heures.

Une chemise en plexiglass, à circulation d'eau, en circuit fermé, assure le refroidissement du tube.

La décharge est entretenue entre les 2 électrodes, par une alimentation haute tension. Une résistance ballast de 300k $\Omega$  est mise

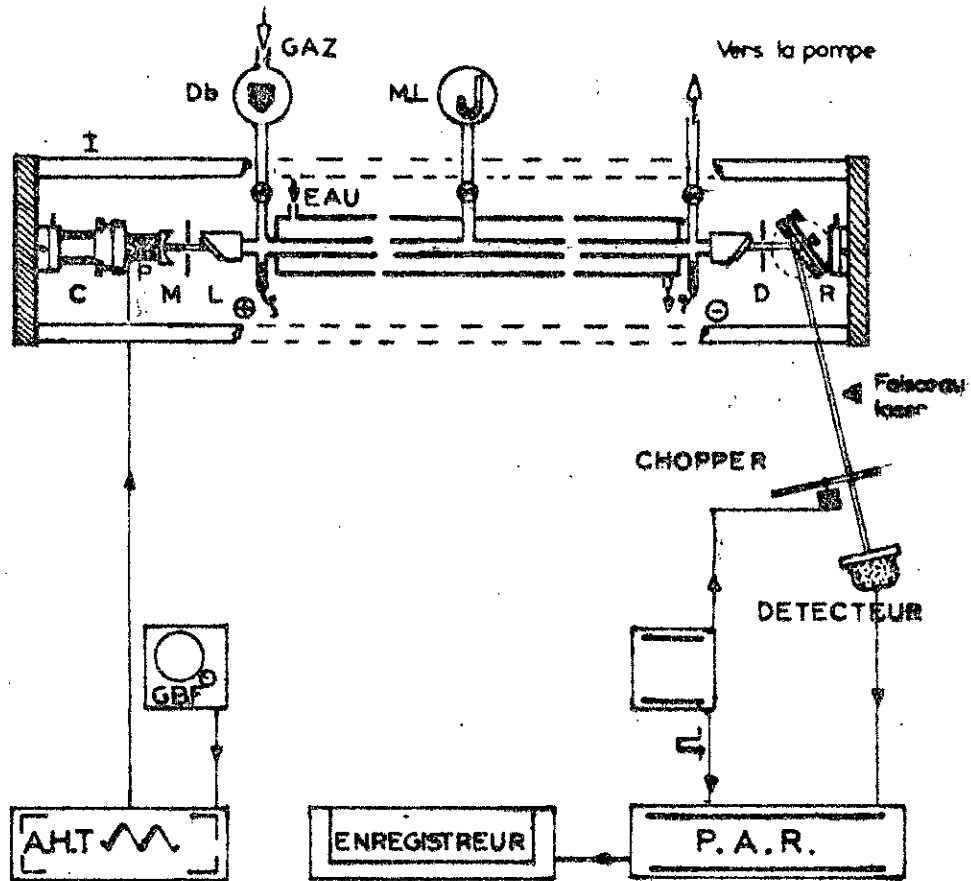
en serie avec le tube à décharge, pour fixer le point de fonctionnement du tube à des courants faibles et éviter les décharges d'arcs.

### 1.2 La cavité:

Dans les lasers moléculaires, l'oscillation peut avoir lieu dans une bande de rotation-vibration. Pour ne permettre l'oscillation que sur une raie de cette bande, nous avons utilisé une cavité dispersive, constituée d'un miroir concave et d'un réseau, espacés de 2m. La cavité est contrôlée en longueur par trois barres d'invar pour minimiser les dérives en température du mode oscillant.

Le miroir est en cuivre revêtu d'une couche d'or. Son coefficient de réflexion est  $R' = 98\%$  à  $10,6\mu\text{m}$ . Il a un rayon de courbure  $r = 4\text{m}$  et un diamètre de  $38\text{mm}$ . Ce miroir est fixé sur deux céramiques piézoélectriques tubulaires en serie mécaniquement. Nous avons appliqué sur une céramique une tension variable de 0 à  $-1000\text{Volts}$ , de forme triangulaire, pour balayer toute la plage d'accrochage. Cette tension est délivrée par un générateur de tension piloté par un générateur basse fréquence. La dilatation longitudinale maximale d'une céramique est de  $2,8\mu\text{m}$ . Sur l'autre céramique est appliquée une tension réglable manuellement pour positionner le mode oscillant à l'intérieur de la plage d'accrochage.

L'élément de couplage est un réseau echelette (Jobin-Yvon). Il est gravé sur une matrice d'acier inoxydable et recouvert d'une couche d'Aluminium. Son angle de miroitement est  $b = 52^{\circ}29'$ . Il est utilisé en montage Littrow sur l'ordre un et monté de façon que ses traits soient perpendiculaires au plan d'incidence des fenêtres de Brewster. Dans cette configuration, le constructeur donne une efficacité, à l'ordre un, égale à  $90\%$ . Pratiquement toute l'intensité est réfléchie sur l'ordre un, sauf l'ordre zéro (tache blanche) est inévitable pour toutes les longueurs d'onde. C'est sur cette ordre zéro que nous détectons le faisceau laser de sortie.



- |                          |                                 |
|--------------------------|---------------------------------|
| C : Tiges compensatrices | P : Céramiques piézoélectriques |
| D : Diaphragme           | M : Miroir Concave              |
| Db : Débitmètre          | ML : Jauge MacLeod              |
| I : Barres d'invar       | R : Réseau                      |
| L : Lame en NaCl         |                                 |

Fig. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce réseau comporte 150 traits/mm, ce qui lui confert une dispersion angulaire à l'ordre un:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \operatorname{tg} b}{\lambda}$$

Deux raies consécutives de la branche P du spectre de rotation-vibration de la molécule  $\text{CO}_2$ , sont distantes de  $200\text{\AA}$  environ. Elles sont séparées de  $16'$  par ce réseau. Dans un faible domaine de longueurs d'onde, et puisque on ne considère que les surfaces

d'onde à l'intérieur d'un résonateur, le réseau sera considéré comme un miroir plan. La cavité, équipée de ce réseau, est assimilable à un résonateur plan-concave.

Deux diaphragmes à iris internes à la cavité et centrés sur son axe optique, permettent l'élimination des modes non axiaux. Dans le cas où l'oscillation s'effectue sur le mode fondamental, les diamètres du faisceau sur le miroir concave et près du réseau sont donnés par [20]

$$2W_0 = 2 \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/2} [L(r-L)]^{1/4} \approx 5,2 \text{ mm} \text{ du côté du réseau}$$

$$2W_c = 2 \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/2} \left[ \frac{r^2 L}{r-L} \right]^{1/4} \approx 7,4 \text{ mm sur le miroir concave}$$

L'ensemble cavité et tube à décharge repose sur une plaque en marbre fixée à un bâti métallique rigide. Pour atténuer les vibrations mécaniques, l'isolation du sol est réalisée par des plaques en néoprène.

## II. LE GROUPE DE POMPAGE

Une pompe primaire à palettes et une pompe secondaire à diffusion d'huile (Alcatel), montées en série, constituent le groupe de pompage.

Ce groupe à vide est connecté au tube par l'intermédiaire de soufflets métalliques et des tubes en U pour avoir des connexions flexibles, et éloigner les décharges électriques vers des surfaces conductrices soumises à un potentiel plus faible.



## II.3 SYSTEMES DE MESURE

### 3.1 Mesure de la pression:

En écoulement il s'établit un gradient longitudinal de pression dans le tube. Une pression moyenne est relevée au milieu du tube à l'aide d'une jauge Mac-Léod. Cette jauge donne des mesures absolues de pression avec une erreur relative de 5%. Deux jauges Mac-Leod peuvent se substituer l'une à l'autre pour la mesure de la gamme de pression 0,1 à 15 mb. Le vide primaire et le vide secondaire sont respectivement contrôlés par une jauge Pirani et une jauge Penning.

Pour la préparation du mélange, nous avons utilisé un banc de remplissage où les pressions sont lues sur un manomètre différentiel en U, à mercure. L'erreur de lecture est de 3mm pour une dénivellation du mercure de 200mm. On n'a pas prêté attention à ce genre d'erreur car les pressions partielles des gaz ne sont pas très critiques. en effet, les mélanges (CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub>)(1,1) et (CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub>) (5,6), par exemple, donnent la même puissance à basse pression.

### 3.2 Mesure du débit:

les techniques de mesure du débit d'un gaz dans une conduite sont très variées [22]. Dans notre montage le diamètre des canalisations est très faible (de l'ordre du cm). Le débitmètre utilisé ne doit pas polluer le milieu actif. La pression et le débit sont faibles. Ces exigences limitent le choix du débitmètre.

Nous avons utilisé un débitmètre à flotteur. C'est un tube tronconique vertical à l'intérieur duquel est placé un flotteur. Le mélange gazeux envoyé par le bas du tube sollicite le flotteur (petite masse de duralumin) vers le haut. La relation d'équilibre mécanique du flotteur soumis à la poussée des gaz et à son poids donne la vitesse d'écoulement du fluide et par suite le débit [22]

$$D = C \cdot A_2 \left[ 2 \frac{V_f}{A_p} \cdot \frac{P_f - P_g}{\rho g} \right]^{1/2}$$

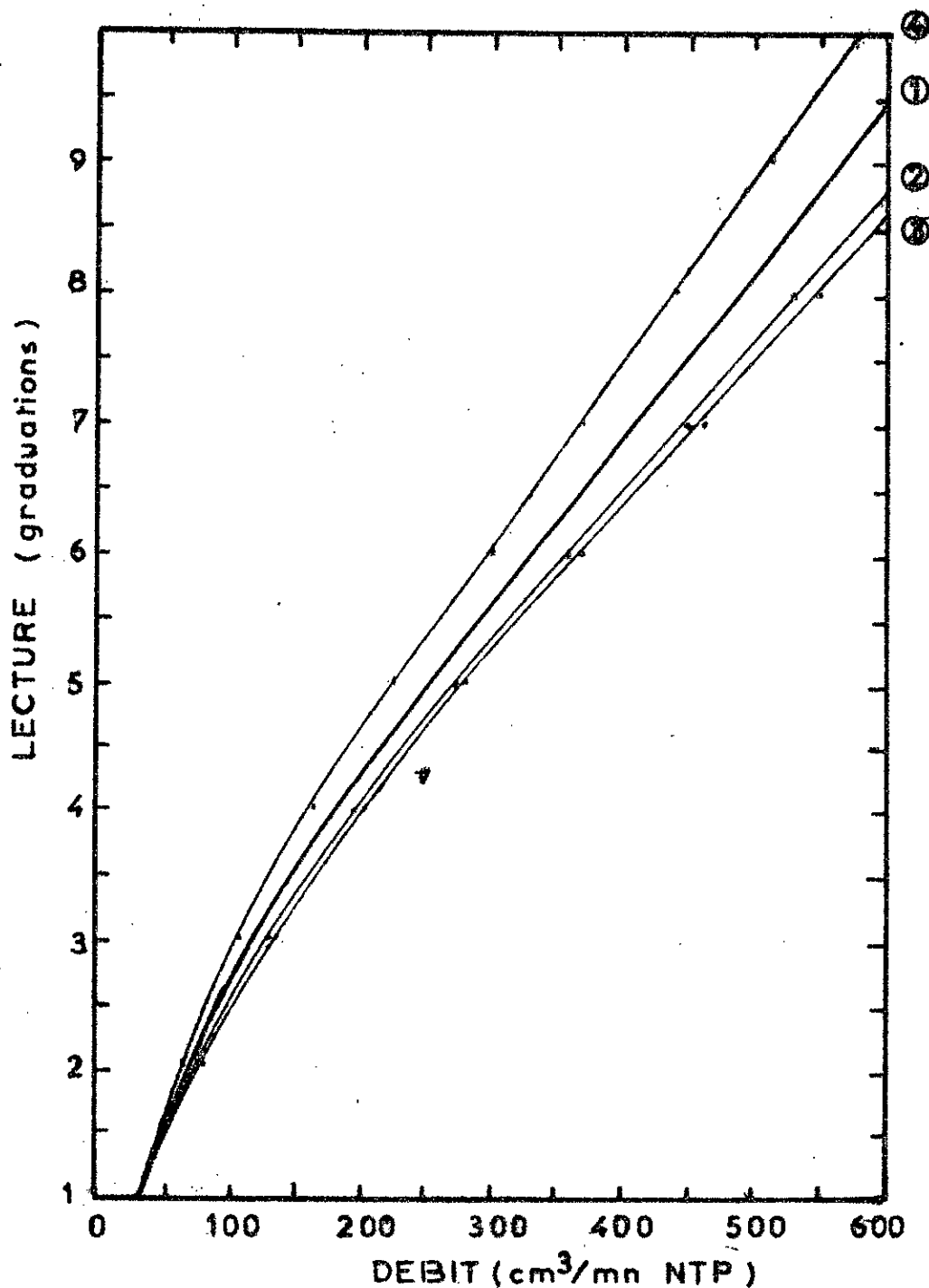


Fig.II2: COURBES D'ETALONNAGE DU DEBIMETRE

1. AIR (Donnée par le constructeur ).

2. CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+He (1,1,1.) — 3. CO<sub>2</sub>+He (1,1) — 4. CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub> (1,1 ).

$A_2$  : surface annulaire entre le flotteur et le tube

$V_f, A_p$  : volume et section droite du flotteur

$\rho_g, \rho_f$  : masses volumiques du gaz et du flotteur

$C$  : coefficient de contraction

La courbe d'étalonnage du débitmètre pour l'air est donnée par le constructeur . Le débit est exprimé dans les conditions normales de température et pression (NTP).

La courbe d'étalonnage pour un autre gaz de densité  $\rho$  est déduite de la première courbe en appliquant la relation [23] :

$$D = D_0 \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2}$$

$D$  : Débit du mélange gazeux de densité  $\rho$ , exprimé dans les conditions normales

$D_0$  : Débit du mélange gazeux de densité  $\rho_0$ , exprimé dans les conditions normales

Le débit  $D$  d'un gaz sous une pression  $P$  et une température  $T$  s'exprime en fonction du débit  $D_0$  par :

$$D = D_0 \left( \frac{P \cdot T_0}{P_0 \cdot T} \right)^{1/2}$$

$P_0$  et  $T_0$  : pression et température dans les conditions normales

Le débitmètre doit être intercalé entre deux microvannes pour ajuster le débit.

### 3.3 Les détecteurs

a- Le thermocouple: Pour suivre les variations de la puissance laser, nous avons utilisé un thermocouple placé au foyer d'un miroir concave. Ce détecteur est caractérisé par un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Sa surface active est de  $0,6 \text{ mm}^2$ ; C'est un détecteur thermique non sélectif, sa réponse spectrale n'est limitée que par la transparence de la fenêtre en KRS5. Le signal recueilli est très faible et noyé dans le bruit. Pour remédier à cela, on utilise un amplificateur sélectif,

utilisant comme signal de référence un signal carré (10Hz) synchronisé avec la fréquence de découpage du signal laser.

b-La cellule photovoltaïque: C'est un détecteur quantique composé d'une double jonction (HgTe-CdTe). Sa réponse spectrale est optimale à  $10\mu\text{m}$ . Sa surface active est de  $0,04\text{mm}^2$ . Sa détectivité est maximale à la température de l'azote liquide ( $77^\circ\text{K}$ ).

Ce détecteur peut être utilisé en cellule ou en photodiode. En photodiode, il peut être polarisé simplement à travers une résistance avec une tension maximale de  $-800\text{mV}$ . Cependant le point de fonctionnement du détecteur varie avec le flux lumineux. Il ne peut alors être utilisé pour suivre les variations de la puissance. Un autre schéma de polarisation est représenté plus bas. Ce montage permet la polarisation du détecteur et l'amplification du signal. Seulement le bruit en  $1/f$  (de grenaille) caractéristique des détecteurs quantiques est aussi amplifié.

c-Le joule-mètre: C'est un détecteur thermique (pyroélectrique) donc non sélectif (GEN-TEC ED100). Il n'admet au maximum que trois pulses par seconde régulièrement espacés. La largeur temporelle maximale d'un pulse ne doit dépasser une milliseconde (1ms). Il a une sensibilité de 100Volts pour une énergie incidente de 1Joule et pour une impédance d'entrée de l'oscilloscope de  $10\text{M}\Omega$ .

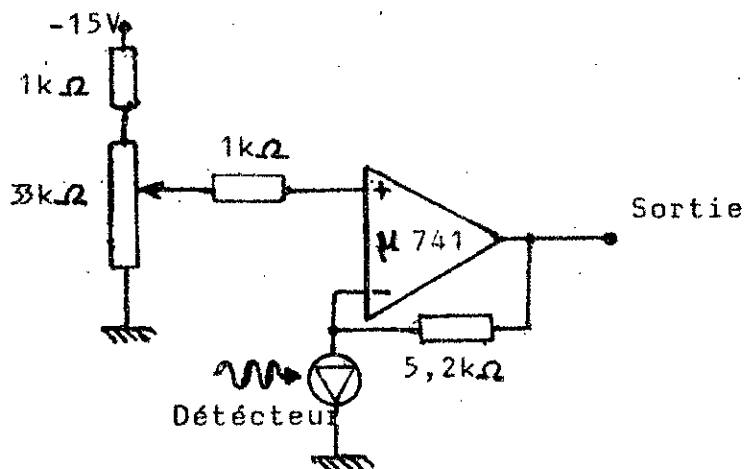


Schéma de polarisation du détecteur

## TROISIEME CHAPITRE

### CHOIX DU MELANGE

### ET EFFET DE DEBIT

#### III.1 CHOIX DU MELANGE

Dans le but d'observer une structure de raie qui se manifeste pour un élargissement inhomogène, la pression du gaz amplificateur doit être suffisamment basse.

Au premier chapitre nous avons vu qu'une évaluation théorique du mélange type est difficile. Nous avons déterminé expérimentalement les proportions des gaz constituant le milieu actif, qui donnent la puissance la plus importante à des pressions inférieures au Torr. Les proportions obtenues sont les suivantes:

$\text{CO}_2$  ;  $(\text{CO}_2+\text{N}_2)(1,1)$  ;  $(\text{CO}_2+\text{He})(1,1)$  ;  $(\text{CO}_2+\text{N}_2+\text{He})(1,1,1)$

#### III.2 LASER A TUBE SCELLE

##### 2.1 Influence de la pression

Nous représentons à la figure (III.1) les variations de la puissance de sortie du laser en fonction de la pression totale du gaz amplificateur, pour chaque type de mélange. En chaque point de la courbe, le mode oscillant est ramené à l'aide de la céramique piézoélectrique au centre de la raie amplificatrice pour exclure toute forme de dérive.

Lorsque la pression totale augmente à partir des valeurs basses, la concentration des particules actives s'accroît améliorant ainsi la puissance de sortie du laser. Parallèlement, la puissance électrique dissipée sous forme de chaleur dans le tube augmente. L'inversion de population est alors réduite par l'élévation de la température du milieu actif.

L'accroissement de la pression ou du courant de décharge |1|, |8|

améliore la puissance de sortie du laser. Cependant il accentue l'effet antagoniste de la température du milieu actif sur l'inversion de population. De plus l'élévation de pression déplace le maximum de la distribution énergétique des électrons libres vers des énergies plus basses [12]. Le nombre d'électrons efficaces susceptibles d'exciter les molécules partenaires des molécules  $\text{CO}_2$ , est réduit.

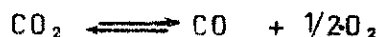
Ces deux effets expliquent l'existence d'une pression optimale qui fournit un maximum de puissance, pour un tube à décharge de dimensions données.

L'écart entre les puissances maximales pour les divers types de mélanges est attribué d'une part au rôle refroidissant de l'hélium et d'autre part en présence d'azote, les molécules actives sont pompées en grande partie depuis les molécules  $\text{N}_2$  vibrationnellement excitées.

Pour un mélange donné, la pression partielle de gaz carbonique est fixée par le choix du diamètre du tube à décharge  $\varnothing$  selon la relation empirique [7]:

$$P_{\text{CO}_2} \cdot \varnothing = \text{cte}$$

La pression totale optimale dans le cas du gaz carbonique pur est de 1,8 Torr. Compte tenu de la dissociation des molécules actives:



la pression effective de gaz carbonique est alors inférieure à celle indiquée. Ceci explique que les pressions totales optimales pour les mélanges binaires ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ ) et ( $\text{CO}_2 + \text{He}$ ) et le mélange ternaire ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ), ne sont pas dans les rapports des proportions des gaz.

Le décalage entre les pressions partielles de gaz carbonique pour chaque type de mélange s'explique par le degré de dissociation de la molécule  $\text{CO}_2$ , qui diffère d'un mélange à l'autre.



## 2.2 Dissociation de la molécule CO<sub>2</sub>

Le milieu actif est excité par décharge électrique directe. Les molécules CO<sub>2</sub> sont pompées par chocs de second espèce avec les molécules N<sub>2</sub> (ou éventuellement avec les molécules CO) excitées par chocs électroniques. Les sections efficaces de collisions électroniques de ces molécules (N<sub>2</sub> et CO), pour les niveaux vibrationnels (v = 1 à 8), sont maximales pour des énergies électroniques comprises entre 2 et 3eV [24]. Cependant une énergie de 2,8eV est susceptible de dissocier la molécule CO<sub>2</sub> en oxygène et monoxyde de carbone. La concentration des molécules actives est alors réduite.

L'analyse des observations menées par A.L.S.Smith [25] et revues par Y.A.Ivanov [26], permet de déduire pour des faibles densités de courant (inférieures à 9mA/cm<sup>2</sup>) que la décomposition de la molécule CO<sub>2</sub> est due essentiellement aux chocs électroniques primaires. Le degré de dissociation β est relié à la densité électronique n<sub>e</sub> par

$$-\ln(1-\beta) = k_1 n_e$$

k<sub>1</sub> est un coefficient qui dépend de la distribution et de l'énergie électroniques.

Pour des faibles dissociations (courant faible ou pression importante), β est proportionnel à n<sub>e</sub>. la densité électronique diminue quand on ajoute de l'hélium ou de l'azote au gaz carbonique [27]. La pression effective de gaz carbonique dans le mélange CO<sub>2</sub> est alors inférieure à celle des mélanges binaires, elle-même inférieure à celle du mélange ternaire.

L'étude de la dissociation a été reprise par A.L.S.Smith [28]. elle permet de conclure que le degré de dissociation β est proportionnel au courant de faible densité, et inversement proportionnel à la pression. L'élévation de pression réduit la dissociation par effet de recombinaison.

## III.3 LASER A ECOULEMENT

### 3.1 Analyse de l'effet de débit

Le débit des gaz permet de renouveler les molécules actives



détruites par dissociation. Il permet aussi, quand il est important, de refroidir le milieu actif. Un débit  $D$  est caractérisé par le temps moyen de séjour  $t_S$  de la molécule  $CO_2$ , dans la zone de décharge, comparativement au temps de diffusion  $t_D$  que met cette molécule pour atteindre les parois du tube.

En exprimant le volume  $V$  des gaz sous décharge dans les conditions normales de température et de pression,  $t_S$  est estimé comme le rapport du volume  $V$  au débit  $D$ , soit

$$t_S = \frac{V \cdot P_0 \cdot T}{D \cdot P \cdot T_0}$$

$(P, T); (P_0, T_0)$ : pressions et températures dans les conditions de travail et dans les conditions normales.

Le temps de diffusion  $t_D$  est égale à:

$$t_D = \frac{\varnothing^2}{\Lambda v_t}$$

$\varnothing$ : diamètre du tube à décharge

$\Lambda$ : libre parcours moyen

$v_t$ : vitesse thermique des molécules  $CO_2$

Pour  $t_S < t_D$ , le milieu amplificateur est refroidi par convection et pour  $t_S > t_D$ , le milieu est refroidi par diffusion comme dans le cas d'un tube scellé.

Pour expliquer la contribution du débit à la relaxation des niveaux de la transition laser, A.J. Demaria [30] a introduit dans les équations d'évolution des densités de population, le paramètre  $t_S$ . La matière est décrite par un système à deux niveaux d'énergie entre lesquels s'établit la transition laser. Si  $N_1$  et  $N_2$  désignent les densités de population de ce système à un instant  $t$ , on obtient:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = R_1 - \frac{N_1}{\tau_1} + (N_2 - N_1) \frac{\sigma I}{h\nu} + \frac{N_1^0 - N_1}{t_S}$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = R_2 - \frac{N_2}{\tau_2} + (N_1 - N_2) \frac{\sigma I}{h\nu} + \frac{N_2^0 - N_2}{t_S}$$

$I$  : intensité laser se développant dans le milieu actif  
 $R_1, R_2$  : taux de pompage des niveaux bas et haut  
 $\sigma$  : section efficace d'émission stimulée  
 $N_1^0, N_2^0$  : densités de population des niveaux bas et haut à l'équilibre  
 $\tau_1, \tau_2$  : durées de vie des niveaux bas et haut.

En résolvant ces équations dans le cas où le régime stationnaire est atteint, on obtient le gain du milieu actif :

$$\alpha = \sigma(N_2 - N_1) = \frac{(R_2\tau_2 - R_1\tau_1)}{1 + \left(\frac{\sigma I}{h\nu}\right) \left[ t_s\tau_1 / (t_s + \tau_1) + t_s\tau_2 / (t_s + \tau_2) \right]}$$

L'identification de cette expression à celle du gain d'un milieu élargi de façon homogène (I.2) donne l'intensité de saturation :

$$I_s = h\nu / \sigma \left[ t_s\tau_1 / (t_s + \tau_1) + t_s\tau_2 / (t_s + \tau_2) \right]$$

et le gain aux petits signaux

$$\alpha_0 = (R_2\tau_2 - R_1\tau_1)$$

### 3.2 Débits rapides

Pour des lasers opérant à des pressions élevées (des centaines de Torr) avec des débits dont la vitesse d'écoulement des gaz est de plusieurs dizaines de mètres par seconde, le temps de séjour  $t_s$  de la molécule  $CO_2$  est nettement inférieur aux durées de vie des niveaux de la transition laser. L'intensité de saturation devient dans ce cas :

$$I_s = h\nu / (2\sigma t_s) \# D$$

L'intensité de saturation est proportionnelle au débit. Le gain du milieu actif peut atteindre des valeurs importantes sans se saturer. Cette augmentation est limitée par la diminution des durées de vie  $\tau_1, \tau_2$  quand la pression du gaz amplificateur s'élève.

### 3.3 Débits lents

Les débits lents sont caractéristiques des lasers à basses pressions. De plus, un débit turbulent cause des perturbations de l'indice de réfraction du milieu actif. Dans cette gamme de débits, le temps de séjour de la molécule  $\text{CO}_2$  est nettement supérieur à la durée de vie des niveaux de la transition laser. L'intensité de saturation a la même expression que dans le cas où le tube est scellé:

$$I_s = h\nu / 2\sigma(\tau_1 + \tau_2)$$

On réalise un écoulement des gaz dans ces conditions juste pour remplacer les molécules  $\text{CO}_2$  dissociées.

### 3.4 Mélange ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ) (1,1,1)

La pression totale des gaz étant fixée à un Torr, nous avons tracé les courbes donnant les variations de la puissance de sortie en fonction du débit des gaz. Le débit est exprimé dans les conditions normales de température et de pression (NTP). La puissance augmente rapidement avant de se stabiliser à un débit de  $100\text{cm}^3/\text{mn}$  (fig. III.2). L'allure de la courbe est confirmée pour une pression de 2 Torr. Cette augmentation est due à l'apport d'une matière active neuve, en remplacement des molécules  $\text{CO}_2$  dissociées. Ce résultat est conforme à celui déduit par P.K.Cheo [29].

Pour interpréter l'allure de cette courbe nous avons tracé les courbes donnant les variations de la puissance de sortie en fonction de la pression totale du mélange amplificateur, pour un débit nul et un débit de  $200\text{cm}^3/\text{mn}$  (NTP), (fig. III.2).

Nous constatons que l'effet de débit se résume en un déplacement de l'optimum de pression vers des pressions plus basses. Le débit, en renouvelant les molécules  $\text{CO}_2$  dissociées, tend à faire conserver la pression partielle de gaz carbonique admise à l'entrée du tube. La pression totale correspondante doit être moindre pour atteindre sa valeur optimale de façon que la relation  $P_{\text{CO}_2} \cdot \beta = \text{cte}$  reste vérifiée.

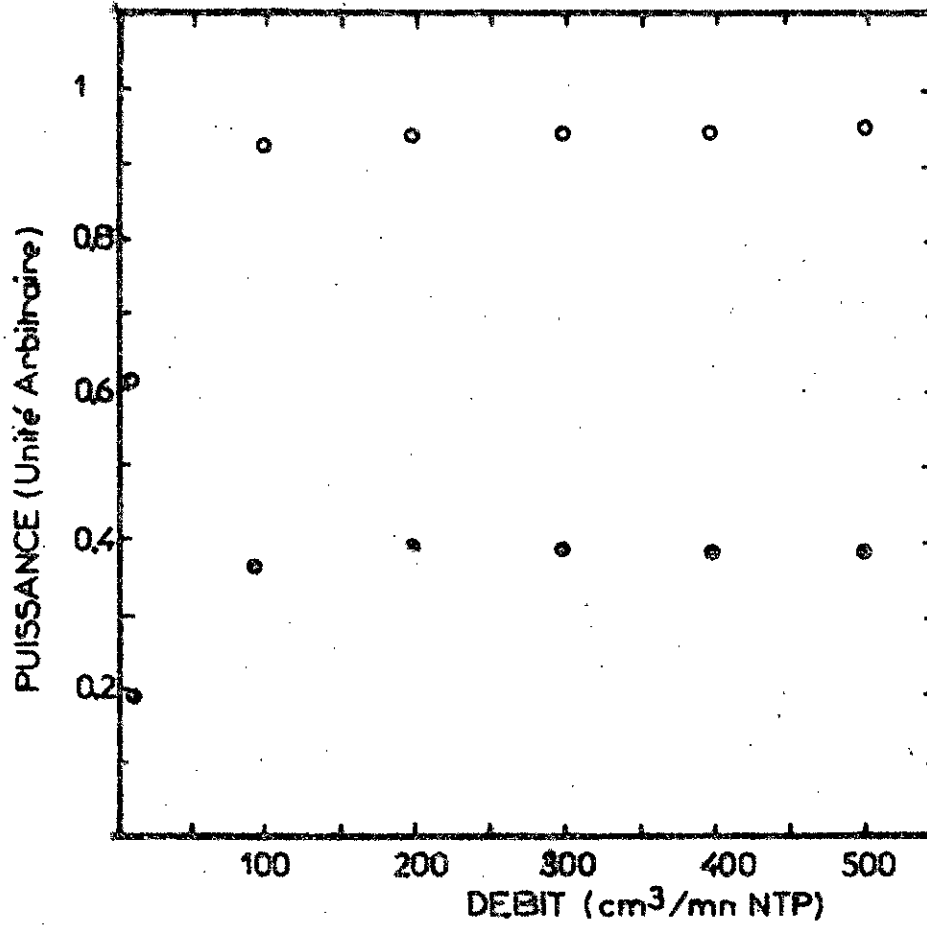


Fig III.2 Puissance en fonction du débit

CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+He(1,1,1) Pression: ○ : 2 Torr — ○ 3 Torr

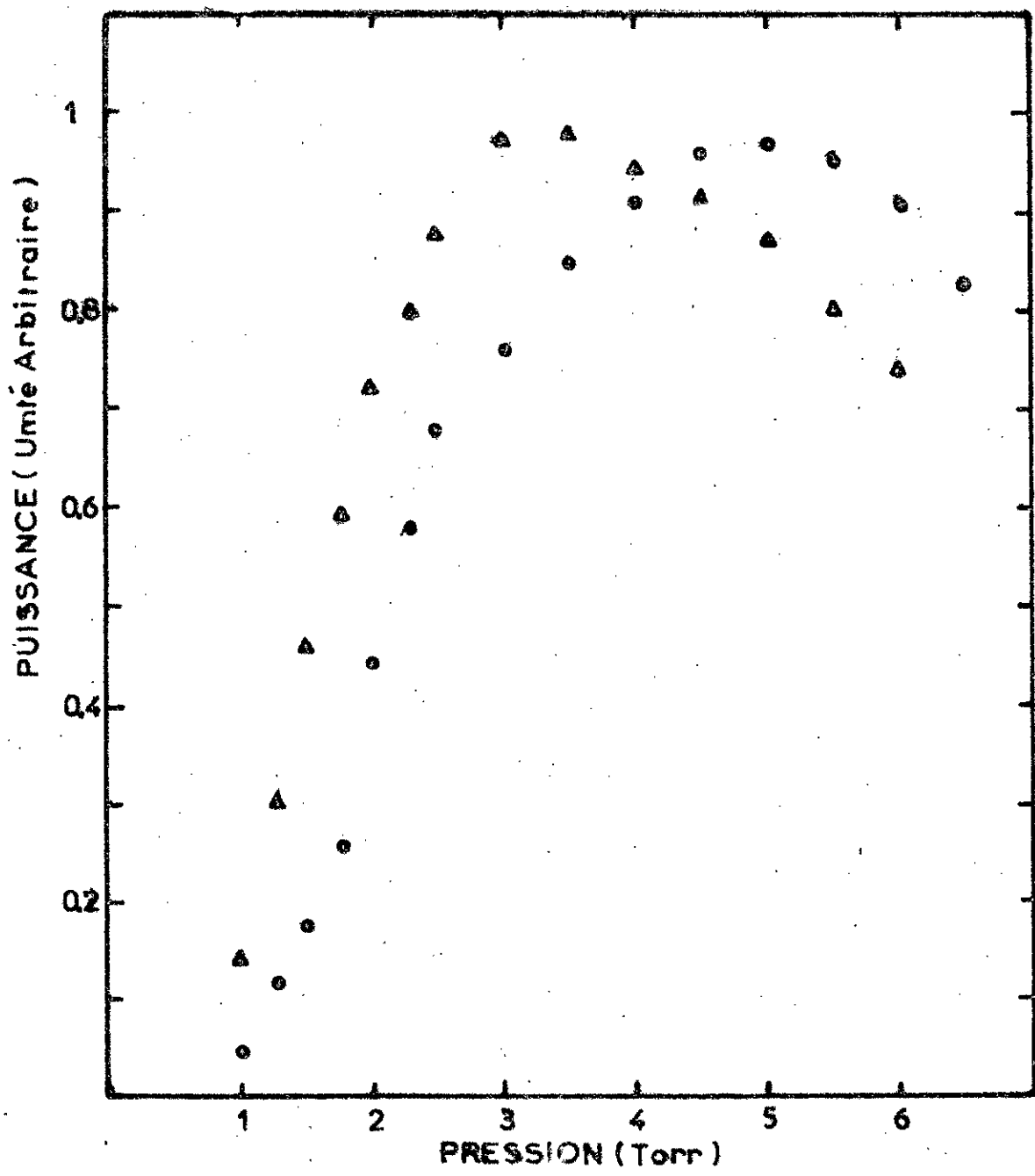


Fig.III.3 Puissance en fonction de la pression  $CO_2+N_2+He(111)$ .  
○ Débit nul — △ Débit  $D = 200\text{ cm}^3/\text{mn NTP}$

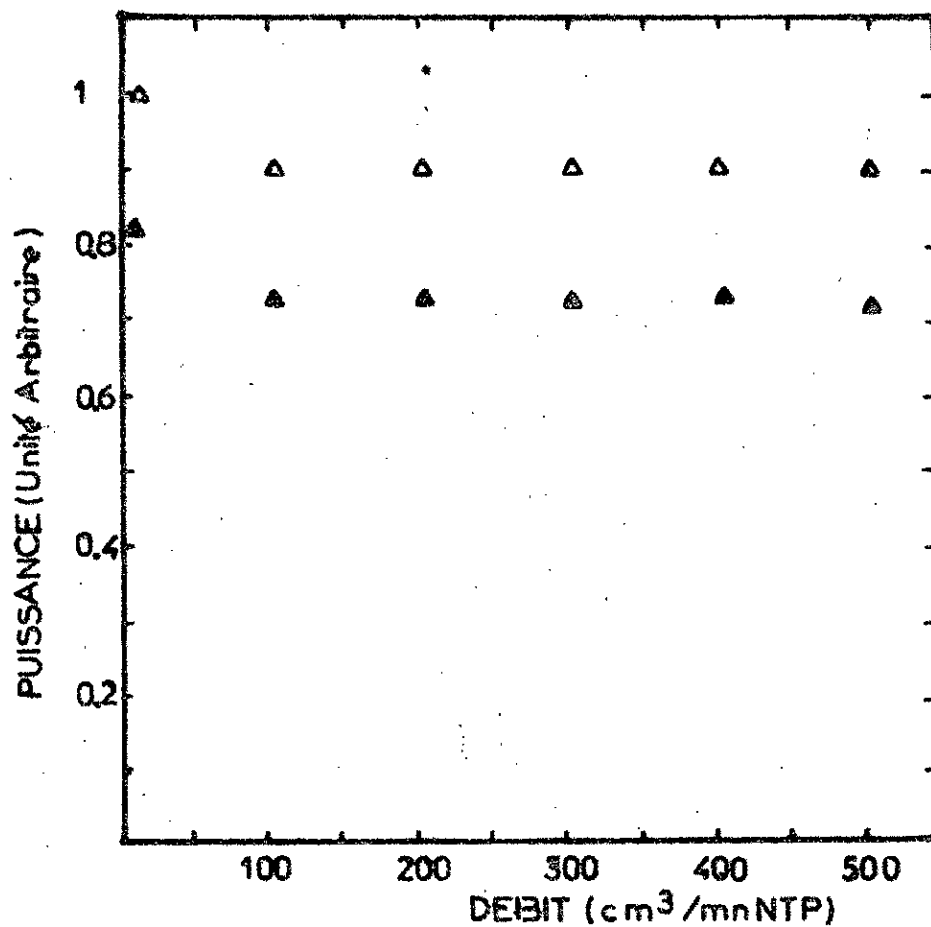


Fig.III.4 Puissance en fonction du débit

CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+He (1,1,1). Pression Δ:5Torr — ▲:6Torr

Nous constatons l'existence d'une pression  $P_0$ , qui fournit la même puissance en écoulement et avec le tube scellé. Cette pression correspond au point d'intersection des deux courbes de la figure (III.3). Au delà de cette pression, l'écoulement n'améliore, au contraire, la puissance du laser.

Pour vérifier ce résultat, nous avons tracé les courbes exprimant les variations de la puissance du laser en fonction du débit pour des pressions totales du gaz amplificateur de 5,5 et 6 Torr (fig. III.4). La puissance diminue sous l'influence d'un débit de  $100 \text{ cm}^3/\text{mn}(\text{NTP})$  avant de se stabiliser. En effet, quand l'oscillateur fonctionne avec le tube scellé à une pression supérieure ou égale à sa pression optimale, l'écoulement apporte un excès de molécules actives. La pression effective de gaz carbonique s'éloigne alors de sa valeur optimale et la puissance laser diminue.

### 3.5 Mélange $(\text{CO}_2 + \text{N}_2)(1,1)$

On ajoute de l'azote au gaz carbonique pour améliorer le pompage des molécules actives. Cependant pour un tube scellé la concentration des molécules CO produites par dissociation est importante à basse pression. Dans le mélange  $(\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{O}_2 + \text{N}_2)$ , l'azote dans niveau vibrationnel  $\text{N}_2(v=1)$  excite préférentiellement le monoxyde de carbone dans des niveaux vibrationnels élevés [31]. L'énergie vibrationnelle stockée dans le niveau  $\text{N}_2(v=1)$  n'est pas alors entièrement utilisée au profit de la transition laser. L'élimination des molécules CO par le débit améliore le transfert énergétique ( $\text{N}_2(v=1) \rightarrow \text{CO}_2(00^01)$ ) et la puissance laser augmente (fig. III.5)

### 3.6 Mélanges $\text{CO}_2$ et $(\text{CO}_2 + \text{He})(1,1)$

En écoulement la condition d'entretien des oscillations n'a pu être observée dans le cas du  $\text{CO}_2$  pur. Pour le mélange  $(\text{CO}_2 + \text{He})(1,1)$ , la puissance de sortie a été réduite d'un facteur quatre

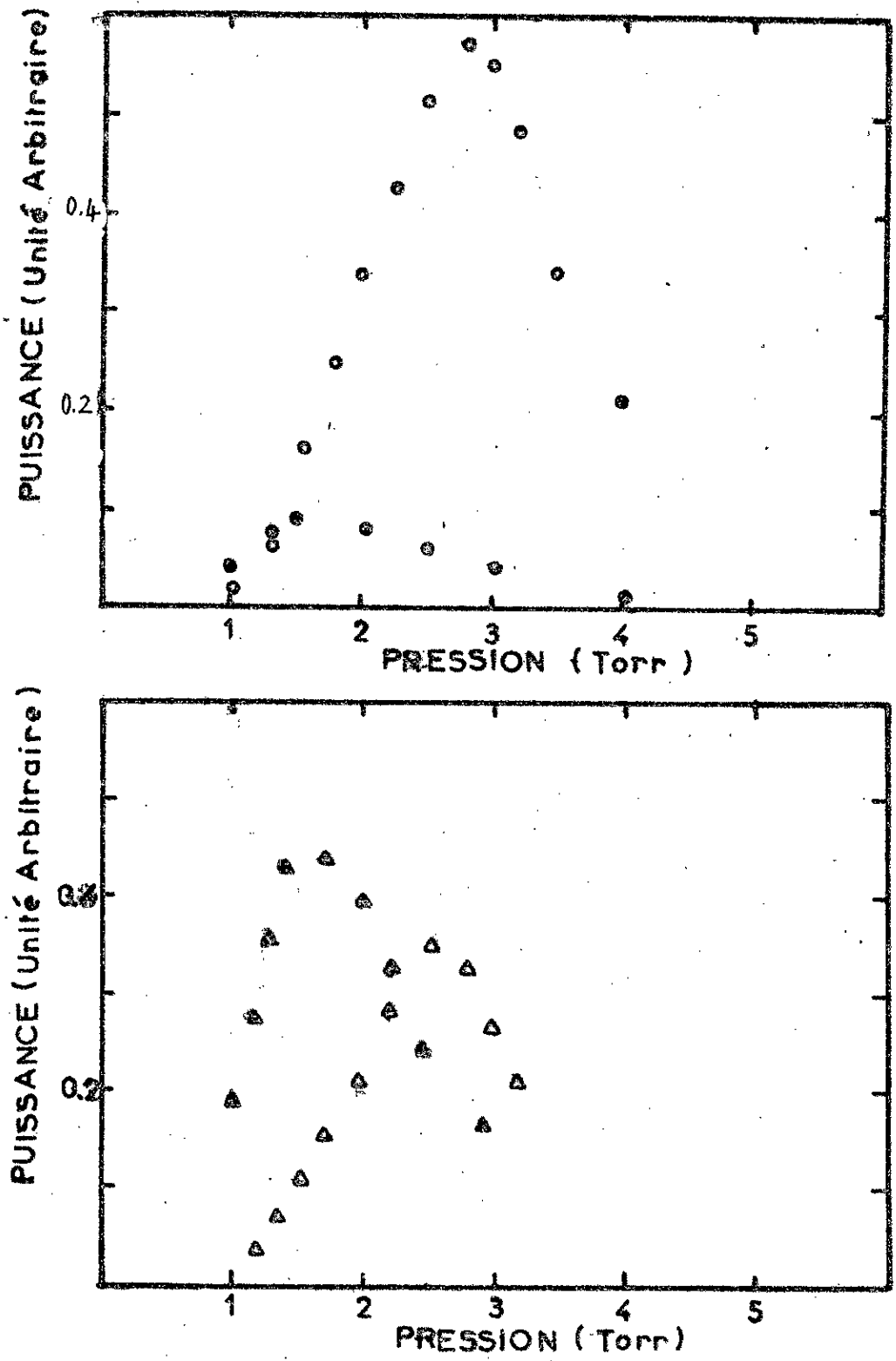


Fig. III.5. Puissance en fonction de la pression

Débit nul: o CO<sub>2</sub>+He(1,1) — Δ CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>(1,1)

Débit D = 200 cm<sup>3</sup>/mn NTP; o CO<sub>2</sub>+He(1,1) — Δ CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>(1,1).



(fig. III.5). Lorsque le tube est scellé, les molécules actives sont pompées par chocs avec les molécules CO et par collisions électroniques et intramoléculaires. En effet, le monoxyde de carbone dans son niveau vibrationnel  $\text{CO}(v=1)$ , situé à  $170\text{cm}^{-1}$  ( $\ll kT$ ) en dessous du niveau vibrationnel  $\text{CO}_2(00^01)$ , est capable de pomper les molécules  $\text{CO}_2$ .

En écoulement, la concentration des molécules CO est réduite. Les mécanismes de pompage subsistant sont faibles pour donner un gain suffisant qui compense les pertes du résonateur.

Nous concluons que l'action laser est difficile à obtenir dans le cas du gaz carbonique pur. Si cette action a été observée pour la première fois dans ce gaz, elle est due à la présence du monoxyde de carbone provenant de la dissociation des molécules  $\text{CO}_2$ .

### III.4 INFLUENCE DU XENON

L'étude du gain du milieu amplificateur ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ) en fonction de la longueur de décharge a été entreprise par K.J. Siemens [32]. Il a montré expérimentalement que le débit n'élimine pas totalement le monoxyde de carbone. Il subsiste toujours une accumulation résiduelle des molécules CO le long du tube à décharge. Parmi plusieurs gaz ajoutés au milieu actif, le xénon est le meilleur gaz additionnel qui permet une élimination presque totale du monoxyde de carbone. Le xénon réduit donc la dissociation des molécules actives. Ce qui justifie le déplacement de l'optimum en pression vers des pressions plus basses pour les mélanges ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{Xe}$ )(1,1, 5%) et ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} + \text{Xe}$ )(1,1,1, 5%), (fig. III.6 et 7).

Le potentiel d'ionisation du xénon est plus faible que celui de l'hélium. Une diminution appréciable du potentiel aux bornes du tube a été observée. L'énergie dissipée sous forme de chaleur dans le milieu actif est alors moindre, entraînant une légère amélioration de la puissance de sortie pour les mélanges sans hélium. Pour les mélanges ( $\text{CO}_2 + \text{He}$ ) et ( $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ) l'amélioration de la puissance n'est pas très sensible car les niveaux bas de la molécule  $\text{CO}_2$  étaient refroidis par collisions avec l'hélium.

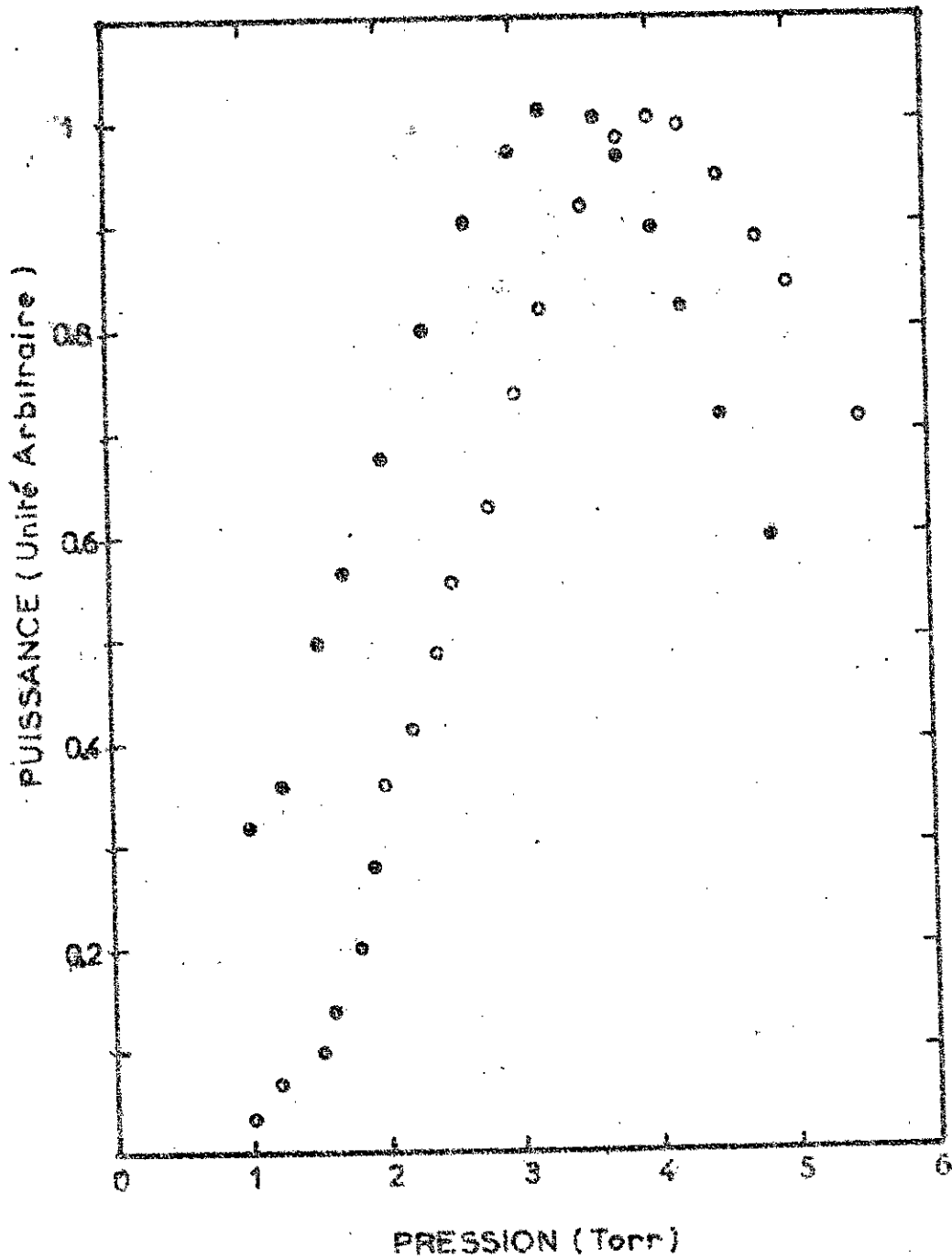


Fig. III.6 Puissance en fonction de la pression :  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} + \text{Xe}(11,1,5\%)$

○ Débit nul      ● Débit  $D = 200 \text{ cm}^3/\text{mn NTP}$

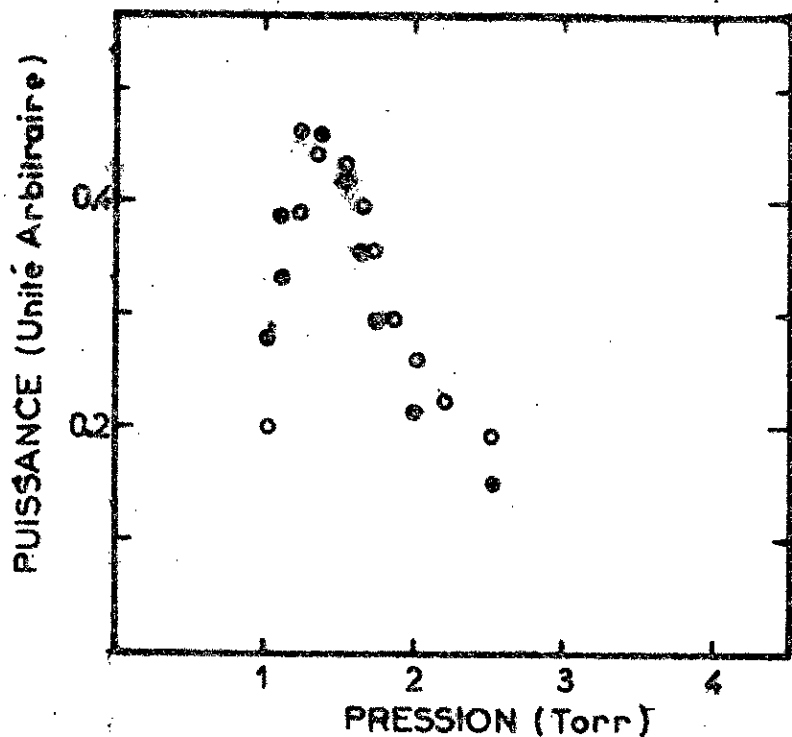


Fig. III.7 Puissance en fonction de la pression

Mélange:  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{Xe}$  (1,1~5%):  $\circ$  Débit nul  $\bullet$  Débit  $D = 300 \text{ cm}^3/\text{mn NTP}$

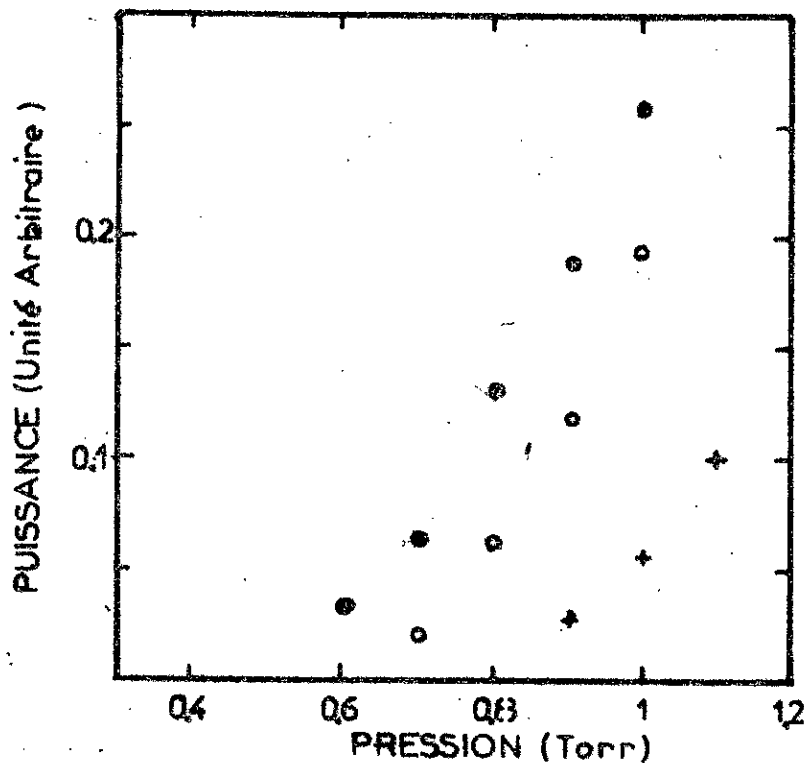


Fig. III.8 Puissance en fonction de la pression

$\bullet$ :  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{Xe}$  (1,1~5%),  $\circ$ :  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$  (1:1),  $D = 300 \text{ cm}^3/\text{mn}$ ;  $+$ :  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} + \text{Xe}$  (1,1,5%)  $D = 0$ .

### III.5 MESURE DE LA PUISSANCE

Le mélange utilisé est  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He})(1,1,1)$  à la pression optimale. Le faisceau laser est découpé par la rotation d'un disque opaque muni d'une fente. Il est focalisé entièrement sur toute la surface détectrice d'un joule-mètre (GEN-TEC ED100). Le signal électrique délivré par ce détecteur est visualisé sur un oscilloscope à mémoire. Les pulses observés ont une amplitude crête de 2mV, ce qui correspond à une énergie de 20 $\mu$ J. La largeur temporelle d'un pulse est mesurée avec une photodiode (HgCdTe) substituée au joule-mètre. Elle est égale à "10ms". La puissance est alors de ~2mW.

### III.6 CONCLUSION

Dans la gamme des débits faibles, l'écoulement ne permet qu'un apport en matière active neuve, en remplacement des molécules  $\text{CO}_2$  dissociées.

Pour le mélange  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He})$ , l'effet de débit se résume en un déplacement de l'optimum de pression vers les pressions plus basses

L'atténuation de la puissance laser pour le mélange  $(\text{CO}_2 + \text{He})$  et l'extinction du signal laser pour le  $\text{CO}_2$ , en écoulement, montre que pour ces mélanges dans le cas où le tube est scellé, les molécules actives sont pompées par les molécules CO provenant de la dissociation des molécules  $\text{CO}_2$ . Au contraire, le monoxyde de carbone a un rôle nuisible dans le mélange  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2)$ . Il se couple fortement à l'azote et le desexcite.

Finalement les mélanges qui donnent la meilleure puissance à des pressions inférieures au Torr, sont :  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2)(1,1)$  et  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{Xe})(1,1, \sim 5\%)$ , (fig. III.8).

## QUATRIEME CHAPITRE

# L A S E R   M O N O M O D E E T   F O R M E   D E   R A I E

### IV.1 COMPETITION DE RAIES

L'oscillation laser peut avoir lieu dans une bande de rotation-vibration de la molécule  $CO_2$ . Seule la branch  $P(J \rightarrow J-1)$  apparaîtra, la branch  $R(J \rightarrow J+1)$  a un gain faible et n'apparaîtra pas.

Considérons le niveau vibrationnel de départ  $CO_2(00^01)$  de la transition laser. Il est caractérisé par un taux de relaxation vibrationnel  $\tau$  ( $\tau \approx 10ms$ ).

en l'absence d'émission stimulée, la distribution de la population de ce niveau vibrationnel sur ses niveaux rotationnels est régie par la loi de Boltzmann (fig A).

Bien que l'écart énergétique  $\Delta F = 2BJ \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  entre deux niveaux rotationnels consécutifs est croissant en fonction de  $J$ , il reste inférieur à  $kT_R$  ( $T_R$ : température rotationnelle). Si le niveau vibrationnel est perturbé, il reprend son équilibre thermodynamique après un temps moyen  $\tau'$ : taux de thermalisation.  $\tau'$  est inversement proportionnel à la pression [33].

La raie qui amorce l'oscillation laser sera celle dont la population du niveau rotationnel "J" de départ est maximale

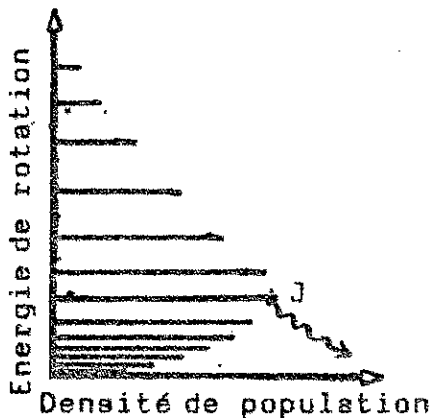


Figure A:  $\tau \gg \tau'$

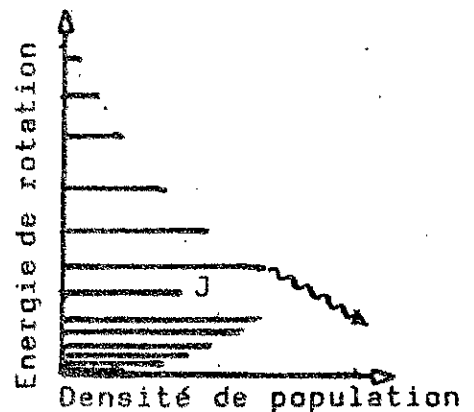


Figure B:  $\tau \approx \tau'$

En présence d'émission stimulée, la population de ce niveau rotationnel sera réduite sous l'effet de saturation. Deux cas peuvent se présenter: la raie initiale peut s'imposer ou être remplacée par une raie adjacente (fig.8).

-A pression élevée, le taux de thermalisation étant très court ( $10^{-8}$  s) [33], les collisions moléculaires rétablissent l'équilibre thermodynamique du niveau vibrationnel. La première raie s'impose au détriment des autres.

-A pression basse, de l'ordre du Torr, le taux de thermalisation  $\tau$  est comparable au taux de relaxation  $\tau_r$ . La population du niveau rotationnel J étant réduite par émission stimulée, l'équilibre du niveau vibrationnel se rétablit lentement. Une raie adjacente vérifiant les conditions au seuil, remplace la raie initiale. Plusieurs raies participent à l'émission laser.

#### IV.2 LASER MONORAIE

L'oscillation sur une raie nécessite l'utilisation des cavités "séléctives" en longueur d'onde. Les montages couramment utilisés sont:

\*L'adaptation des cavités auxiliaires : un troisième miroir de faible réflexion peut être monté soit en formant une cavité Perot-Fabry avec le miroir de couplage [34] soit en formant un interféromètre de Michelson avec ce miroir [35]. Le déplacement fin de ce miroir permet le choix de la raie.

\*Le miroir de couplage seul joue le rôle de filtre interférentiel: calculons le coefficient de réflexion R d'un miroir de couplage en germanium. Son indice de réfraction est  $n=4$  (à  $10,6\mu$ ) et son épaisseur est  $e = 3\text{mm}$ . La face interne a un coefficient de réflexion  $R_1 = 18\%$  et la face externe (munie d'une couche anti-reflet) a un coefficient de réflexion  $R_2 = 0,05\%$ . L'ensemble des deux faces a un coefficient de réflexion R donné par:

$$R = \frac{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos \phi}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos \phi}$$

$\phi = \frac{4\pi n e}{\lambda}$  est le déphasage qui accompagne l'onde après sa réflexion sur la face antireflet et son retour dans la cavité.

Une élévation  $\Delta T$  de la température du miroir engendre une variation  $\Delta \phi$  du déphasage  $\phi$ , donnée par:

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right| \cdot \frac{\Delta T}{n} + \left| \frac{\partial e}{\partial T} \right| \cdot \frac{\Delta T}{e}$$

On peut négliger l'influence de la dilatation thermique de l'épaisseur devant les variations de l'indice  $n$ , on obtient alors:

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = 6,7 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta T$$

(Les valeurs de  $\frac{1}{n} \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right|$  et  $\frac{1}{e} \left| \frac{\partial e}{\partial T} \right|$  sont données dans la documentation Oriol:  $6,7 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $6,1 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  )

Une variation  $\Delta T \approx 6^\circ\text{C}$  (ou  $\Delta n = \lambda/2e$ ) fait accomplir à  $\phi$  une variation de  $2\pi$  et le coefficient  $R$ , pour la raie de longueur d'onde  $\lambda = 10,58 \mu\text{m}$ , varie de 16% à 21%.

Le rayonnement laser de sortie ne peut être alors monoraie qu'une fois le miroir de couplage a atteint sa température d'équilibre.

Au contraire, un système de chauffage régulé pour ce miroir permet le choix de la raie. On peut aussi égaler le niveau de perte pour plusieurs raies et extraire le maximum d'énergie stockée dans un niveau vibrationnel, dans le cas d'un laser fonctionnant en Q-switch [36].

\*L'introduction d'un élément dispersif (prisme ou réseau) dans la cavité:  
Nous avons utilisé comme élément de couplage un réseau echelette.

L'oscillation à l'intérieur de la cavité s'effectue sur l'ordre un. Une fraction de l'intensité diffractée sur l'ordre zéro, constitue le signal laser de sortie.

Deux raies de la branche P sont séparées linéairement d'une distance  $\Delta x \approx 9\text{mm}$  sur le miroir concave. Pour éviter l'oscillation sur deux raies simultanément, dans le cas d'un léger désalignement de la cavité, nous avons placé contre le miroir un diaphragme de rayon inférieur à  $\Delta x$ .

L'analyse du faisceau laser de sortie avec un monochromateur n'a montré que l'existence d'une seule raie: P(18). Ce dispositif étant étalonné avec un laser He-Ne ( $6328\text{\AA}$ ) sur l'ordre 16 ( $\lambda = 10,124\mu\text{m}$ ) et 17 ( $\lambda = 10,757\mu\text{m}$ ).

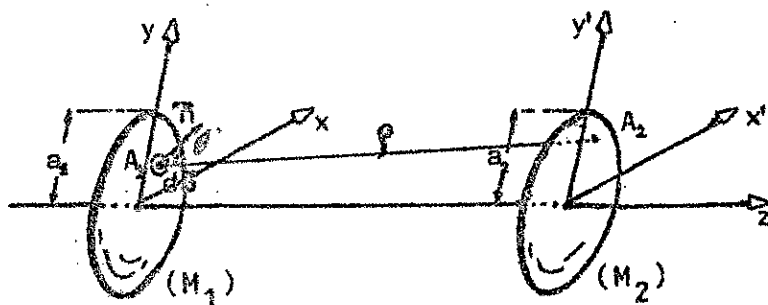
#### IV.3 MODES PROPRES D'UN RESONATEUR

Le champ électromagnétique à l'intérieure d'un résonateur obéit aux équations de Maxwell. L'équation de Helmholtz dans le cas d'un résonateur vide est:

$$\Delta \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0$$

La résolution de cette équation s'effectue en utilisant le principe de Huygens-Fresnel. Si  $E_1(A_1)$  désigne l'amplitude d'une composante du champ électrique en un point  $A_1$  du miroir  $M_1$ , l'amplitude  $E_2(A_2)$  de cette composante en un point  $A_2$  du miroir  $M_2$ , est donnée par l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff [37]

$$E_2(A_2) = \iint_{M_1} \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos\theta) \cdot \frac{e^{-ik\rho}}{\rho} \cdot E_1(A_1) \cdot dS \quad (\text{IV.1})$$





L'intégrale (IV.1) permet de nous rendre compte de l'évolution de l'amplitude du champ lors d'un transit. Une fois la distribution de l'amplitude est connue sur un miroir, on peut déterminer la distribution sur l'autre. Dans la pratique, les résonateurs sont d'ouverture finie (surfaces des miroirs finies), et la résolution de cette équation se fait numériquement.

Le résonateur est dit stable, si le rayonnement effectue plusieurs aller-retours entre les deux miroirs sans sortir latéralement. L'amplitude doit s'identifier à elle-même après plusieurs transits. Une configuration de champ (mode) va s'établir à l'intérieur de la cavité. Dans le cas où les pertes par diffraction sont faibles (ie: le nombre de Fresnel  $N = a, a_r / \lambda$  est supérieure à 1), une bonne approximation de la solution de l'équation (IV.1) est obtenue en considérons le résonateur d'ouverture infinie.

Dans un système de coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$ , et en procédant par la méthode de séparation de variables en  $x$  et  $y$ , cette équation conduit aux intégrales de Fredholm qui ont pour solution les polynomes d'Hermite-Gauss [20]:

$$E(x, y, z) = C \cdot \frac{q(0)}{q(z)} \cdot H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{w}\right) \cdot H_m\left(\frac{y\sqrt{2}}{w}\right) \cdot e^{-ikz} \cdot \exp\left[ik\left[\frac{x^2 + y^2}{2q(z)}\right]\right]$$

$$q(z) = q(0) + z \quad \text{et} \quad q(0) = -i\pi w_0^2 / \lambda$$

$H_n(x)$  : polynome d'Hermite de degré  $n$

$C$  : constante de normalisation

Dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$ , la solution est de la forme [38]:

$$E(r, \phi, z) = C \cdot \frac{q(0)}{q(z)} \cdot \left[\sqrt{2} \cdot \frac{r}{w}\right]^l \cdot L_p^l\left(2\frac{r^2}{w^2}\right) \cdot e^{-ikz} \cdot \exp\left[ik\left[\frac{x^2 + y^2}{2q(z)}\right]\right]$$

$L_p^l(X)$  : polynome de Laguerre généralisé

$C$  : constante de normalisation

La configuration spatiale du champ électromagnétique de l'onde émise par un laser est déterminée par la structure des modes propres de son résonateur :

### 3.1 Laser monomode axial

L'oscillation laser sur un mode propre de la cavité nécessite une réduction de la longueur  $L$  de la cavité, de façon que l'intermode " $c/2L$ ", soit supérieur à la largeur Doppler  $\Delta\nu_D$ . Pour  $\Delta\nu_D = 54\text{MHz}$  à température ambiante on doit avoir  $L \leq 3\text{m}$ . Nous avons choisi une longueur  $L = 2\text{m}$ , donc le laser est bien monomode axial.

les modes non axiaux (transverses) ont une divergence spatiale supérieure à celle du mode fondamental. L'allure radiale du gain ne permettra alors l'oscillation qu'aux modes transverses d'ordre inférieure.

### 3.2 Mode fondamental

le mode fondamental est gaussien. Dans la pratique, c'est la structure la plus recherchée, pour sa faible divergence et son caractère de cohérence spatiale. La distribution radiale de l'intensité est une gaussienne.

$$I(r) = I(0) \cdot \exp(-2r^2/W^2(z))$$

$W(z)$  est le rayon du faisceau à la distance " $z$ " du réseau. Il est relié au rayon  $W_0$  du beam-waist par :

$$W^2(z) = W_0^2 \left[ 1 + (z\lambda/\pi W_0^2)^2 \right]$$

### 3.3 Sélection du mode fondamental

\* Lorsque le gain du milieu actif d'un oscillateur est faible, il oscille sur le mode fondamental. Les modes transverses ont un niveau de perte élevé, n'apparaissent pas. Ces conditions sont

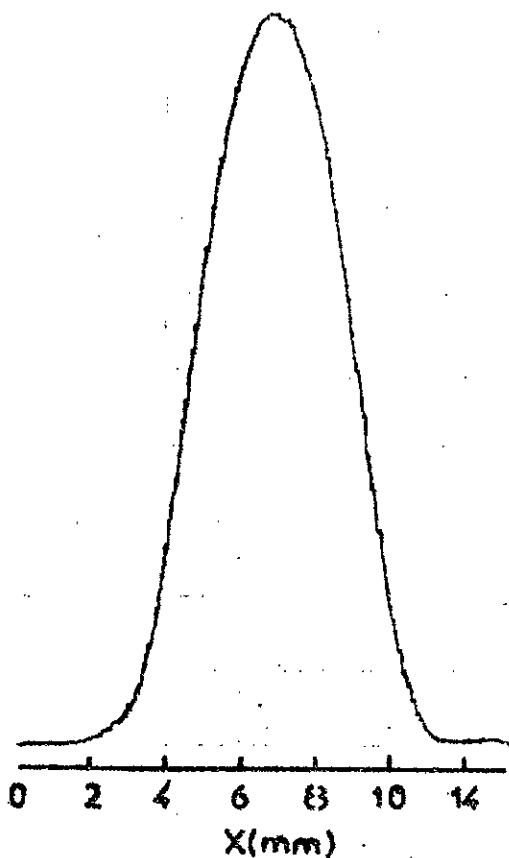


Fig.V.1 Distribution transversale de l'intensité.  
cavité non diaphragmée

Z = 150cm ; pression : 0,7 Torr ; courant : 8mA.

réalisées lorsque le courant de pompage est faible ou la pression du gaz amplificateur est assez basse, afin que l'oscillation s'effectue près du seuil. L'allure de la distribution radiale de l'intensité pour une pression du gaz amplificateur de 0,7 Torr, confirme ce résultat (fig. V.1). Le détecteur utilisé est une cellule photovoltaïque (HgCdTe). Sa surface réceptrice est de 0,04 mm<sup>2</sup>.

Du paramètre de la gaussienne, nous déduisons le rayon du faisceau  $W = 3,5$  mm. Le détecteur est placé à une distance  $z = 1,5$  m du réseau. Le rayon du beam-waist est alors:

$$W_0 = 2,8 \text{ mm}$$

\*On peut obtenir oscillation laser sur le mode gaussien en choisissant les dimensions de la cavité de façon à écarter les modes transverses de la plage d'accrochage. L'écart en fréquence entre les modes TEM<sub>00q</sub> et TEM<sub>01q</sub>, pour une cavité plano-concave est

$$\delta\nu = \delta\nu \cdot \arccos[1 - L/r]^{1/2}$$

$\delta\nu = c/2L$  75 MHz: intermode

$r$  : rayon de courbure du miroir concave

La largeur de la plage d'accrochage est  $\Delta \approx 30$  MHz, pour un courant de pompage de 10 mA et une pression du gaz amplificateur de 1 Torr. On peut réduire le rayon de courbure du miroir, tout en respectant les conditions de stabilité géométrique, de façon à avoir  $\delta\nu > \Delta$ . L'oscillation n'aura alors lieu que sur le mode gaussien. Cependant la diminution de  $r$ , réduit le volume du mode oscillant et la puissance fournie par l'oscillateur, sera faible.

\* Une technique pour obtenir un faisceau gaussien consiste à caler le mode oscillant sur un flanc de la raie amplificatrice, de façon que les modes transverses soient en dessous du niveau de perte [39]. Cette procédure donne une puissance importante mais la longueur optique de la cavité doit être très stable.

### 3.4 Rôle des diaphragmes

La méthode couramment utilisée pour avoir oscillation sur un mode gaussien, consiste à créer des pertes supplémentaires par diffraction, en introduisant des diaphragmes à l'intérieur de la cavité. Ces éléments permettent l'élimination des modes transverses, mais ils perturbent inévitablement le mode gaussien [39], [40].

#### -DIAPHRAGME PLACE PRES DU RESEAU

Dans un résonateur optique, deux ondes se propagent en sens inverses, suivant la direction de l'axe optique. Lorsque on introduit un diaphragme à l'intérieur de la cavité, l'amplitude du champ après cet élément (champ-retour) présentent des oscillations qui s'atténuent le long du milieu actif. L'amplitude du champ arrivant sur le diaphragme (champ-aller) décroît uniformément [41]. En supposant que le champ-aller a une allure radiale gaussienne, nous allons essayer d'étudier l'influence du diaphragme sur le champ à l'extérieur du laser.

Le champ étant polarisé linéairement par les fenêtres de Brewster, il sera traité comme une grandeur scalaire. Dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  où l'axe "z" est l'axe optique et l'origine est prise au point de pincement du faisceau "beam-waist", l'amplitude du champ-aller s'écrit [38]:

$$E(r, z) = E_0 \left[ q(0)/q(z) \right] \cdot \exp ikr^2/2q(z) \cdot \exp -kz$$

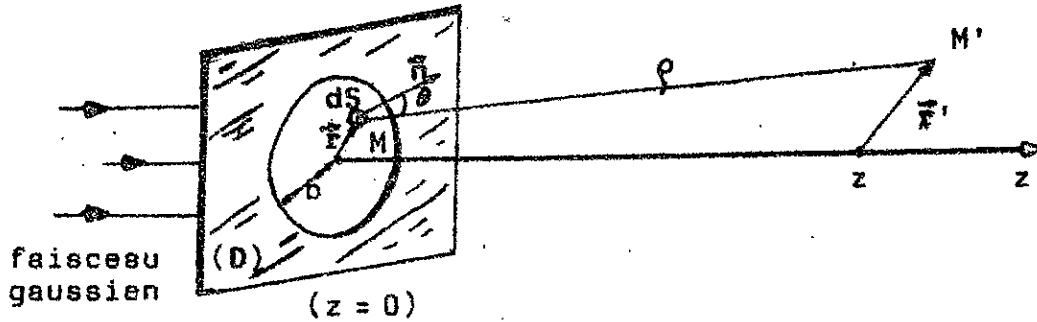
$q(z) = q(0) + z$  : rayon de courbure complexe

$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + \frac{2i}{kWZ(z)}$  ;  $R(z)$ : rayon de courbure du front d'onde

$k = 2\pi/\lambda$  : nombre d'onde

Le champ-aller est diffracté par l'ouverture d'un diaphragme de rayon "b", placé contre le réseau ( $z=0$ ), avant d'être transmis. L'amplitude du champ diffracté en un point  $M'(r', \theta, z)$  se calcule

en utilisant l'intégrale de FRESNEL-KIRCHHOFF [37]:



$$E_d(M') = \iint_D E(M) \cdot \frac{\exp-ik\rho}{\rho} \cdot \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos\theta) \cdot dS$$

comme le faisceau gaussien obéit à l'approximation paraxiale:

$$\cos\theta \simeq 1 \quad \text{et} \quad \rho \simeq z + (\bar{r}' - \bar{r})^2 / 2z$$

nous obtenons:

$$E_d(\bar{r}', z) = \frac{2\pi i}{\lambda z} \cdot \exp-ikz \int_0^b \exp ikr^2 / 2q(0) \exp-ik(\bar{r}' - \bar{r})^2 / 2z \cdot r dr$$

Sur l'axe ( $r'=0$ ) l'amplitude diffractée sera égale à:

$$E_d(0, z) = E_0 q(0) / q(z) \left[ 1 - \exp \left[ \frac{ikb^2}{2} \left( \frac{1}{q(0)} - \frac{1}{z} \right) \right] \right] \exp-ikz$$

et la distribution longitudinale de l'intensité sur l'axe

$$I(0, z) = I_0 \frac{W_0^2}{W^2(z)} \left[ 1 + \exp-2b^2/W_0^2 - 2 \exp-b^2/W_0^2 \cdot \cos kb^2 / 2z \right]$$

Les variations de l'intensité relative sur l'axe, à la sortie du laser en fonction de la distance "z" comptée à partir du réseau, sont représentées à la figure (N.2), pour deux valeurs du rayon "b" du diaphragme.

En champ proche, la courbe présente des oscillations qui disparaissent en champ lointain et l'intensité suit la loi d'expansion du faisceau gaussien proportionnelle à  $1/z^2$ .

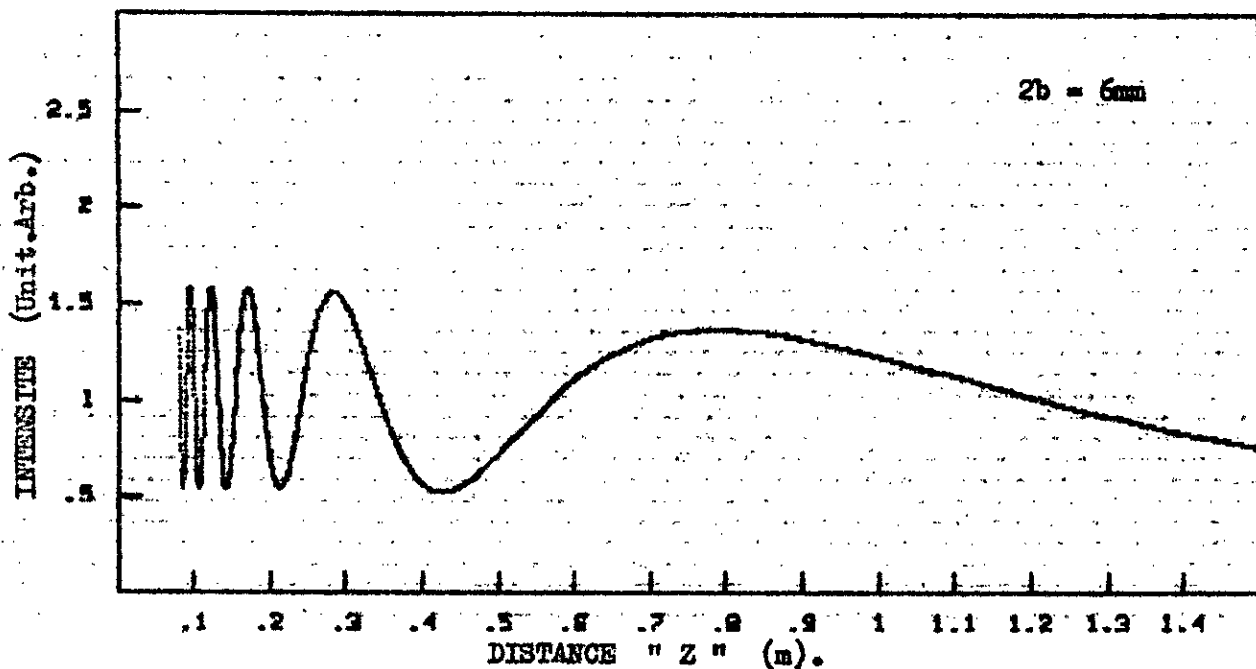
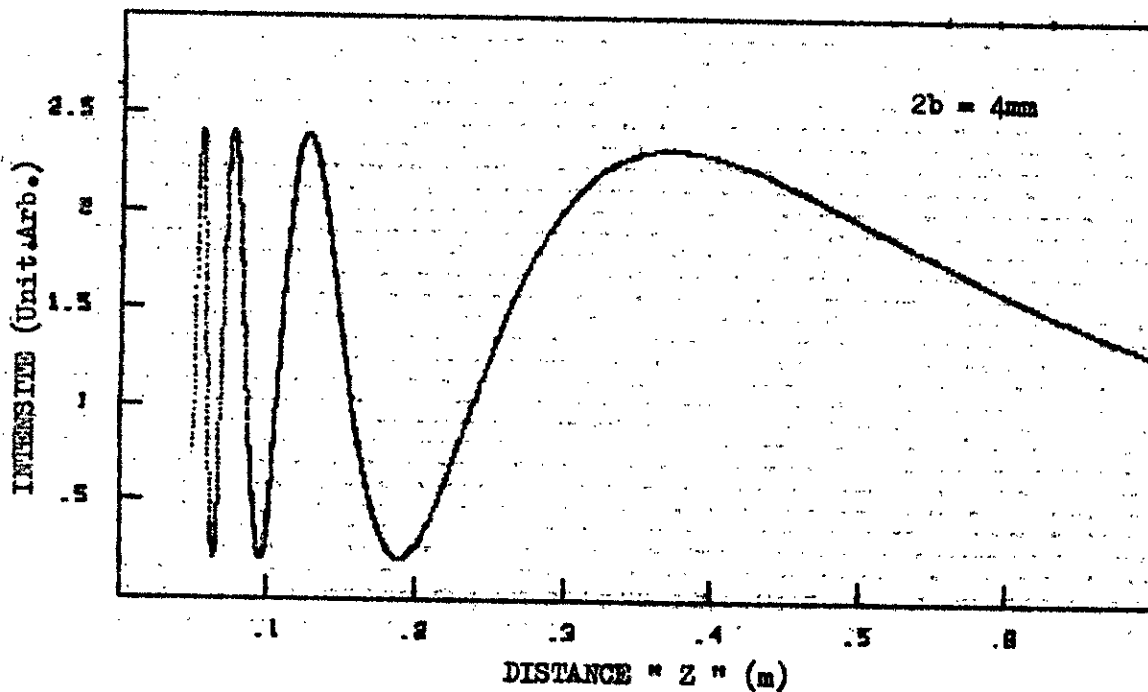


Fig. IV.2 Distribution longitudinale de l'intensité.  
Le diaphragme est placé près du réseau, son diamètre est :  $2b$

lorsque le rapport du rayon "b" de l'ouverture au rayon " $W_0$ " diminue, l'amplitude des oscillations augmente et leur zone se rétrécit.

Experimentalement, nous avons utilisé la cellule photovoltaïque (HgCdTe) quasi-ponctuelle, pour relever la distribution longitudinale de l'intensité en fonction de la distance "Z" comptée à partir du réseau (fig.IV.3). Nous n'avons pas pu par un relevé point par point, enregistrer toutes les oscillations de l'intensité qui deviennent de plus en plus serrées quand "Z" diminue.

En déplaçant le détecteur à l'aide d'un motoréducteur dans un plan perpendiculaire à l'axe "Z", nous avons relevé la distribution transversale de l'intensité, pour deux valeurs du rayon "b" de l'ouverture (fig.M.4 et 5)

Nous constatons, en champ proche, que la distribution de l'intensité a des allures très irrégulières. Ce même faisceau présente en champ lointain une allure radiale gaussienne.

Une méthode récente permettant le calcul de l'amplitude du champ diffracté par un système à symétrie cylindrique, consiste à décomposer le champ de l'onde incidente sur une base des polynômes de Laguerre-Gauss [41]. Le calcul de l'amplitude diffractée revient à déterminer les coefficients " $a_p$ " qui précèdent ces polynômes, en évaluant l'intégrale du produit scalaire entre l'amplitude du champ et le polynôme de degré "p". Le domaine d'intégration est limité dans ce cas au domaine de transparence de l'ouverture. Après intégration certains coefficients " $a_p$ " seront nuls. La somme des polynômes affectés de coefficients non nuls, détermine l'amplitude du champ diffracté.

En comparant avec le principe de Huygens-Fresnel, l'annulation de certains coefficients est analogue à l'empêchement par le diaphragme, de la contribution de certaines sources secondaires du front de l'onde incidente, à l'amplitude du champ diffracté.



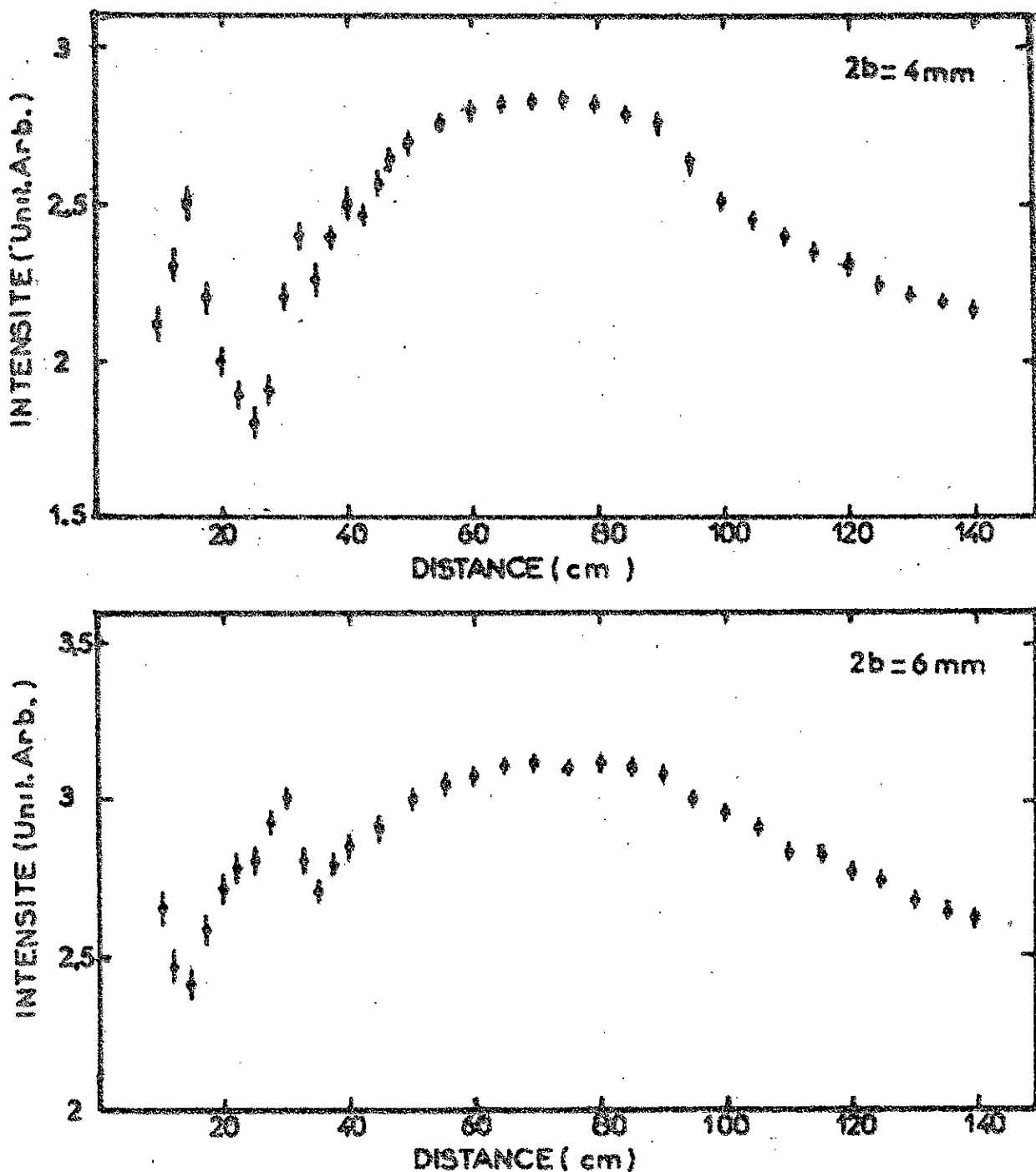


Fig IV.3 Distribution longitudinale de l'intensité  
Le diaphragme est placé près du réseau, son diamètre est :  $2b$ .

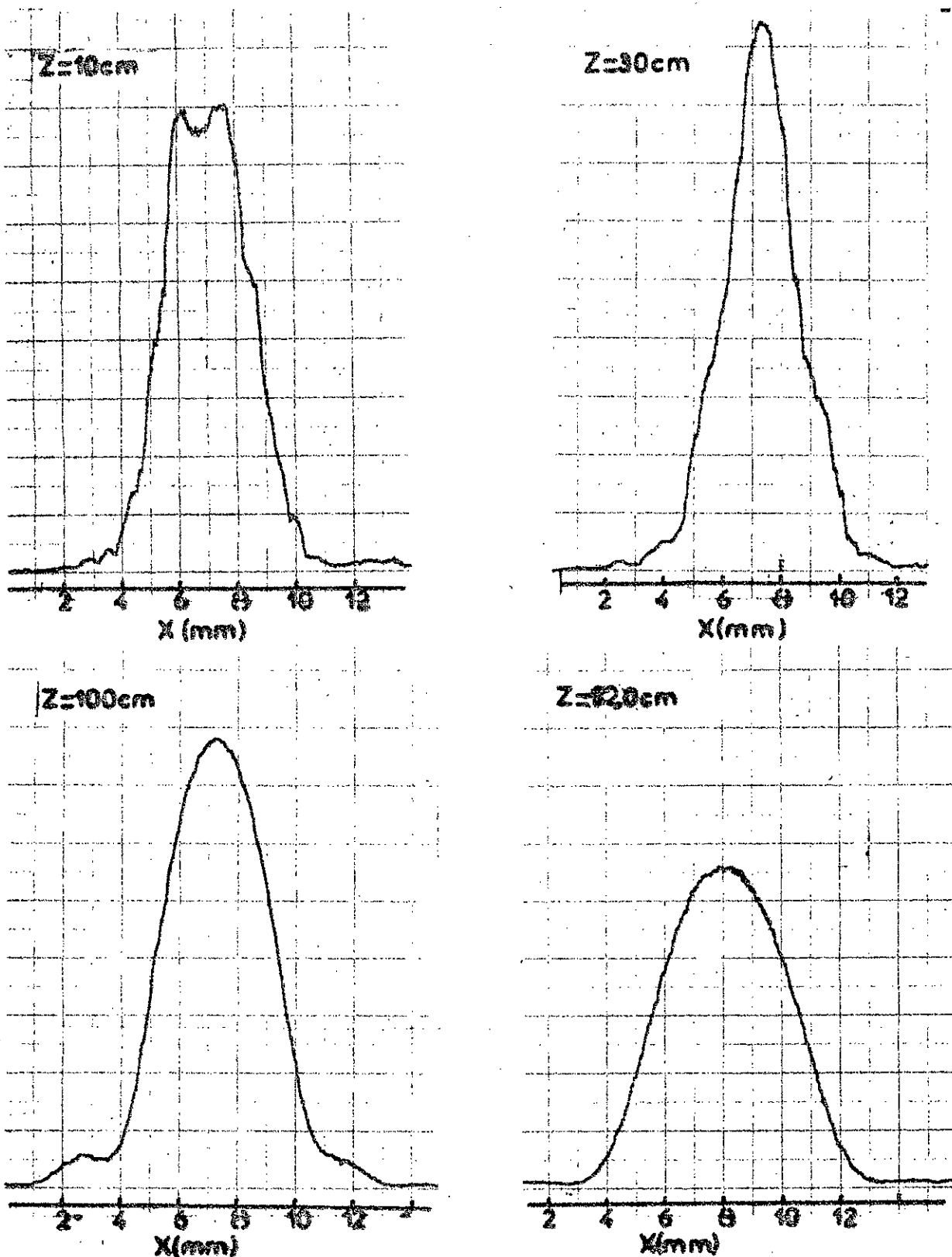


Fig. IV.6 Distribution transverse de l'intensité pour diverses positions  $Z$  sur l'axe. Le diaphragme est placé près du réseau, son diamètre est  $2b=4\text{mm}$ .

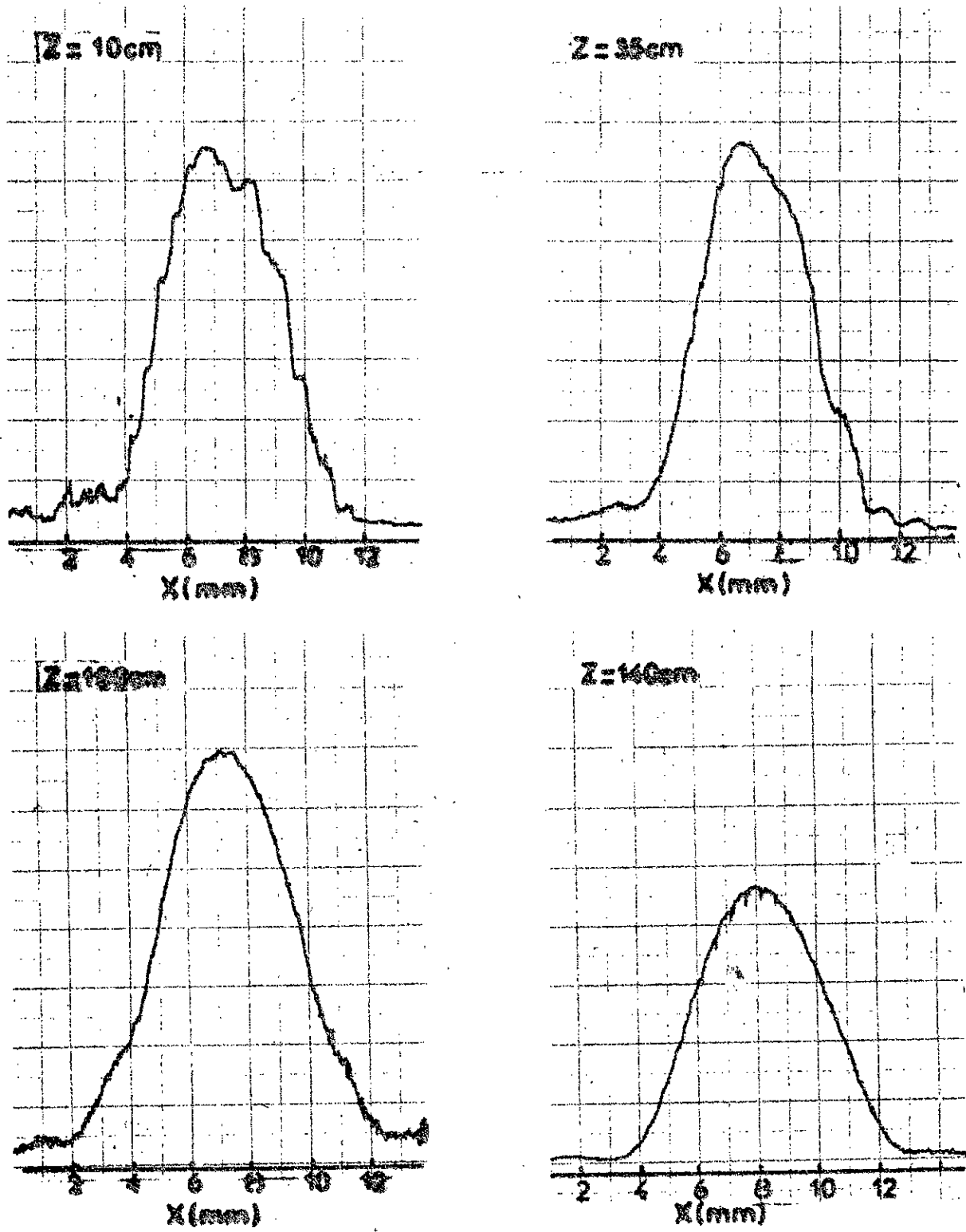


Fig. IV.5 Distribution transversale de l'intensité pour diverses positions  $Z$  sur l'axe. Le diaphragme est placé près du réseau son diamètre est  $2b=6\text{mm}$ .

L'application de la méthode des polynomes de Laguerre-Gauss au calcul du champ émis par un oscillateur laser He-Ne(3,39 $\mu$ m) à cavité diaphragmée a donné des résultats très compatibles avec l'expérience [42].

Dans notre cas, nous estimons la distance  $Z_0$  au delà de laquelle le faisceau devient gaussien, comme le rapport du carré du rayon "b" du diaphragme à la longueur d'onde " $\lambda$ ", soit  $Z_0 = b^2/\lambda$ .

#### -DIAPHRAGME PLACE PRES DU MIROIR

Deux raies consécutives de la branche P sont séparées linéairement sur le miroir concave de 9mm. L'emploi d'un diaphragme près de ce miroir est nécessaire pour obtenir une oscillation monoraie.

En obturant d'avantage ce diaphragme, on peut éliminer les modes non axiaux. Pour une ouverture de 6mm de diamètre nous représentons à la figure (IV.6), la distribution transversale de l'intensité. Nous constatons encore que le faisceau ne devient gaussien qu'à grande distance.

#### IV.4 CAUSES D'INSTABILITES

La fréquence d'oscillation d'un laser monomode et monoraie, est reliée à la fréquence  $\nu_c$  du mode oscillant et à la fréquence centrale  $\nu_0$  de la raie amplificatrice par [43]

$$\nu = \nu_c + (\nu_0 - \nu_c) \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_D}$$

$\Delta\nu_c$ : largeur du mode de la cavité

$\Delta\nu_D$ : largeur doppler de la raie

Dans le domaine optique, on a  $\Delta\nu_c \ll \Delta\nu_D$ , donc  $\nu \approx \nu_c$  (fig IV.7). La fréquence  $\nu_c$  est une grandeur instable, liée à la longueur optique de la cavité. Ces instabilités sont classées en deux groupes [44]:

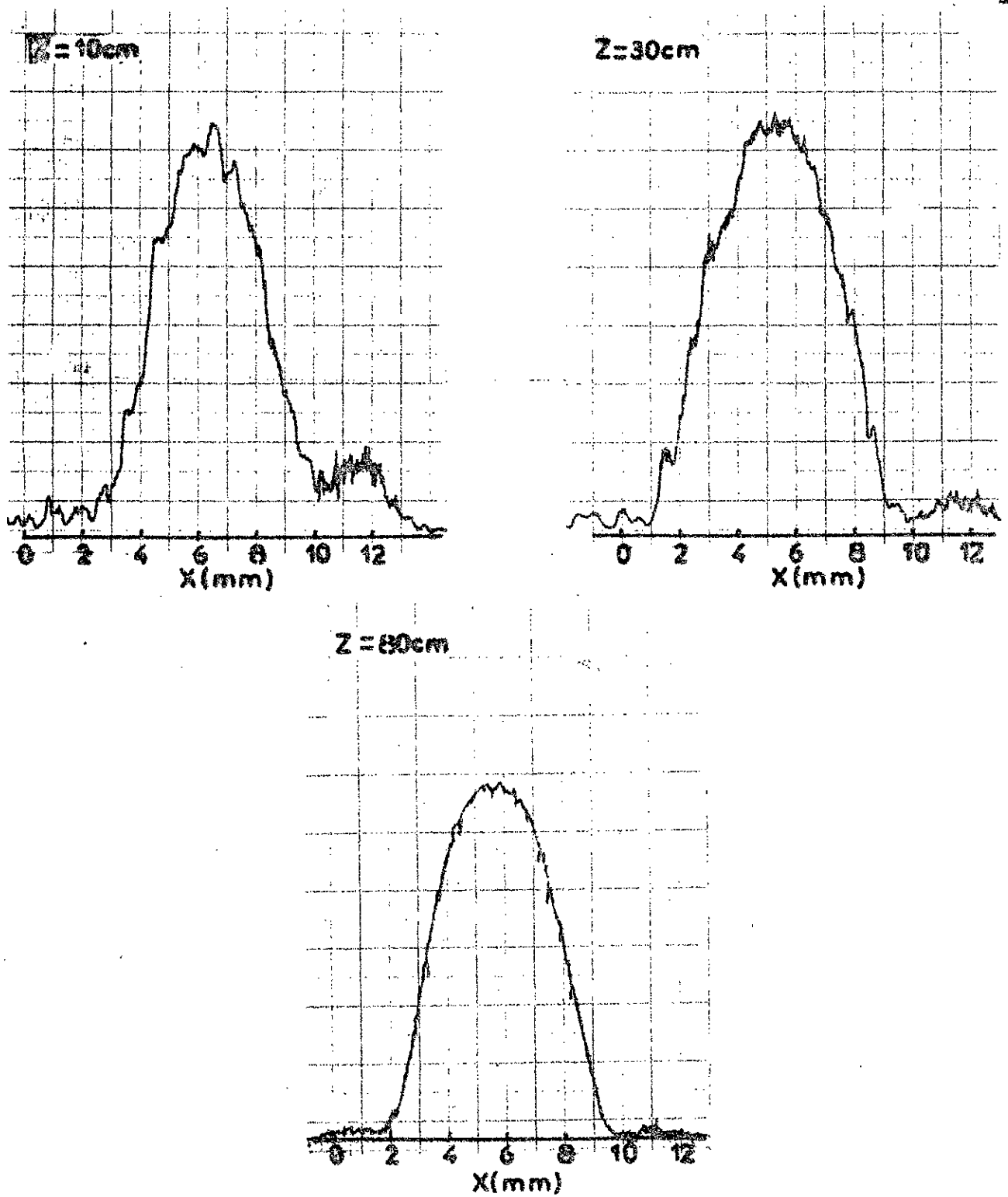


Fig.IV.6 Distribution transverse de l'intensité pour diverses positions  $Z$  sur l'axe. Le diaphragme est placé près du miroir concave, son diamètre est  $2b = 6\text{mm}$ .

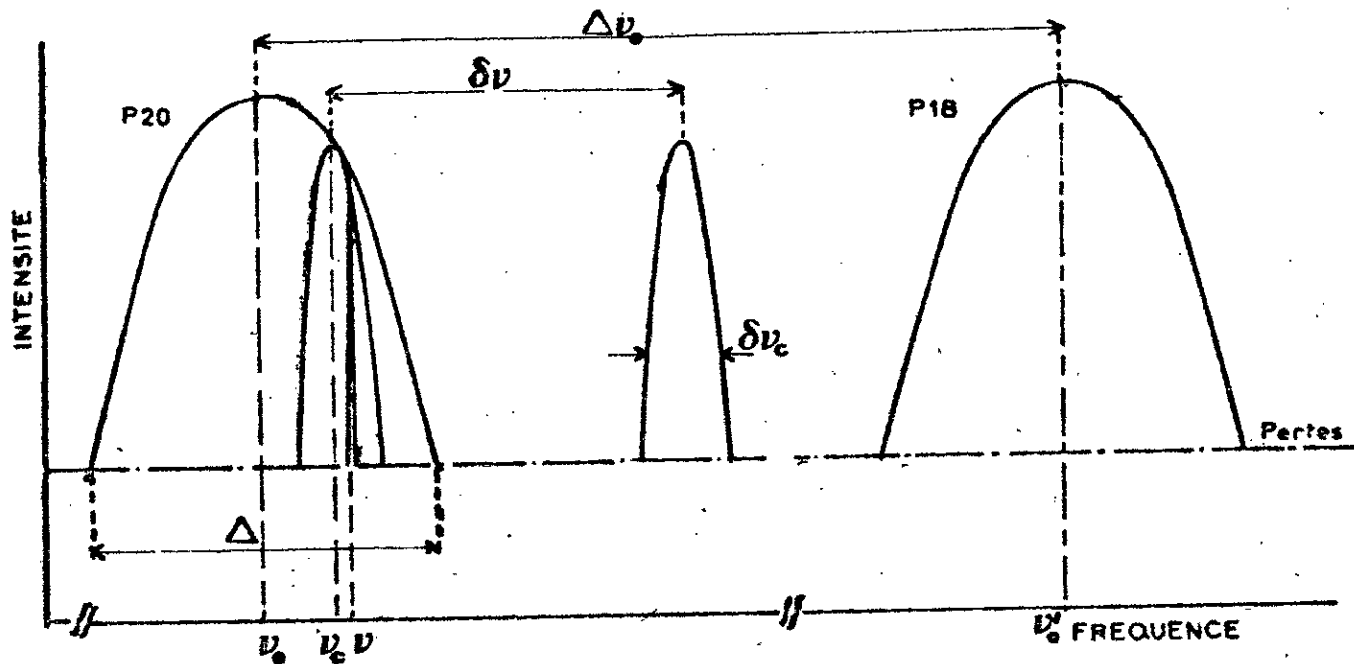


Fig. 7: Position de la raie laser par rapport au mode oscillant et à la raie de fluorescence

$\nu_0$ : Fréquence centrale de la raie de fluorescence -  $\nu$ : Fréquence d'oscillation. -  $\nu_c$ : Mode  $TEM_{00q}$ .

$\delta\nu$ : intermode - 75MHz -  $\delta\nu_c$ : largeur du mode - 5MHz -  $\Delta\nu_0 = \nu'_0 - \nu_0 - 54\text{GHz}$ .

$\Delta$ : bande d'oscillation <  $\Delta\nu_0$ : largeur Doppler - 54MHz.

-Les dérives lentes qui peuvent être minimisées par une construction mécanique convenable.

-Les dérives rapides dont la réduction nécessite un asservissement de la fréquence  $\nu_c$  du mode oscillant sur une référence.

Nous citons, dans ce qui suit, des exemples de dérives importantes :

a) INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION ATMOSPHERIQUE  
Deux colonnes d'air complètent 15% de la longueur de la cavité. L'indice  $\mu$  de l'air, en fonction de la pression atmosphérique P (en mb) et de la température T (en °K), est donné par |45| :

$$\mu - 1 = 7,76 \cdot 10^{-6} \left[ 1 + \frac{7,52 \cdot 10^{-3}}{\lambda^2} \right] \cdot \frac{P}{T}$$

$\lambda$ : longueur d'onde en micron

Des variations  $\Delta P = 1 \text{mb}$  et  $\Delta T = 1^\circ\text{K}$ , engendrent dans les conditions normales, une dérive en fréquence de:

$$\Delta \nu_1 = 4,5 \text{MHz}$$

b) INFLUENCE DU COURANT DE DECHARGE ET DE LA PRESSION DU GAZ AMPLIFICATEUR

Les fluctuations du courant I de décharge et de la pression P des gaz actifs se traduisent par des variations de l'indice du milieu amplificateur.

Pour un courant  $I=10\text{mA}$  et une pression  $P=1\text{Torr}$ , elles sont estimées à |46| :

$$\Delta \nu_I = 0,5 \text{ MHz/mA} \quad \text{et} \quad \Delta \nu_P = 5 \text{ MHz/Torr}$$

Les mesures des fluctuations du courant I et de la pression P ont donné:

$$\frac{\Delta I}{I} \approx 2\% \quad \text{et} \quad \frac{\Delta P}{P} \approx 5\%$$

ce qui donne une dérive totale en fréquence de

$$\Delta \nu_2 = 0,5 \text{ MHz}$$

## c) INFLUENCE DE LA DILATATION DES BARRES D'INVAR

Sous l'effet de la dilatation des barres d'invar, une variation  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$  de la température ambiante fait dériver le mode oscillant de:

$$\Delta\nu_3 = \nu \cdot \frac{\Delta L}{L} = \nu \alpha \Delta T \approx 28\text{MHz}$$

$\alpha$  : coefficient de dilatation de l'invar  $\approx 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

Pour minimiser ces dérives, nous avons fixé le miroir sur quatre tiges identiques en durslumin. La longueur de ces tiges est choisie en fonction de leur coefficient de dilatation ( $23,2 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ), de façon à compenser la dilatation des barres d'invar. Afin de s'assurer de ce système de compensation, nous avons porté, sous housse, la cavité à une température de  $35^\circ\text{C}$ . Les dérives du mode sont relevées en fonction de la température des barres d'invar. Elles sont calculées en convertissant la tension appliquée à la céramique piézoélectrique, nécessaire pour ramener le mode oscillant au centre de la raie amplificatrice. L'erreur sur le calcul des dérives en fréquence correspond à la tension minimale (15V) à laquelle est sensible la céramique (fig. N.8). Avec ce système de compensation nous réduisons les dérives à:

$$\Delta\nu_3 = 0,6\text{ MHz}$$

## IV.5 FORME DE RAIE

La raie d'émission tend à avoir un élargissement Doppler à mesure que la pression devient basse. La forme de raie est une gaussienne et sa largeur à mi-hauteur ne dépend que de la température (1.4).

Dans le cas de cet élargissement, chaque classe de molécules ayant une vitesse  $v_z$  par rapport à l'axe d'observation (axe optique), contribue à la largeur globale  $\Delta\nu_D$  par une forme de raie individuelle, lorentzienne, de largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_L$ .



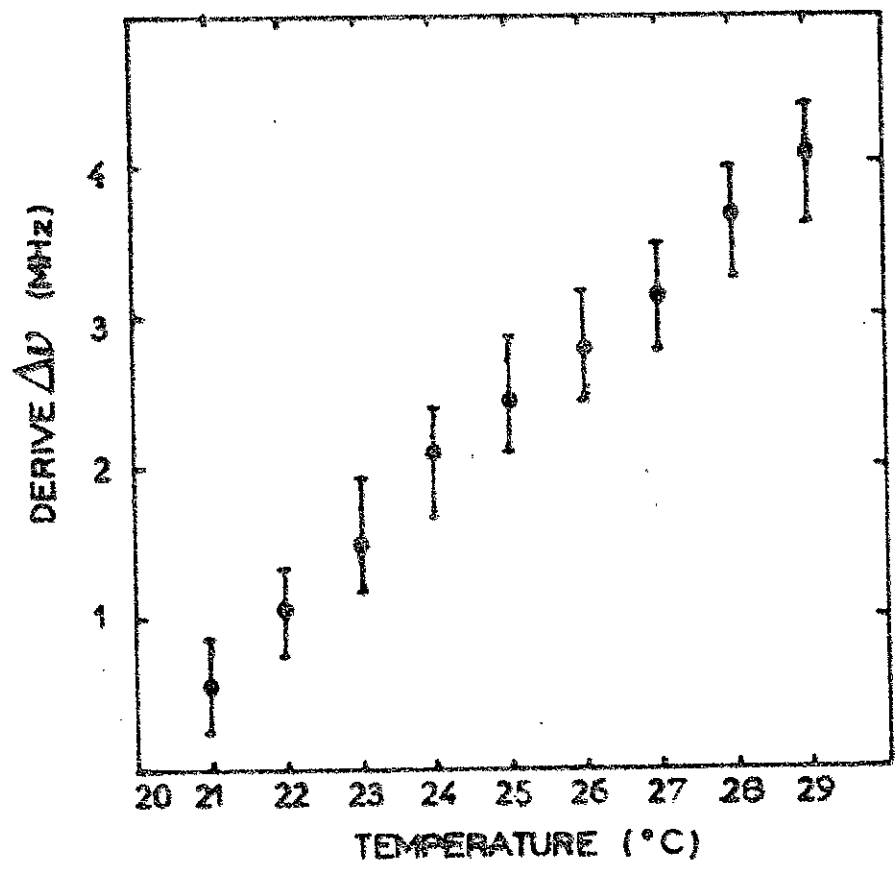


Fig.IV.83. Dérive du mode oscillant en fonction de la température des barres d'invar.

Soit  $\nu$  la fréquence de l'onde laser interagissant avec le milieu actif et qui se propage dans la direction des "z" positifs (onde-aller). Les molécules qui participent à l'amplification de l'onde, sont celles qui ont une composante de vitesse  $v_z$  sur l'axe optique telle que

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{v_z}{c} \right)$$

$\nu_0$ : fréquence atomique ou de Bohr; centre de la raie globale  
 $c$ : vitesse de la lumière

De même, les molécules qui interagissent avec l'onde-retour de fréquence  $\nu$  sont celles qui ont une composante de vitesse  $-v_z$  sur l'axe optique, telle que:

$$\nu = \nu_0 \left( 1 - \frac{v_z}{c} \right)$$

Sous l'effet de saturation, la contribution de ces deux classes de molécules à l'amplification, conduit à deux creux dans la courbe de gain en fonction de la fréquence.

Le laser étant monomode, les deux creux doivent avoir lieu à la même fréquence  $\nu$  (ie: les deux classes de molécules doivent être identiques avec la même composante de vitesse, soit  $v_z=0$ ).

Au sommet de la raie amplificatrice se creuse alors un "dip". Ce "dip" est caractéristique des lasers à gaz, monomode, fonctionnant à basses pressions. Il a été prévu par Lamb [47] et mis en évidence sur plusieurs lasers à gaz [48], [49], [50].

Pour observer le "Lamb-dip" [51], il faut que :

- la largeur de raie individuelle  $\Delta\nu_L$  doit être très inférieure à la largeur de raie globale  $\Delta\nu_D$ . Autrement dit, le milieu doit tendre à être purement inhomogène, donc  $\Delta\nu_L$  doit tendre vers la largeur naturelle  $\Delta\nu_N$ .

Dans le cas du  $\text{CO}_2$ ,  $\Delta\nu_L = 5\text{MHz/Torr}$  et  $\Delta\nu_D = 54\text{MHz}$  à  $300^\circ\text{K}$ , ce qui impose des pressions du gaz amplificateur inférieures au Torr.

- l'oscillation doit s'écarter du seuil. En effet, le gain du milieu actif doit être important à basse pression, afin que les effets de saturation s'installent. En pratique, on améliore le gain en faisant tendre le courant de pompage vers sa valeur optimale.

Nous donnons à la figure (IV.9) la courbe de la puissance en fonction de la fréquence, obtenue en appliquant une tension de forme triangulaire (0 à -1000V) sur la céramique piézoélectrique. Le mélange choisi est  $(\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{Xe})(1,1,5\%)$  et sa pression est de 0,6 Torr. Le début de formation du "dip" n'a été observé que pour un courant optimal de 12mA. Nous n'avons pas pu obtenir de signal laser à des pressions plus basses, afin d'enregistrer un "dip" plus prononcé.

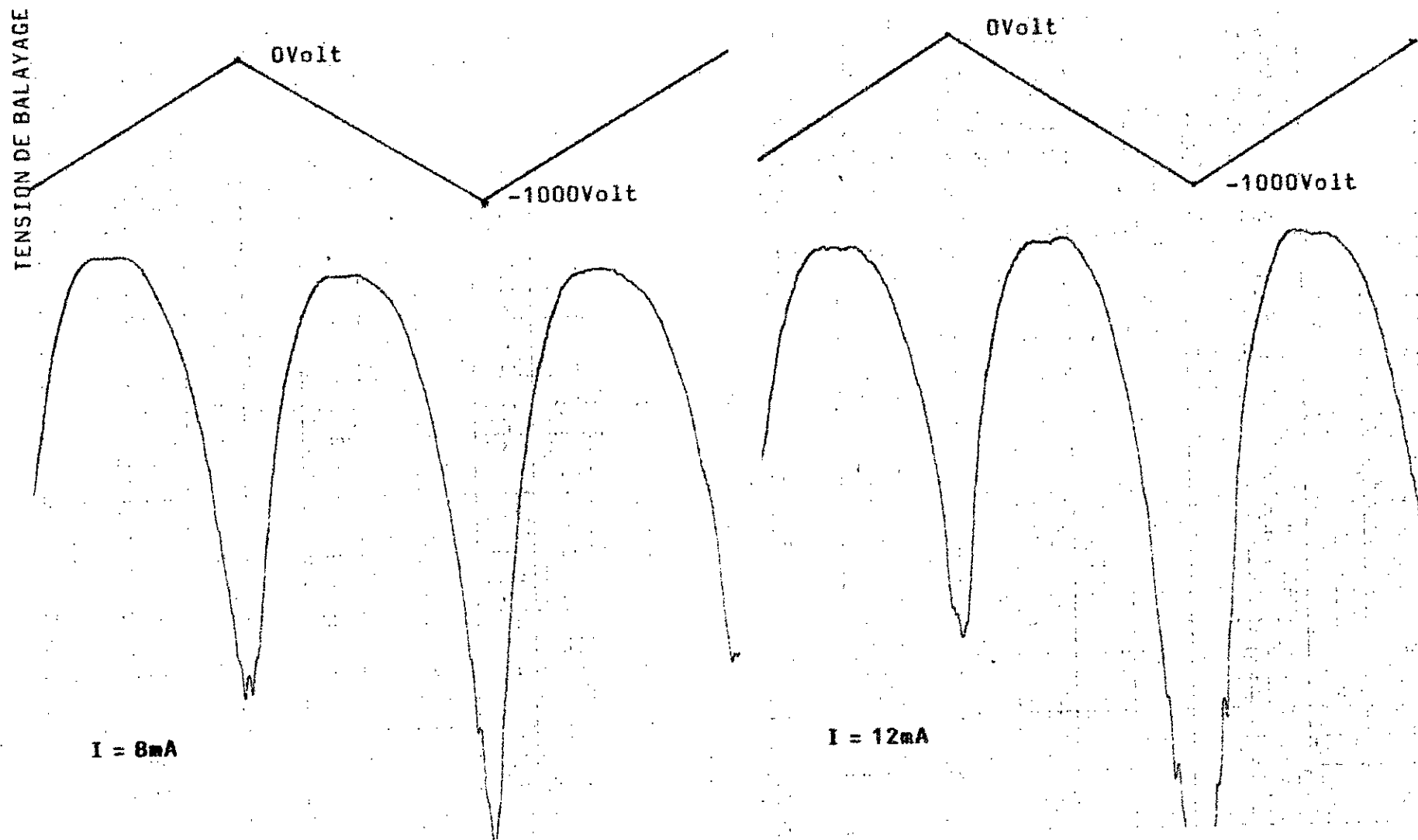


Fig.N.9 PUISSANCE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Mélange (CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+Xe)(1,1,~5%) à la pression de 0,6 Torr.

Débit: D = 200cm<sup>3</sup>/mn (NTP)

## C O N C L U S I O N S

Nous avons réalisé un laser à gaz carbonique, monoraie et monomode, fonctionnant en écoulement à basse pression. Un système de compensation de la dilatation de la longueur de la cavité, nous a permis de minimiser les dérives thermiques du mode oscillant.

Dans un laser a tube scellé, le gain du milieu amplificateur est réduit par la dissociation des molécules actives. L'écoulement des gaz permet d'améliorer le gain du milieu amplificateur en apportant une matière active neuve en remplacement des molécules  $CO_2$ , dissociées.

Nous avons montré expérimentalement, dans la gamme des débits faibles, que l'écoulement améliore la puissance laser si la pression de travail est inférieure à la pression optimale avec le tube scellé. Au delà de cette pression l'écoulement réduit la puissance laser.

La technique la plus utilisée pour obtenir un faisceau gaussien, consiste à introduire un diaphragme à l'intérieur de la cavité pour éliminer les modes transverses. Nous avons montré que ces éléments perturbent inévitablement le mode gaussien en champ proche. La distance minimale " $Z_c$ " à partir de laquelle le faisceau devient gaussien est estimée comme le rapport du carré du rayon du diaphragme à la longueur d'onde  $\lambda$ , soit  $Z_c = b^2/\lambda$ .

Pour obtenir une structure de raie (Lamb-dip) plus prononcée, nous devons améliorer le gain du milieu actif à basse pression par un meilleur refroidissement, en utilisant un tube à décharge en quartz. Cette structure de raie permet l'étude de l'influence des diaphragmes sur le champ à l'intérieur de la cavité et de certaines inhomogénéités dans le milieu actif, qui se traduisent par des dissymétries du lamb-dip. Inversement, une fois l'influence de ces paramètres est maîtrisée, on améliore la stabilité en fréquence, du laser utilisant comme référence le minimum du "Lamb-dip".

## B I B L I O G R A P H I E

- 1: R.SI-FODIL; Thèse de Magister, U.S.T.H.B, Alger, Avril. (1983)
- 2: N.KHELIFA; Thèse de Magister, U.S.T.H.B, Alger, Juin (1980)
- 3: A.K.LEVINE, A.J.DEMARIA; "Lasers", Marcel-Dekker Inc, Vol.3,  
p.157, (1971)
- 4: B.CAGNAC, J.C.PEBAY-PEROULA; "Physique atomique", Tome1,  
p.22, Ed.Dunod, (1975)
- 5: P.K.CHEO; J.of App.Phys., Vol.38, n°9, p.3563, (1967)
- 6: M.KOVACS, D.RAMACHANDRA, A.JAVAN; J.Chem.Phys., Vol.48,  
p.3339, (1968)
- 7: P.K.CHEO, H.G.COOPER; IEEE, J.of QE, VolQE3, n°2, (1967)
- 8: E.T.ANTHROPOV, I.A.S.BEKCHERIN, N.N.SOBOLEV, N.N.SOKOVIKOV;  
IEEE, J.of QE, Vol.QE4, n°11, p.790, (1968)
- 9: J.A.HOWE; App.Phys.Lett., Vol.7, n°1, p.21, (1965)
- 10: H.W.BRINKSCHUTTE; IEEE, J.ofQE, VolQE4, n°11, p.948, (1968)
- 11: R.L.TAYLOR, S.BITTERMANN; Rev.ofMod.Phys., Vol.41, n°1,  
p.26, (1968)
- 12: N.N.SOBOLEV, V.V.SOKOVIKOV; Sov.Phys.Usp, Vol.10, n°2 p153, (1967)
- 13: T.F.DEUTCH, F.A.HORRIGAN; IEEE, J.of QE, Vol.QE, p.972, (1968)
- 14: V.P.TYCHINSKII; Sov.Phys.Usp., Vol.10, p.131 (1967)
- 15: D.BAILLY, C.MEYER, C.ROSSETTI; C.R.Acad.Sc.Paris, t271, p511, (1970)
- 16: N.DJEU, T.KAN, G.WOLGA; IEEE, J.ofQE, Vol.QE4, p.256 (1968)
- 17: R.F.GORDIETZ, N.N.SOBOLEV; V.V.SOKOVIKOV, L.A.SHALAPIN;  
IEEE, J.ofQE, Vol.QE4, n°11, p.796, (1970)
- 18: J.TULIP; IEEE, J.ofQE, Vol.QE6, n°4, p.206, (1970)
- 19: M.BERTOLOTI; Nuovo Cimento, Vol.32, p.1242 (1964)
- 20: J.E.ABDELRAZIK; Ann.de Télécom., t.22, p.21, (1967)
- 21: B.S.PATEL; J.Phys.D, App.Phys., Vol.7, p.L40, (1974)

- 22: P.HERBARD, F.LIOUSSE, P.CALVIET; "Méthode et moyen de mesure de débit de gaz", Ed.Chiron, t6, Paris(1979)
- 23: G.O.NELSON; "Les mélanges de gaz", Entreprise Mod.Ed.Geneve(1973)
- 24: G.J.SHULTZ; Phys.Rev.; Vol.116, p.1141 (1958); Vol.125, p.229, (1962); Vol.135, p.A998 (1964)
- 25: A.L.S.SMITH; J.Phys.D, Appl.Phys., Vol.2, p.1129 (1969)
- 26: Y.A.IVANOV, L.S.POLAK, D.I.SLOVETSKII; High Energy Chem., Vol.5 p.344, (1972)
- 27: P.O.CLARK, M.R.SMITH; Appl.Phys.Lett., Vol.9, n°10, p.367, (1966)
- 28: A.L.S.SMITH, J.M.AUSTIN; J.of Phys.D, App.Phys.Lett., Vol7, p3144, (1974)
- 29: P.K.CHEO, IEEE, J.of QE, Vol.QE3, n°12, p.683 (1967)
- 30: G.BEKEFI; "Principles of lasers plasmas", John Willey & sons p.341, (1971)
- 31: N.LEGAY SOMMAIRE, F.LEGAY; Can.J.of Phys., Vol.48, p.1966, (1970)
- 32: K.J.SIEMENS, Appl. Opt. vol.11, n°5, p.818, (1980)
- 33: A.K.LEVINE, A.J.DEMARIA; "Lasers", Marcel Dekker Inc, Vol.2 p.75, (1971)
- 34: W.J.WITTEMAN, R.J.CARBONE; J. of QE, Vol.QE6, n°7 (1970)
- 35: P.W.SMITH; Proc. of IEEE, Vol.60, n°4, p.22 (1972)
- 36: AH.M.OLBERTZ; Opt. of QE, Vol.9, P.536 "Short Communication"(1977)
- 37: M.BORN, E.WOLF; "Principles of optics", Pergamon Press, New York p.370, (1975)
- 38: H.KOGELNIK, T.LI; Appl.Opt., Vol.5, n°10, (1966)
- 39: J.H.MASSI; J. of QE "Correspondance", p.29, (1977)
- 40: S.ASANI, H.CAMO, T.TAKO; Jap.J.of Appl.Opt., Vol.22, n°1, p.88, (1983)
- 41: G.STEPHAN, M.TRÜMPER; Phys.Rev.A, Vol.28, n°4, p.2344, (1983)
- 42: A.KELLOU; Thèse de 3ème cycle, Univ.Rennes, serie B-410, n°928(1985)
- 43: G.BIRNBAUM; Proc.IEEE, Vol.55, p.1015 (1967)

- 44: A.J.WALLARD; J. of Phys.E,Sc. Instr. Vol.6, p.793 (1973)
- 45: J.W.STROHBEMN;"Laser beam propagation in the atmosphere"  
Ed. Springer-Verlag; Berling,Heidl-Berg,N.Y.; p.10, (1978)
- 46: H.W.MOCKER; Appl.Phys.Lett., Vol.12,p.20, (1968)
- 47: W.E.LAMB,Jr; Phys.Rev., Vol.134, n°6A, p.1429 (1964)
- 48:C.FREED,H.A.HAUS,IEEE; J. of QE, Vol.QE4, n°11, p.874, (1968)
- 49: C.BORDE, L.HENRY; IEEE, J. of QE, Vol.QE4, n°11, p.874, (1968)
- 50: T.J.BRIDGES,H.A.HANS,P.W.HOFF; IEEE ,J.of QE, VolQE4,n°11  
p.874, (1968)
- 51: M.SARGENT,M.O.SCULLY,W.E.LAMB Jr; "Laser Physics" Addition  
Wesley Publishing Company, Massachusetts, p.144, (1974).

