

N° d'ordre : 1287

50376
1985
253

50376
1985
253

THÈSE

présentée à

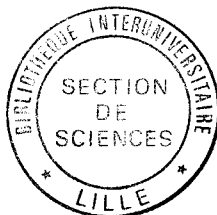
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Moulay Ahmed EL ALAOUI FARIS



CONTRIBUTION A LA REALISATION D'UN LASER GUIDE D'ONDE A CO₂ A USAGE BIOMEDICAL

Soutenu le 5 Juillet 1985 devant la Commission d'Examen

| | | |
|----------------------------|--|------------|
| Membres du Jury : M. MACKE | Professeur à l'Université de Lille I | Président |
| M. LEMAIRE | Professeur à l'Université de Lille I | Rapporteur |
| M. HERLEMONT | Maître Assistant à l'Université de Lille I | Rapporteur |
| M. BRUNETAUD | Chef de Travaux Faculté de Médecine Lille II | Examineur |
| M. MOSCHETTO | Directeur de Recherche INSERM | Examineur |

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Ce travail a été réalisé à l'U.E.R. de Physique Fondamentale de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dans le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Laboratoire associé au C.N.R.S., dirigé par Monsieur le Professeur MACKÉ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur LEMAIRE qui a dirigé ce travail et en a suivi les différentes phases avec un intérêt continu et une minutieuse patience.

Je remercie Monsieur HERLEMONT pour sa collaboration et ses conseils.

Messieurs BRUNETAUD et MOSCHETTO ont très aimablement accepté de faire partie du jury. Je leur en suis très reconnaissant.

J'adresse enfin mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de ce mémoire et tout particulièrement à Madame BOERÉZ qui s'est chargée avec compétence de la frappe du manuscrit.

SOMMAIRE

| | |
|---|----------|
| INTRODUCTION | 1 |
| CHAPITRE I : RAPPELS SUR LES PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES LASERS A CO₂ ET CALCUL DES MODES D'UN GUIDE D'ONDE DIELECTRIQUE CREUX DE SECTION RECTANGULAIRE | 9 |
| I-1 : Rappels sur les principes de fonctionnement des lasers à CO ₂ | 11 |
| I-1-1 : Principe du laser à CO ₂ | 11 |
| I-1-2 : Milieu amplificateur | 12 |
| I-1-2-1 : Mécanisme d'émission du laser à CO ₂ | 12 |
| a) Structure de la molécule de CO ₂ | |
| b) Inversion de population | |
| I-1-2-2 : Gain et intensité de saturation | 13 |
| a) Gain de la transition laser sans saturation | |
| b) Intensité de saturation | |
| I-1-3 : Modes d'émission et condition d'oscillation du laser | 15 |
| a) Modes d'émission du laser | |
| b) Condition d'oscillation du laser | |
| I-1-4 : Puissance de sortie du laser | 17 |
| a) Puissance de sortie et plage d'accord | |
| b) Influence de la lame de couplage sur la puissance de sortie du laser | |
| I-1-5 : Effet de quelques paramètres sur l'oscillation laser | 20 |
| I-2 : Calcul des modes d'un guide d'onde diélectrique creux de section rectangulaire | 21 |
| I-2-1 : Fonction U de Bromwich | 22 |
| I-2-2-1 : Onde transverse magnétique H ^X E ^Y | 22 |
| I-2-1-2 : Onde transverse électrique E ^X H ^Y | 23 |
| I-2-1-3 : Forme de la fonction U | 23 |
| I-2-2 : Modes dans le diélectrique creux | 24 |
| I-2-1-1 : Fonctions symétriques en x et en y | 24 |
| a) Expression des champs dans chaque région du guide | |
| b) Conditions aux limites et équations caractéristiques | |
| c) Résolution des équations caractéristiques par une méthode de perturbation | |
| d) Constante de propagation | |
| e) Expression approchée des champs | |
| I-2-2-2 : Fonctions antisymétriques en x et en y | 32 |
| I-2-2-3 : Polarisation du champ électrique | 34 |

**CHAPITRE II : ETUDE DE LA REPARTITION DE L'INTENSITE DES DEUX
FAISCEAUX LASER EMIS PAR DEUX GUIDES D'ONDE PARALLELES DE
SECTION RECTANGULAIRE**

37

Introduction

39

II-1 : Rappels sur les caractéristiques d'une onde gaussienne à géométrie
rectangulaire

39

II-1-1 : Paramètres d'un faisceau gaussien de géométrie rectangulaire

41

II-1-2 : Amplitude et intensité du champ

43

II-1-2-1 : Amplitude du champ

43

II-1-2-2 : Intensité du champ

44

II-1-3 : Transformation des paramètres d'une onde gaussienne par une
lentille mince

44

II-2 : Intensité totale des deux faisceaux au point de convergence

50

II-2-1 : Hypothèses de focalisation

50

II-2-2 : Répartition spatiale de l'intensité totale des deux faisceaux

51

II-2-2-1 : Cas des faisceaux incohérents

51

II-2-2-2 : Cas des faisceaux cohérents

55

II-3 : Dimension de la tache de focalisation

56

Conclusion

60

Annexe : Programme de calcul de la répartition de l'intensité totale du laser
dans le plan de focalisation

63

CHAPITRE III : REALISATIONS EXPERIMENTALES

69

Introduction

71

III-1 : Rappel des résultats expérimentaux antérieurs
Performances réalisées

71

III-2 : Nouvelle conception des lasers

73

III-3 : Description du guide d'onde

75

III-3-1 : Choix du matériau diélectrique

75

III-3-2 : Constitution des guides

75

III-3-3 : Cavité optique

78

III-3-4 : Alimentation en gaz et système de vide

79

III-3-5 : Système de refroidissement

81

III-3-6 : Alimentation en courant

81

III-4 : Résultats expérimentaux

82

III-4-1 : Puissance laser de sortie

82

III-4-2 : Impulsions laser

87

III-4-3 : Signature du laser

91

III-4-4 : Modes d'émission du laser

92

| | |
|---|-----|
| III-5 : Utilisation médicale du laser guide d'onde à CO ₂ | 98 |
| III-5-1 : Appareillage | 98 |
| III-5-2 : Système de focalisation | 99 |
| III-5-3 : Interventions réalisées avec le laser guide d'onde à CO ₂ | 101 |
| Conclusion | 104 |
| <u>CHAPITRE IV : LASER GUIDE D'ONDE A CO₂ BIOMEDICAL A EXCITATION</u> | |
| RADIO-FREQUENCE | 107 |
| Introduction | 109 |
| IV-1 : Caractéristiques de la décharge haute-fréquence (H.F.) | 109 |
| IV-1-1 : Introduction | 109 |
| IV-1-2 : Mécanisme de la décharge R.F. | 110 |
| a) Amorçage de la décharge | |
| b) Entretien de la décharge | |
| c) Impédance de la décharge | |
| IV-1-3 : Inversion de population | 113 |
| IV-2 : Circuit électrique équivalent du laser | 113 |
| IV-3 : Avantages et inconvénients de l'excitation R.F. | 114 |
| IV-4 : Description du laser | 116 |
| IV-4-1 : Laser guide d'onde | 116 |
| IV-4-2 : Constitution des guides | 116 |
| Conclusion | 119 |
| BIBLIOGRAPHIE | 121 |

INTRODUCTION

L'utilisation des lasers dans le domaine biomédical a pris depuis une dizaine d'années une importance grandissante. On les trouve maintenant employés dans de nombreuses disciplines médicales : ophtalmologie, otorhinolaryngologie, gynécologie, bronchologie, dermatologie, chirurgie dentaire, chirurgie générale et autres [1].

L'action purement thermique du rayonnement lumineux, sur les tissus vivants, constitue de très loin le mécanisme prédominant dans les applications thérapeutiques du laser. En effet, la forte densité de puissance, obtenue par focalisation du rayonnement laser, chauffe localement les tissus qui se rétractent (coagulation) par la suite d'une importante diminution de leur volume dû à l'évaporation d'une partie de leur contenu en eau. Cependant, si l'échauffement (température moyenne de l'ordre de 100°C) dure plus longtemps, il se produit une volatilisation des différents constituants des tissus.

La coagulation est utilisée, soit pour détruire des petits phénomènes tumoraux, qui seront éliminés lors du processus de détersion, soit pour arrêter une hémorragie (hémostase). Par volatilisation, il est possible de détruire des tumeurs plus importantes que celles atteintes lors d'une simple coagulation. Certes, ces deux processus : coagulation et volatilisation peuvent être obtenus par d'autres procédés conventionnels : échauffement par contact à l'aide d'une sonde thermique ou par effet joule en utilisant un courant électrique haute fréquence et aussi par un rayonnement infra-rouge.

L'avantage des lasers vient du fait que l'on peut beaucoup mieux prévoir la répartition des effets au sein des tissus, car ceux-ci ne dépendent pas de la pression de contact entre la sonde vectrice d'énergie (risques de contamination par effet de contact) et les tissus, ni de la résistivité des tissus, mais dépendent de paramètres que l'on maîtrise mieux comme la densité de puissance du faisceau laser, le temps d'exposition et le coefficient d'absorption des tissus pour la longueur d'onde d'émission donnée (en effet, l'absorption tissulaire dépend considérablement de la longueur d'onde d'émission et par la suite du type de source laser utilisée).

Mise à part les effets thermiques précédemment décrits, il existe d'autres types d'action du rayonnement laser sur les tissus vivants : les effets photochimiques et électromécaniques.

Dans le cas des effets photochimiques, l'absorption du rayonnement par certaines molécules fait passer celles-ci dans un état excité. L'énergie d'excitation emmagasinée peut provoquer des réactions chimiques à l'intérieur de ces molécules, au lieu de se dissiper en chaleur. De tels effets peuvent également avoir une action thérapeutique.

Alors que les effets électromécaniques sont dus à l'action d'une onde de choc créée par une forte densité d'énergie, obtenue par des lasers déclenchés. En effet, dans le champ électrique intense de l'onde, les électrons acquièrent une énergie cinétique, bombardent les atomes, les ionisent par collisions provoquant ainsi, par un processus multiplicatif l'apparition de multiples espèces chargées, ce qui engendre un plasma. A la frontière de ce dernier prend naissance une onde de choc, dont l'expansion provoque les principaux effets destructifs du rayonnement.

Les trois types de laser qui sont principalement utilisés en milieu médical pour leurs effets thermiques sont : les lasers à gaz carbonique, à argon ionisé et le Nd. Y.A.G. (laser solide au grenat d'yttrium et d'aluminium dopé au néodyme). En ce qui concerne le laser He-Ne, malgré son utilisation abondante dans de nombreuses disciplines (dermatologie, dentisterie, acupuncture), son efficacité ne repose sur aucune base scientifique sérieuse pour le moment.

Le tableau ci-dessous donne les caractéristiques des principaux lasers utilisés en médecine [2].

Les lasers à CO_2 utilisés jusqu'alors en médecine sont des lasers à onde libre (conventionnels) très encombrants en salle d'opération. Le système de transmission, entre la volumineuse source laser et la zone à traiter (qui parfois n'est accessible que par l'intermédiaire d'un endoscope) est réalisé au moyen d'un bras articulé à miroir où le faisceau laser arrive sur une lentille de focalisation placée dans une pièce à main, tenue par l'opérateur, ou bien dans un microscope (car il est impossible actuellement de transmettre le rayonnement infra-rouge par une fibre optique avec des pertes optiques raisonnables). Ce système de transmission a l'avantage de conserver intacts certaines caractéristiques spatiales du rayonnement émis par la source laser, si toutefois il est bien réglé. En revanche, il

| Type de laser | Longueur d'onde d'émission | Mode de transmission | Puissance | Absorption tissulaire | Mode d'action | Domaines d'application |
|---------------------------------|-------------------------------------|----------------------|-----------|--------------------------------|--|---|
| Argon ionisé Ar ⁺ | 487 nm (bleu) à 544 nm (vert) | fibre optique | 1-15 W | moyenne | coagulation volatilisation section | Ophthalmologie (rétinopathies) O.R.L. (nez-oreilles) Endoscopie digestive et urinaire |
| CO ₂ | 10.6 μm (infra-rouge lointain) | bras articulé | 5-50 W | très forte (eau des tissus) | volatilisation section | O.R.L. (Larynx) Chirurgie Gynécologie : col utérin, chirurgie tubulaire |
| Nd. Y.A.G. | 1.06 μm (infra-rouge proche) | fibre optique | 20-120 W | faible | volatilisation coagulation | Endoscopie : digestive, bronchique, urinaire Ophthalmologie : glaucome, cataracte |
| He-Ne | 633 nm (rouge) | fibre optique | 1-50 mW | faible | ? | Plaies chroniques Acupuncture Effet psycho-somatique |

Principales caractéristiques des sources lasers utilisées pour leurs actions thermiques en médecine



est volumineux, il n'est pas toujours très maniable et, les miroirs se dérèglent facilement, ce qui provoque par conséquent une diminution notable de la puissance reçue sur la partie à opérer et une forte altération de la qualité de la surface d'onde.

L'entretien constant de ces sources lasers et leurs coûts élevés limitent actuellement leurs utilisations à un nombre restreint de centres hospitaliers.

Dans le but de pallier en partie aux difficultés d'utilisation des lasers à onde libre dans le milieu médical, un nouveau type de laser à usage biomédical, a été conçu au laboratoire.

Grâce à l'emploi d'une technologie originale de type multiguide, nous avons pu réduire considérablement son volume et son poids d'une part et augmenter sa souplesse d'emploi et sa maniabilité d'autre part.

Ainsi donc, le laser peut être pris en main directement par l'opérateur. La "tête laser" (la partie prise en main par l'opérateur) est à peine plus volumineuse qu'un gros stylo marqueur (environ 200 g de poids, 250 mm de longueur et 22 mm de diamètre extérieur), pour une puissance pouvant atteindre 20 Watts. Sa structure est totalement intégrée, ainsi le guidage de l'onde, les alimentations de gaz et d'électricité, le circuit de refroidissement et les supports d'optiques sont totalement intégrés dans un même matériau. L'excitation du milieu amplificateur est réalisée par de multiples décharges longitudinales.

Par rapport à un même laser classique à CO_2 , le laser guide d'onde à CO_2 présente un rapport puissance sur volume beaucoup plus élevé (à titre de comparaison un laser CO_2 à onde libre d'une puissance comparable à celle d'un laser guide à CO_2 peut mesurer jusqu'à un mètre de longueur). Ainsi donc avec ce type de laser on élimine cet intermédiaire que constitue le bras articulé et de ce fait les divers problèmes qui sont liés à l'encombrement du système, à son entretien et à sa fragilité. Finalement la source laser se présente comme une "tête laser" reliée à une baie d'alimentation

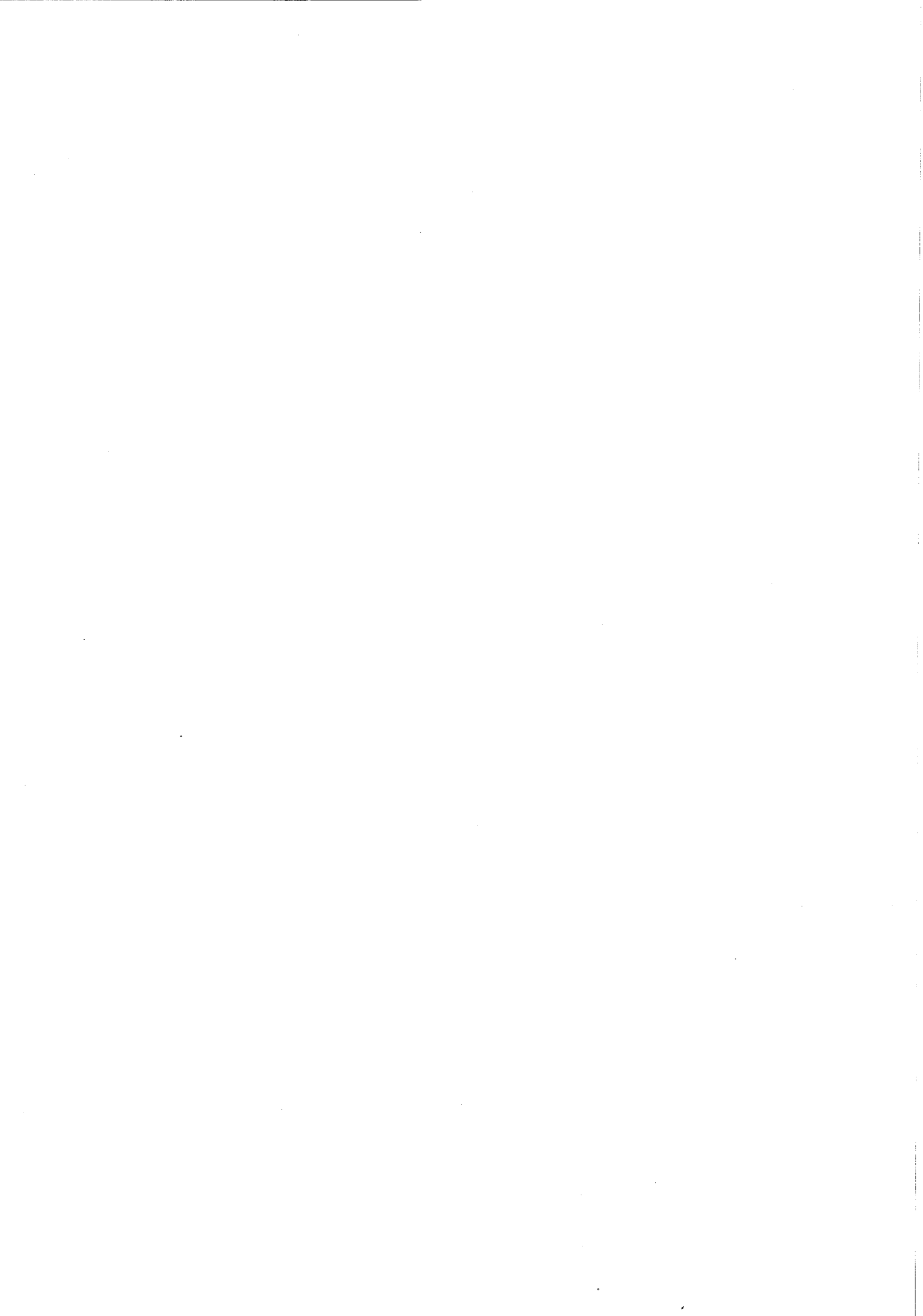
par un ensemble de gaines très souples afin d'avoir une grande maniabilité du système et de laisser à l'opérateur une grande liberté de mouvement.

Dans un premier chapitre, nous rappelons la théorie concernant le principe du laser à CO_2 et son milieu amplificateur, ensuite nous étudions les modes d'un guide d'onde diélectrique creux de section rectangulaire ainsi que leurs constantes d'atténuation et de propagation.

Le deuxième chapitre est consacré à quelques rappels sur la transformation d'un faisceau gaussien par une lentille ainsi que ses caractéristiques, après nous exposons le calcul de la répartition de l'intensité des deux faisceaux lasers émis par deux guides d'onde parallèles de section rectangulaire dans le plan de focalisation d'une lentille (le programme de tracé des courbes représentant la répartition de l'intensité dans des plans Z constants est donné en annexe).

La réalisation expérimentale du laser guide d'onde à CO_2 excité par des décharges électriques longitudinales continues ainsi qu'aux résultats qui s'y rapportent sont donnés dans le troisième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, nous donnons quelques rappels concernant la décharge transversale radio-fréquence et son avantage par rapport à la décharge longitudinale haute tension. Ensuite nous exposons les premières investigations concernant la conception de ce nouveau type de laser à usage biomédical.



CHAPITRE 1

RAPPELS SUR LES PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES LASERS
GUIDE D'ONDE À CO₂ ET CALCUL DES MODES DE PROPAGATION D'UN
GUIDE D'ONDE DIÉLECTRIQUE CREUX DE SECTION RECTANGULAIRE

I - 1 : RAPPELS SUR LES PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT DES

LASERS A CO₂

I-1-1 : PRINCIPE DU LASER A CO₂

Le laser à CO₂ est essentiellement constitué par :

- un milieu amplificateur : composé de molécules en interaction avec le rayonnement. Pour rendre ce milieu amplificateur, une inversion de population est créée entre certains niveaux d'énergie. L'énergie nécessaire est fournie par l'intermédiaire d'une décharge électrique haute tension continue [3-9] ou d'une décharge haute-fréquence (radio-fréquence) [28-33]
- une cavité résonnante (cavité Pérot-Fabry) qui contient le milieu amplificateur.

Les lasers guide d'onde à CO₂ se différencient des lasers à onde libre (lasers classiques à CO₂) par :

- une propagation guidée de l'onde électromagnétique dans la cavité amplificatrice
- une pression du milieu amplificateur plus élevée (50 à 250 torrs) rendant le profil de gain homogène, ceci a pour effet d'augmenter la plage d'accord sur chaque raie, jusqu'à 1 GHz [9,10].
- une dimension transversale (diamètre ou côté du guide) plus faible (de 1 à 3 mm) suivant les réalisations [3-12] afin d'accroître le gain du milieu amplificateur. Ce gain varie en sens inverse du diamètre du guide, car le refroidissement du gaz et donc le retour des molécules vers les niveaux d'énergie les plus bas est d'autant plus rapide que les parois sont proches [19].
- une taille beaucoup plus réduite du laser : la puissance par unité de longueur est comprise entre 0.3 et 0.8 Watt/cm de décharge [14,15].

Comme les lasers à onde libre, les lasers guide d'onde peuvent soit utiliser un flux gazeux composé d'un mélange de CO₂, N₂ et He, soit être scellés [10,13], dans ce dernier cas, on ajoute généralement du xénon (Xe) au mélange afin de favoriser la décharge et d'accroître le gain [16, 17].

I-1-2 : MILIEU AMPLIFICATEUR

I-1-2-1 : Mécanismes d'émission du laser à CO₂

a) Structure de la molécule de CO₂

La molécule de gaz carbonique est une molécule linéaire symétrique possédant trois modes fondamentaux de vibrations ν_1 , ν_2 et ν_3 :

- la vibration $\nu_1 = 1337 \text{ cm}^{-1}$; c'est le mode de vibration symétrique noté $(\nu_1, 0, 0)$

- la vibration $\nu_2 = 667 \text{ cm}^{-1}$; c'est le mode de déformation doublement dégénéré noté $(0, \nu_2^l, 0)$ où l représente le moment angulaire par rapport à l'axe longitudinal de la molécule et peut prendre les valeurs $\nu_2, \nu_2-2, \nu_2-4 \dots, -\nu_2+2, -\nu_2$.

- la vibration $\nu_3 = 2349 \text{ cm}^{-1}$, c'est le mode de vibration antisymétrique noté $(0, 0, \nu_3)$.

L'émission laser s'effectue entre les niveaux vibrationnels supérieur (00^01) et inférieur $(10^00-02^00)_I$ et $(10^00-02^00)_{II}$ de la molécule de CO₂ (car les niveaux (10^00) et (02^00) sont couplés par résonance de Fermi, si bien que l'on doit en réalité distinguer $(10^00-02^00)_I$ et $(10^00-02^00)_{II}$) qui correspondent à des bandes centrées vers $\lambda = 10.4 \mu\text{m}$ et $9.4 \mu\text{m}$ (figure I-1)

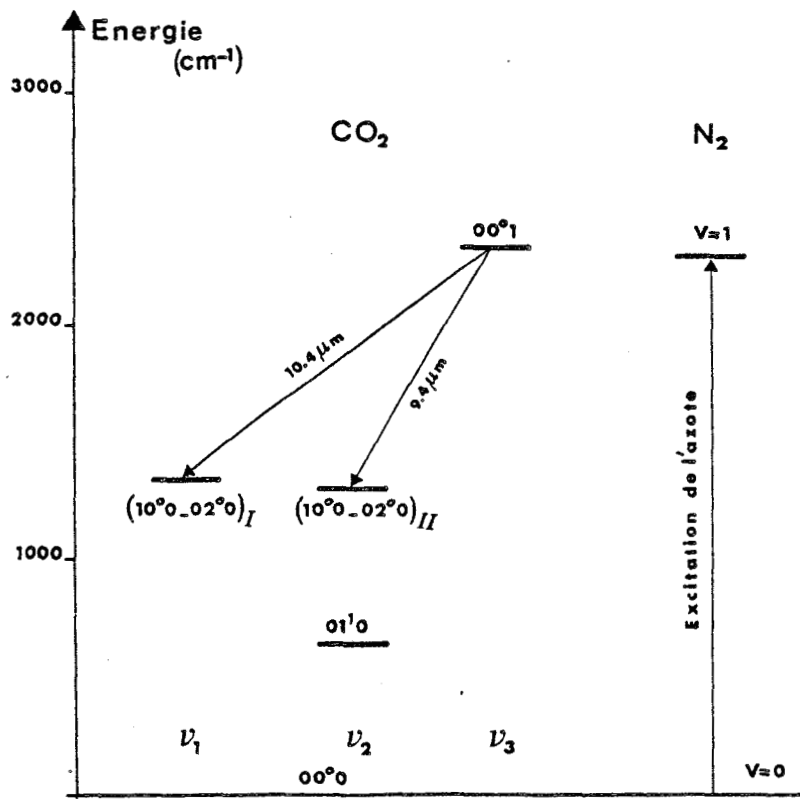
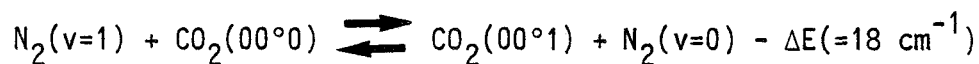


FIGURE I-1 : Niveaux d'énergie de vibrations de CO₂ et N₂ (d'après Cohen [11])

b) Inversion de population

Elle est réalisée à l'aide d'une décharge électrique. Les molécules de CO_2 sont excitées, soit directement par chocs électroniques, soit par transfert d'énergie au cours d'une collision avec une autre molécule.

L'addition d'azote permet un enrichissement sélectif de la population du niveau supérieur ($00^{\circ}1$) de CO_2 car le premier niveau vibrationnel ($v=1$) de l'azote est en quasi-résonance avec celui-ci. Ce transfert d'énergie peut être représenté par l'équation suivante :



La désexcitation des niveaux lasers inférieurs vers le niveau fondamental se fait par différents types de collisions avec les autres molécules et par collisions contre les parois.

Par sa grande mobilité, l'hélium accélère le dépeuplement des niveaux inférieurs ($02^{\circ}0$) et ($10^{\circ}0$) et augmente la conductibilité thermique du mélange.

I-1-2-2 : Gain et intensité de saturation

a) Gain de la transition laser sans saturation

Le gain du milieu amplificateur (considéré comme un système à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 tels que $E_2 - E_1 = h\nu_0$ interagissant avec une onde de fréquence ν) dans lequel on a créé l'inversion de population qui s'exprime sous la forme [18] :

$$\alpha(\nu) = \frac{1}{I(\nu)} \frac{dI(\nu)}{dz} = (N_2 - N_1) \frac{g_2}{g_1} \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu^2} g(\nu - \nu_0) \quad (1)$$

où :

- $I(\nu)$ est l'intensité de l'onde
- N_1 et N_2 sont les populations des niveaux inférieur et supérieur de la transition laser

- $(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1})$ représente l'inversion de population avec g_1 et g_2 facteurs de dégénérescence des niveaux

- A_{21} est la probabilité d'émission spontanée de 2 vers 1

- $g(\nu - \nu_0)$ représente la forme de la raie d'émission autour de la fréquence centrale. Cette forme de raie dépend du type d'élargissement, homogène ou inhomogène. Pour les lasers guide d'onde CO_2 à haute pression, l'élargissement dominant est collisionnel et la contribution de l'effet Doppler à l'élargissement total peut être négligé. Dans ce cas, le profil de la raie d'émission est de forme Lorentzienne :

$$g(\nu - \nu_0) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu}{2})^2} \quad (2)$$

où $\Delta\nu$ est la largeur de la raie à mi-hauteur, proportionnelle à la pression. Finalement la forme du gain dans le cas des signaux faibles est donc :

$$\alpha_0(\nu) = \frac{\alpha_0(\nu_0)}{1 + \left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu} \right]^2} \quad (3)$$

avec $\alpha_0(\nu_0) = (N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) \frac{c^2 A_{21}}{4\pi^2 \nu_0^2 \Delta\nu}$

$\alpha_0(\nu_0)$ représente le gain du milieu amplificateur au centre de la raie $\nu = \nu_0$.

b) Intensité de saturation

Le gain en intensité du rayonnement dans la cavité laser est limité par la saturation du milieu amplificateur. L'amplification s'accompagne d'un dépeuplement du niveau supérieur de la transition qui réduit donc l'inversion de population et provoque ainsi une décroissance de cette amplification.

Pour une raie élargie d'une façon homogène l'effet de saturation sur le gain est donné par [18] :

$$\alpha(\nu) = \frac{\alpha_0(\nu)}{1 + \frac{I(\nu)}{I_S(\nu)}} \quad (4)$$

où $I_S(\nu)$ est l'intensité de saturation, définie comme la valeur de l'intensité qui réduit le gain à la moitié de sa valeur.

Dans le cas d'un système à deux niveaux l'intensité de saturation a pour forme [18] :

$$I_S(\nu) = \frac{8\pi h\nu}{\lambda^2 A_{21} \left(\tau_2 + \frac{g_2}{g_1} \tau_1 \right) g(\nu - \nu_0)} \quad (5)$$

où τ_1 et τ_2 sont les durées de vie des niveaux inférieur et supérieur. L'intensité de saturation devient finalement :

$$I_S(\nu) = I_S(\nu_0) \left[1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu} \right)^2 \right] \quad (6)$$

$$\text{avec } I_S(\nu_0) = \frac{4\pi^2 h\nu \Delta\nu}{\lambda^2 A_{21} \left(\tau_2 + \frac{g_2}{g_1} \tau_1 \right)}$$

$I_S(\nu_0)$ intensité de saturation au centre de la raie, proportionnelle au carré de la pression, car les coefficients τ_1 et τ_2 sont inversement proportionnels à celle-ci.

I-1-3 : MODES D'EMISSION ET CONDITION D'OSCILLATION DU LASER

a) Modes d'émission du laser

L'écart en fréquence de deux modes longitudinaux successifs d'une cavité est donné par la relation suivante :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (7)$$

- où : - c est la vitesse de propagation de l'onde dans le vide
- L est la longueur de la cavité

Cette relation reste cependant valable dans le cas d'un laser guide d'onde CO_2 car la différence entre la vitesse de propagation de

L'onde guidée et celle de l'onde libre reste négligeable pour les modes d'oscillation d'ordres les plus faibles (voir fin de chapitre).

L'élargissement homogène du profil de raie de la transition laser favorise le fonctionnement monomode longitudinal des lasers guide d'onde à CO₂. En effet c'est un aspect du phénomène de compétition entre modes ; le mode dont le gain est le plus élevé sera favorisé au détriment des autres modes. Ce même phénomène de compétition existe aussi entre les raies d'émission. Un laser haute pression sera donc plus facilement monoraie et monomode.

b) Condition d'oscillation du laser

L'inversion de population entre les niveaux d'énergie de la transition laser est une condition nécessaire pour l'établissement d'oscillation. Cette condition n'est pas suffisante : diverses pertes, dont la perte de puissance constituée par le faisceau laser émis, doivent être compensées. Pour y parvenir, un coefficient minimum de gain, le gain au seuil est nécessaire pour l'établissement et le maintien des oscillations laser.

A l'état stationnaire, le gain compense les pertes, leur égalité prise au seuil d'oscillation conduit au minimum d'inversion de population nécessaire donnée par :

$$\Delta N_S = (N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) = \frac{4\pi^2 \nu_0 \Delta \nu t_{sp}}{c^3 t_{ph}} \quad (8)$$

où : - t_{sp} est la durée de vie de l'émission spontanée

- t_{ph} est la constante de temps du rayonnement dans la cavité pour le mode considéré ; ce temps est lié au coefficient de qualité de la cavité Q par $t_{ph} = \frac{Q}{\omega}$

où $Q = \omega \frac{\text{énergie emmagasinée dans un mode}}{\text{énergie perdue par seconde par ce même mode}}$

La condition de seuil d'oscillation peut encore être donnée sous une autre forme :

$$\alpha_0(\nu) Q \frac{c}{\omega} = 1$$

Finalement la condition d'oscillation peut s'exprimer par :

$$\alpha_0(\nu) Q \frac{c}{\omega} > 1 \quad (9)$$

Lorsque le gain augmente, le seuil d'oscillation du laser est plus vite atteint pour les modes d'ordre faible que pour ceux d'ordre élevé, car comme nous le verrons plus loin, les pertes liées à la propagation guidée augmentent avec l'ordre du mode.

I-1-4 : PUISSANCE DE SORTIE DU LASER

a) Puissance de sortie et plage d'accord

L'expression approchée donnant la puissance d'un laser à CO₂ qui rend compte des principales caractéristiques de celui-ci est donnée par la relation ci-dessous [20,21,22]. Celle-ci est obtenue dans le cas d'un élargissement homogène de la raie d'émission du laser en supposant que les pertes (a) sont réparties le long de la cavité et que (t+a) est très faible (t : coefficient de transmission en puissance de l'optique de couplage).

$$P(\nu) = \frac{t}{t+a} A I_S(\nu) \alpha_0(\nu) L \left(1 - \frac{t+a}{\alpha_0(\nu)L} \right) \quad (10)$$

où : - I_S(ν) est l'intensité de saturation

- α₀(ν) est le gain d'un faible signal pour un élargissement collisionnel de la raie

- L est la longueur de la cavité

Cette expression s'adapte aussi au cas du laser guide d'onde à CO₂ en admettant que A est la section du mode dans le guide.

En remplaçant I_S(ν) et α₀(ν) par leurs expressions données par les relations (3) et (6), on aboutit à la forme finale de la puissance de sortie du laser :

$$P(\nu) = \frac{t}{t+a} A I_S(\nu_0) \alpha_0(\nu_0) L \left[1 - \frac{t+a}{2} \frac{1 + 4(\nu-\nu_0)^2 (\Delta\nu)^{-2}}{\alpha_0(\nu_0)L} \right] \quad (11)$$

$\Delta\nu$ est la largeur de la raie à mi-hauteur, qui peut être exprimée par la relation suivante donnée par [22] :

$$\Delta\nu = 7.58 (X_{\text{CO}_2} + 0.73 X_{\text{N}_2} + 0.6 X_{\text{He}}) (300/T)^{1/2} p$$

où : - T est la température du gaz en °K

- p est la pression du gaz en Torr

- X_i est le pourcentage de la molécule i dans le mélange gazeux.

La plage d'oscillation du laser (l'écart de fréquence dont on peut s'éloigner du centre ν_0 de la raie) est obtenue en faisant $P(\nu_c) = 0$.

$$2|\nu_c - \nu_0| = \Delta\nu \left[\frac{2\alpha_0(\nu_0)L}{t+a} - 1 \right]^{1/2}$$

On note que dans le cas d'un élargissement homogène de la raie d'émission, la plage d'accord est indépendante de l'intensité de saturation alors que la puissance de sortie lui est proportionnelle.

b) Influence du couplage de sortie sur la puissance du laser

Il est intéressant d'étudier comment évolue la puissance de sortie du laser en fonction du coefficient de transmission du miroir (figure I-2).

On peut noter que la puissance extraite du laser passe par un maximum, obtenu pour un coefficient de transmission optimum donné par (Figure I-2) :

$$t_0 = (a\alpha_0(\nu)L)^{1/2} - a$$

Ce coefficient optimum dépend à la fois des pertes et du gain non saturé du milieu amplificateur et il lui correspond une puissance maximale de sortie :

$$P_{\text{max}} = AI_S(\nu)\alpha_0(\nu)L \left[1 - \left(\frac{a}{\alpha_0(\nu)L} \right)^{1/2} \right]^2$$

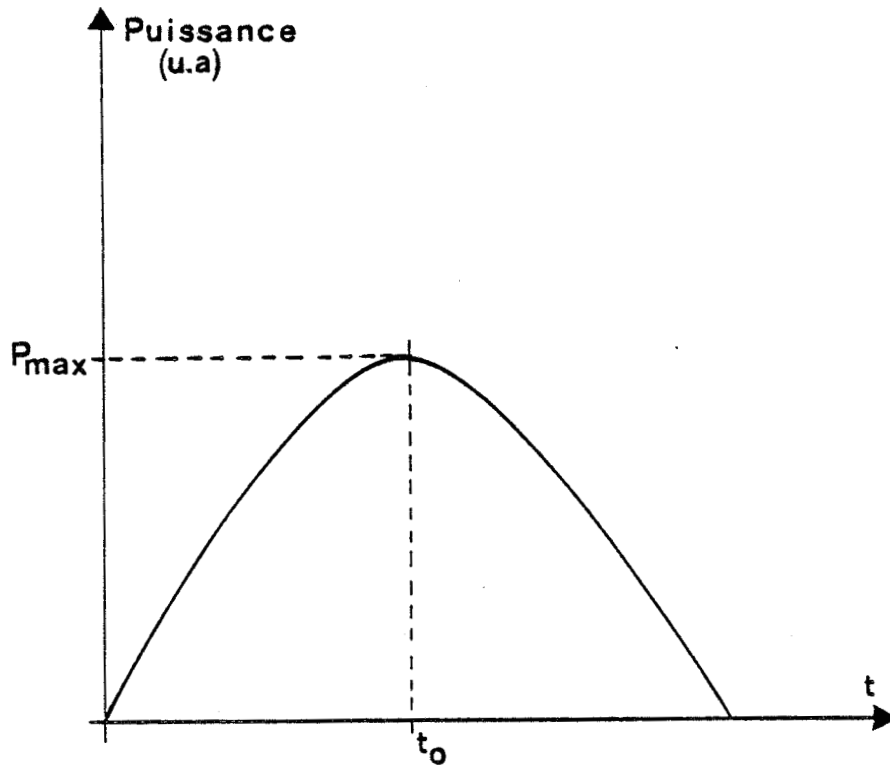


FIGURE I-2 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du coefficient de transmission .

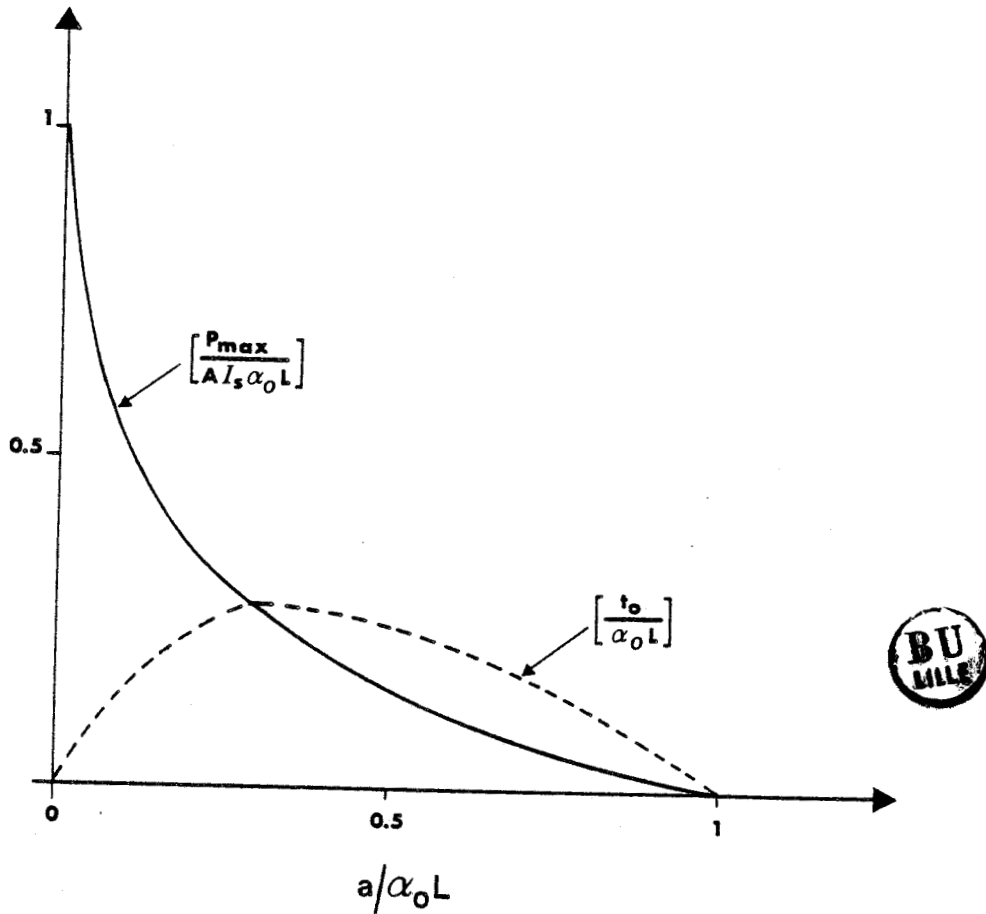


FIGURE I-3 : Evolution de P_{max} et t_0 en fonction de a/α_0L (d'après Rigrod [21])

Cependant, il est aussi intéressant de savoir comment varie cette puissance maximale P_{\max} ainsi que le coefficient de transmission optimum t_0 en fonction du rapport $\frac{a}{\alpha_0 L}$

I-1-5 : LES COMPROMIS POUR LA REALISATION

Les résultats précédents donnent des bases de travail pour la conception d'un laser. Ils font apparaître entre autres les compromis qui devront être fixés pour optimiser les caractéristiques du laser.

Par exemple la puissance est une fonction croissante de la longueur L de la cavité laser, ainsi la miniaturisation du laser dans cette dimension se fera au détriment de la puissance. Dans l'autre dimension une réduction de la section du guide a pour effet d'augmenter le phénomène de diffraction et par conséquent limite la possibilité d'avoir une coupe fine. Ainsi par exemple la détermination du coefficient de transmission optimum t_0 sera réalisée expérimentalement.

Les guides de petites sections fabriqués préférentiellement à partir de matériau de grande conductibilité thermique favorisent la dépopulation des niveaux inférieurs et permettent une évacuation plus rapide de la chaleur dégagée par la décharge et donc de conserver une température des parois basses.

Pour les guides à flux de gaz, le débit gazeux favorise aussi le refroidissement du milieu amplificateur en renouvelant les molécules actives du mélange.

Les gains les plus importants en haute pression (150-250 Torr) sont obtenus pour des mélanges riches en hélium.

Vu le grand nombre de paramètres à optimiser, seule une étude expérimentale permettra d'aboutir à un bon compromis.

I - 2 : CALCUL DES MODES D'UN GUIDE D'ONDE DIÉLECTRIQUE CREUX

DE SECTION RECTANGULAIRE

Ce problème a été étudié par plusieurs auteurs [8,23,24,25]. La solution la plus générale des équations de Maxwell dans un système de coordonnées cartésiennes s'obtient en superposant deux solutions particulières : l'onde transverse magnétique et l'onde transverse électrique [36].

On considère un guide diélectrique creux rectangulaire de section $2a \times 2b$, qu'on divise en six régions (figure I-4). La direction de propagation est choisie suivant l'axe des z . La constante diélectrique complexe du matériau est écrite sous la forme :

$$\epsilon = \epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \text{ où } \epsilon_0 \text{ est la constante diélectrique du vide}$$

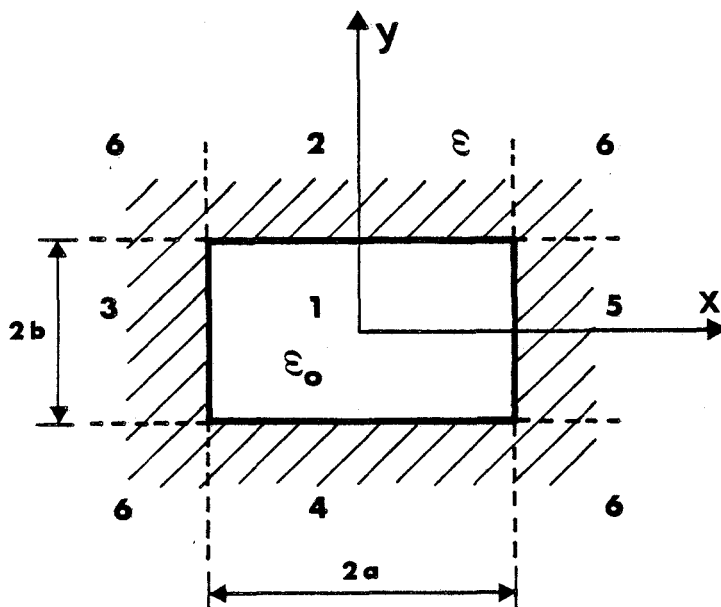


FIGURE I-4 : Coupe d'un guide d'onde diélectrique creux de section rectangulaire.

L'indice de réfraction complexe du diélectrique n est défini par :

$$n^2 = \epsilon'_r - j\epsilon''_r$$

On suppose que la perméabilité magnétique du diélectrique μ est égale à celle de l'espace libre μ_0 . On utilise la méthode de Bromwich pour résoudre le système d'équations de Maxwell.

I-2-1 : FONCTION U DE BROMWICH

Les équations de Maxwell peuvent s'écrire dans un milieu homogène non conducteur et non chargé de constante diélectrique ϵ et de perméabilité μ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1) \\ \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{D} = 0 \quad (3) \\ \text{div } \vec{B} = 0 \quad (4) \end{array} \right. \quad \text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \vec{D} = \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \end{array} \right.$$

I-2-1-1 : Onde transverse magnétique $H^x E^y$

En cherchant les solutions telles que $H_y = 0$ (onde transverse magnétique), on obtient à partir de l'équation (1) :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial E_z}{\partial x}$$

Si F est une fonction arbitraire telle que :

$$E_z = \frac{\partial F}{\partial z} \quad \text{et} \quad E_x = \frac{\partial F}{\partial x}$$

et si on introduit la fonction de Bromwich U telle que : $F = \frac{\partial U}{\partial y}$ alors les composantes du champ en fonction de U sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \\ E_z = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \\ E_y = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} H_x = -\epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial t} \\ H_y = 0 \\ H_z = \epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} \end{array} \right.$$

Ce qui conduit à l'équation différentielle que doit satisfaire U :

$$\Delta U = \epsilon\mu \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (5)$$

I-2-1-2 : Onde transverse électrique $E^x H^y$

De la même manière on peut chercher les solutions qui correspondent à $E_y = 0$ (onde transverse électrique). On trouve les expressions suivantes des composantes du champ :

$$\begin{cases} E_x = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial t} \\ E_y = 0 \\ E_z = -\mu \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} \end{cases} \quad \begin{cases} H_x = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \\ H_z = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \\ H_y = -\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \end{cases}$$

L'équation (5) est de nouveau vérifiée.

I-2-1-3 : Forme de la fonction U

On cherche des solutions de la forme :

$$U(x,y,z,t) = f(x) g(y) \exp\pm[\gamma z - j\omega t]$$

où γ est la constante de propagation complexe suivant l'axe des z.

I-2-2 : MODES DANS LE DIELECTRIQUE CREUX

Pour le calcul des modes on va utiliser une méthode similaire à celle de Marcatili [19] pour les guides d'onde rectangulaires diélectriques "pleins". Du fait que la structure est symétrique par rapport aux plans $x = 0$ et $y = 0$, les modes doivent être, soit symétriques, soit antisymétriques, par rapport à ces plans.

I-2-2-1 : Fonctions symétriques en x et en y

a) Expressions des champs dans chaque région du guide

En considérant le fait que le champ doit être fini partout et nul à l'infini on trouve les solutions suivantes des composantes des champs qui sont données au facteur multiplicatif près $\exp[-\gamma z + j\omega t]$

* Région 1

On prend une solution de la forme :

$$U_1(x,y,z,t) = \frac{A_1}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

où : γ_x et γ_y sont les constantes de propagation suivant les axes x et y

- $K = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ est la constante de propagation dans le vide.

En remplaçant cette solution dans l'équation (5) on trouve :

$$\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma^2 = -K^2 \quad 5(a)$$

On obtient facilement les expressions des composantes des champs transverse magnétique et transverse électrique par :

- Modes $H^x E^y$

$$\left[\begin{array}{l} E_x = A_1 \frac{\gamma_x \gamma_y}{K^2} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \operatorname{sh}(\gamma_y y) \\ E_y = A_1 \frac{\gamma_y^2 + K^2}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ E_z = -A_1 \frac{\gamma_y \gamma_x}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{sh}(\gamma_y y) \end{array} \right. \quad \left[\begin{array}{l} H_x = jA_1 \frac{\gamma_y}{K} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ H_y = 0 \\ H_z = jA_1 \frac{\gamma_x}{K} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \end{array} \right.$$

- Modes $E^x H^y$

$$\left[\begin{array}{l} E_x = -jA_1 \frac{\gamma}{K} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ E_y = 0 \\ E_z = -jA_1 \frac{\gamma_x}{K} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} H_x = A_1 \frac{\gamma_x \gamma_y}{K^2} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \operatorname{sh}(\gamma_y y) \\ H_y = A_1 \frac{\gamma_y + K^2}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ H_z = -A_1 \frac{\gamma_y \gamma}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{sh}(\gamma_y y) \end{array} \right.$$

* Régions 2 et 4

La solution est sous la forme :

$$U_2(x, y, z, t) = \frac{A_2}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y| - b)] e^{-\gamma z + j\omega t}$$

U_2 s'annule lorsque $|y|$ devient grand : d'après l'équation (5) :

$$\gamma_x^2 + \gamma_{y_2}^2 + \gamma^2 = -n^2 K^2 \quad (5(b))$$

où γ_{y_2} est la composante de la constante de propagation selon la direction y dans les régions 2 et 4 du diélectrique.

- Modes $H^x E^y$

$$\left[\begin{array}{l} E_x = \pm A_2 \frac{\gamma_x \gamma_{y_2}}{K^2} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y| - b)] \\ E_y = A_2 \frac{\gamma_{y_2}^2 + n^2 K^2}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y| - b)] \\ E_z = A_2 \frac{\gamma_{y_2} \gamma}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y| - b)] \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} H_x = jA_2 \frac{n\gamma}{K} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y| - b)] \\ H_y = 0 \\ H_z = jA_2 \frac{n\gamma_x}{K} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y_2| - b)] \end{array} \right.$$

- Modes $E^x H^y$

$$\left[\begin{array}{l} E_x = -jA_2 \frac{n\gamma_x \sqrt{\mu_0}}{K} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y|-b)] \\ E_y = 0 \\ E_z = -jA_2 \frac{n\gamma_x \sqrt{\mu_0}}{K} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y|-b)] \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} H_x = \pm A_2 \frac{\gamma_x \gamma_{y_2}}{K^2} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y|-b)] \\ H_y = A_2 \frac{\gamma_{y_2}^2 + n^2 K^2}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y|-b)] \\ H_z = \mp A_2 \frac{\gamma_{y_2} \gamma_x}{K^2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \exp[-\gamma_{y_2} (|y|-b)] \end{array} \right]$$

Lorsque le signe est double, le signe inférieur correspond à la région 2 et le signe supérieur à la région 4.

* Régions 3 et 5

On prend comme solution :

$$U_3(x, y, z, t) = \frac{A_3}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

U_3 s'annule lorsque $|x|$ devient grand. D'après l'équation (5) :

$$\gamma_{x_3}^2 + \gamma_y^2 + \gamma^2 = -n^2 K^2 \quad 5(c)$$

où γ_{x_3} est la composante de la constante de propagation suivant l'axe x dans les régions 3 et 5 du diélectrique.

L'expression des champs transverse magnétique et électrique est :

- Modes $H^x E^y$

$$\left[\begin{array}{l} E_x = \pm A_3 \frac{\gamma_{x_3} \gamma_y}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{sh}(\gamma_y y) \\ E_y = A_3 \frac{\gamma_y^2 + n^2 K^2}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ E_z = -A_3 \frac{\gamma_y \gamma_x}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{sh}(\gamma_y y) \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} H_x = jA_3 \frac{n\gamma_{x_3} \sqrt{\epsilon}}{K \mu_0} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ H_y = 0 \\ H_z = \pm jA_3 \frac{n\gamma_{x_3} \sqrt{\epsilon}}{K \mu_0} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \end{array} \right]$$

- Modes $E^x H^y$

$$\begin{bmatrix} E_x = -jA_3 \frac{n\gamma}{K} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ E_y = 0 \\ E_z = \mp jA_3 \frac{n\gamma_{x_3}}{K} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x = \pm A_3 \frac{\gamma_{x_3} \gamma_y}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{sh}(\gamma_y y) \\ H_y = A_3 \frac{\gamma_y^2 + n^2 K^2}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{ch}(\gamma_y y) \\ H_z = -A_3 \frac{\gamma_y \gamma}{K^2} \exp[-\gamma_{x_3} (|x|-a)] \operatorname{sh}(\gamma_y y) \end{bmatrix}$$

De la même façon, quand le signe est double, le signe inférieur correspond à la région 3 et le signe supérieur à la région 5.

b) Conditions aux limites et équations caractéristiques

Pour faciliter cette étude on fera les approximations suivantes :

$$\left| \frac{\gamma_x}{K} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\gamma_y}{K} \right| \ll 1 \quad \text{et} \quad \gamma \cong jK \tag{6}$$

Ce qui revient à ne prendre en compte que les modes de faibles pertes (qui sont ceux qui nous intéressent). De plus, nous n'examinerons pas les conditions aux limites dans la région 6 car les champs sont très faibles. La continuité des composantes tangentielles des champs sur les parois du guide conduisent aux expressions suivantes :

* Entre les régions 1 et 2 (ou 1 et 4), c'est-à-dire pour $|y| = b$

- Pour les modes $H^x E^y$

$$E_x \text{ et } E_z \rightarrow A_1 \gamma_y \operatorname{sh}(\gamma_y b) = -A_2 \gamma_{y_2} \tag{7(a)}$$

$$H_x \text{ et } H_z \rightarrow A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) = A_2 n^2$$

- Pour les modes $E^x H^y$

$$E_x \text{ et } E_z \rightarrow A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) = A_2 \tag{7(b)}$$

$$H_x \text{ et } H_z \rightarrow A_1 \gamma_y \operatorname{sh}(\gamma_y b) = A_2 \gamma_{y_2}$$

* Entre les régions 1 et 3 (ou 1 et 5), c'est-à-dire pour $|x| = a$

En tenant compte des approximations précédentes, la condition de continuité sur E_z (respectivement H_z) dont l'amplitude est très faible devant celle de E_y (respectivement H_y) sera négligée pour les modes $H^X E^Y$ (respectivement $E^X H^Y$).

- Pour les modes $H^X E^Y$

$$\begin{aligned} E_y &\rightarrow A_1 \operatorname{ch}(\gamma_x a) = A_3 n^2 \\ H_z &\rightarrow A_1 \gamma_x \operatorname{sh}(\gamma_x a) = -A_3 n^2 \gamma_x x_3 \end{aligned} \quad 8(a)$$

- Pour les modes $E^X H^Y$

$$\begin{aligned} E_z &\rightarrow A_1 \gamma_x \operatorname{sh}(\gamma_x a) = -A_3 \gamma_x x_3 \\ H_y &\rightarrow A_1 \operatorname{ch}(\gamma_x a) = A_3 n^2 \end{aligned} \quad 8(b)$$

L'ensemble de ces équations (5 à 8) conduit aux équations caractéristiques suivantes :

| <u>Modes $H^X E^Y$</u> | <u>Modes $E^X H^Y$</u> |
|--|--|
| $\left[\begin{aligned} \operatorname{th}^2(\gamma_x a) &= - \frac{(n^2-1)(Ka)^2}{(\gamma_x a)^2} \\ \operatorname{th}^2(\gamma_y b) &= - \frac{(n^2-1)(Kb)^2}{n^4(\gamma_y b)^2} \end{aligned} \right.$ | $\left[\begin{aligned} \operatorname{th}^2(\gamma_x a) &= - \frac{(n^2-1)(Ka)^2}{n^4(\gamma_x a)^2} \\ \operatorname{th}^2(\gamma_y b) &= - \frac{(n^2-1)(Kb)^2}{(\gamma_y b)^2} \end{aligned} \right.$ |

c) Résolution des équations caractéristiques par une méthode de perturbation

Si les dimensions du guide a et b sont grandes devant la longueur d'onde, ce qui est notre cas (rapport de l'ordre de 100 entre ces dimensions) alors :

$$\left| \frac{(n^2-1)(Ka)^2}{(\gamma_x a)^2} \right| \gg 1 \quad \text{et} \quad \operatorname{th}^2(\gamma_x a) \gg 1$$

Si on écrit $(\gamma_x a)$ sous la forme :

$$\gamma_x a = j \frac{\pi}{2} (2p-1) - \eta, \text{ où } p \text{ est un entier et } \eta \text{ est la perturbation, et si on utilise :}$$

$$\text{th}(\gamma_x a) = \text{th} \left[j \frac{\pi}{2} (2p-1) - \eta \right] \cong - \frac{1}{\text{th} \eta} \cong - \frac{1}{\eta}$$

alors :

$$\eta = \frac{\pi}{2} \frac{(2p-1)(n^2-1)^{-1/2}}{Ka}$$

De cette façon on trouve :

- Pour les modes $H^x E^y$

$$\left[\begin{array}{l} \gamma_x a = -(2p-1) \frac{\pi}{2Ka} R_e \left[(n^2-1)^{-1/2} \right] + j(2p-1) \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{Ka} I_m \left[(n^2-1)^{-1/2} \right] \right] \\ \gamma_y b = -(2q-1) \frac{\pi}{2Kb} R_e \left[n^2 (n^2-1)^{-1/2} \right] + j(2q-1) \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{Kb} I_m \left[n^2 (n^2-1)^{-1/2} \right] \right] \end{array} \right]$$

- Pour les modes $E^x H^y$

Il suffit de changer x en y, a en b, p en q et réciproquement

$$\left[\begin{array}{l} \gamma_x a = -(2p-1) \frac{\pi}{2Ka} R_e \left[n^2 (n^2-1)^{-1/2} \right] + j(2p-1) \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{Ka} I_m \left[n^2 (n^2-1)^{-1/2} \right] \right] \\ \gamma_y b = -(2q-1) \frac{\pi}{2Kb} R_e \left[(n^2-1)^{-1/2} \right] + j(2q-1) \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{Kb} I_m \left[(n^2-1)^{-1/2} \right] \right] \end{array} \right]$$

p et q sont deux entiers quelconques.

d) Constante de propagation

A partir de l'équation 5(a) on peut écrire :

$$\gamma^2 = -K^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2 = -K^2 \left[1 + \frac{\gamma_x^2 + \gamma_y^2}{K^2} \right]$$

En posant $\gamma = \alpha + j\beta$ et en utilisant les expressions donnant (γ_x^a) et (γ_y^b) et les approximations données par les relations (6) on trouve :

- Modes $H^X E^Y$
 $p_1 q_1$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left(\frac{p_1 \pi}{2Ka} \right)^2 R_e(N_1) + \frac{1}{b} \left(\frac{q_1 \pi}{2Kb} \right)^2 R_e(N_2) \\ \beta = K \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p_1 \pi}{2Ka} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Ka} I_m(N_1) \right) + \left(\frac{q_1 \pi}{2Kb} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Kb} I_m(N_2) \right) \right] \right\} \end{array} \right.$$

- Modes $E^X H^Y$
 $p_1 q_1$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left(\frac{p_1 \pi}{2Ka} \right)^2 R_e(N_2) + \frac{1}{b} \left(\frac{q_1 \pi}{2Kb} \right)^2 R_e(N_1) \\ \beta = K \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p_1 \pi}{2Ka} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Ka} I_m(N_2) \right) + \left(\frac{q_1 \pi}{2Kb} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Kb} I_m(N_1) \right) \right] \right\} \end{array} \right.$$

où : $p_1 = 2p-1$ et $q_1 = 2q-1$ sont des entiers impairs

$$N_1 = (n^2 - 1)^{-1/2} \quad \text{et} \quad n_2 = n^2 (n^2 - 1)^{-1/2}$$

On constate que :

- l'atténuation α , par propagation dans le guide, est d'autant plus forte que la section du guide est faible (variation en $\frac{1}{a^3}$ et $\frac{1}{b^3}$) et que l'ordre du mode est grand (variation en p_1^2 et q_1^2). Le mode le moins atténué est $E^X H^Y_{11}$ (ou $H^X E^Y_{11}$).

- la constante de propagation β du mode considéré dans le guide diffère d'autant plus de la constante de propagation dans l'espace libre que l'ordre du mode est élevé.

e) Expression approchée des champs

En tenant compte des approximations données par les expressions (6) et en faisant les approximations suivantes :

$$\gamma_x^a \cong j \frac{\pi}{2} p_1 \quad \text{et} \quad \gamma_y^b \cong j \frac{\pi}{2} q_1$$

On en déduit facilement les expressions approchées des champs à l'intérieur du guide.

- Pour les modes $H^X E^Y_{pq}$

$$E_x \cong -A_1 \frac{p_1 q_1 \pi^2}{4ab K^2} \sin\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \sin\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

$$E_y \cong A_1 \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right)$$

$$E_z \cong jA_1 \frac{q_1 \pi}{2bK} \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \sin\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

$$H_x \cong -A_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right)$$

$$H_y = 0$$

$$H_z \cong -jA_1 \frac{p_1 \pi}{2aK} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

- Pour les modes $E^X H^Y_{pq}$

$$E_x \cong A_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right)$$

$$E_y = 0$$

$$E_z \cong jA_1 \frac{p_1 \pi}{2aK} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

$$H_x \cong -A_1 \frac{p_1 q_1 \pi^2}{4ab K^2} \sin\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \sin\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

$$H_y \cong A_1 \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right)$$

$$H_z \cong jA_1 \frac{q_1 \pi}{2bK} \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \sin\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \cong 0$$

I-2-2-2 : Fonctions antisymétriques en x ou en y

Ce sont des fonctions de Bromwich de la forme :

$$U_1(x,y,z,t) = \frac{A_1}{K^2} \operatorname{sh}(\gamma_x x) \operatorname{ch}(\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

ou

$$U_1(x,y,z,t) = \frac{A_1}{A_2} \operatorname{ch}(\gamma_x x) \operatorname{sh}(\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

Les calculs de l'expression des champs et de la constante de propagation sont similaires à ceux que nous venons de faire. Il suffit de remplacer $\operatorname{sh}(\gamma_x x)$ par $\operatorname{ch}(\gamma_x x)$ et inversement. En particulier l'expression de la constante de propagation est identique mais avec p_2 et q_2 entiers pairs puisque c'est maintenant un $\operatorname{cth}(\gamma_x x) \gg 1$.

Si on néglige les composantes de faible amplitude proportionnelle à λ/a et λ/b , on remarque que les composantes E_x , E_z et H_z sont très faibles pour les modes $H^x E^y_{pq}$ ce qui correspond à un champ électrique polarisé selon l'axe des y, et que H_x , H_z et E_z sont très faibles pour les modes $E^x H^y_{pq}$, ce qui correspond à un champ électrique polarisé selon l'axe des x.

En conclusion, on peut rassembler l'expression des champs des modes de propagation dans un guide d'onde de section rectangulaire $2a \times 2b$ en un seul tableau. Les p_1 et q_1 sont des entiers impairs, les p_2 et q_2 sont des entiers pairs et n'importe quelle des quatre combinaisons possibles avec les deux accolades sont utilisables.

- Modes $H^x E^y_{pq}$

$$\left[\begin{array}{l} E_y = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_x = M_{pq} \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{p_1 \pi x}{2a}\right) \\ \sin\left(\frac{p_2 \pi x}{2a}\right) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{q_1 \pi y}{2b}\right) \\ \sin\left(\frac{q_2 \pi y}{2b}\right) \end{array} \right\} \exp[-\gamma z + j\omega t] \\ E_x \cong 0, E_z \cong 0, H_y = 0 \text{ et } H_z \cong 0 \end{array} \right.$$

$$\left[\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{a} \left(\frac{p\pi}{2Ka} \right)^2 R_e(N_1) + \frac{1}{b} \left(\frac{q\pi}{2Kb} \right)^2 R_e(N_2) \\ \beta &= K \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p\pi}{2Ka} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Ka} I_m(N_1) \right) + \left(\frac{q\pi}{2Kb} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Kb} I_m(N_2) \right) \right] \right\} \end{aligned} \right.$$

- Modes $E^x H^y_{pq}$

$$\left[\begin{aligned} E_x &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_y = M_{pq} \begin{Bmatrix} \cos\left(\frac{p_1\pi x}{2a}\right) \\ \sin\left(\frac{p_2\pi x}{2a}\right) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \cos\left(\frac{q_1\pi y}{2b}\right) \\ \sin\left(\frac{q_2\pi y}{2b}\right) \end{Bmatrix} \exp[-\gamma z + j\omega t] \\ E_y &= 0, E_z \cong 0, H_x \cong 0 \text{ et } H_z \cong 0 \\ \alpha &= \frac{1}{a} \left(\frac{p\pi}{2Ka} \right)^2 R_e(N_2) + \frac{1}{b} \left(\frac{q\pi}{2Kb} \right)^2 R_e(N_1) \\ \beta &= K \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p\pi}{2Ka} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Ka} I_m(N_2) \right) + \left(\frac{q\pi}{2Kb} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{Kb} I_m(N_1) \right) \right] \right\} \end{aligned} \right.$$

où M_{pq} est une constante de normalisation sur la surface de la section du guide égale à $1/\sqrt{ab}$.

La figure I-5 donne les lignes de champs de quelques modes $H^x E^y_{pq}$ d'après J. Degnan [33]

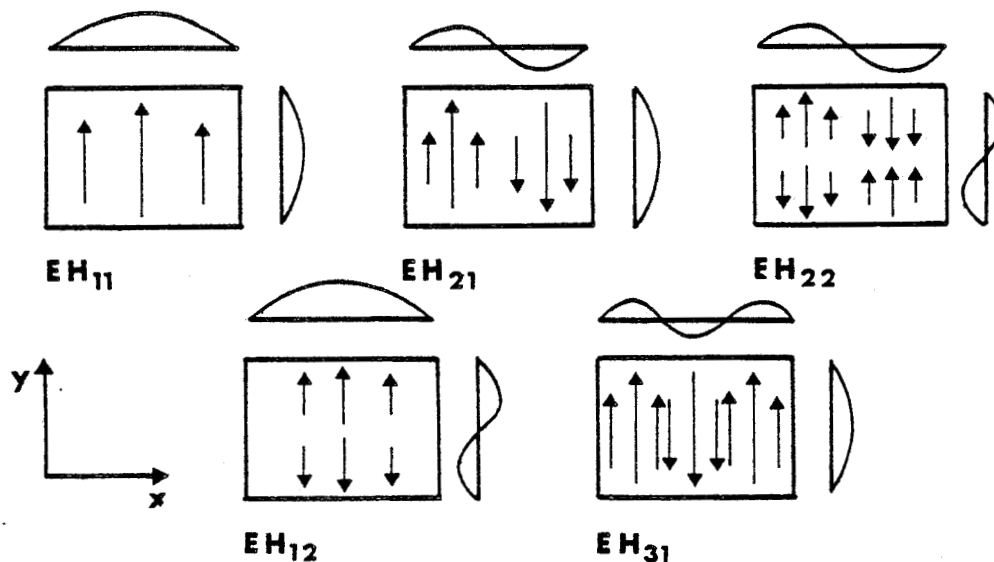


FIGURE I-5 : Quelques modes du guide d'onde de section rectangulaire.

I-2-2-3 : Polarisation du champ électrique

Dans ce paragraphe on se propose de déterminer la direction de polarisation du champ électrique \vec{E} , pour les matériaux diélectriques les plus souvent utilisés dans la construction des guides d'onde et pour les trois premiers modes EH_{11} , EH_{12} et EH_{22} .

Cette polarisation est déterminée à partir des coefficients d'atténuation respectives des modes $E^X H^Y$ et $H^X E^Y$. Ainsi donc, l'atténuation la plus faible va déterminer la polarisation du champ électrique.


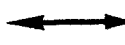
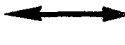
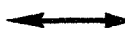
Nous avons fait ces calculs dans le cas d'un guide de section rectangulaire 4x2 mm et pour la longueur d'onde $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. Les tableaux 1 et 2 donnent respectivement l'indice de réfraction des différents matériaux diélectriques et la polarisation du champ électrique \vec{E} .

| Matériaux diélectriques | Indice de réfraction $n = \eta - iK$ | Référence |
|-------------------------------------|---|-----------------|
| Nitruure de Bore (BN) | $2.03 - j 1.5 \cdot 10^{-4}$ | |
| Oxyde de Béryllium (BeO) | $4.6 \cdot 10^{-2} - j 1.41$ | E.Loh 39 |
| Silice (SiO_2) | $1.95 - j 0.68$ | I. Simon 40 |
| Alumine (Al_2O_3) | $4.15 - j 4.2 \cdot 10^{-2}$ | E.K. Gorton 41 |

Tableau 1 : Indice de réfraction de quelques matériaux diélectriques

Les grandes valeurs de η et de K n'impliquent pas nécessairement que l'atténuation α soit grande.

Physiquement cela provient du fait que les matériaux de grande conductivité (grande K) et/ou de forte constante diélectrique (grand η) ont tendance à rejeter les champs électriques vers l'extérieur et à confiner le champ dans le guide |10|.

| Coefficient d'atténuation (m^{-1}) | BN | BeO | Al_2O_3 | SiO_2 | Polarisation privilégiée  |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--|
| α_{11}^x | $6.0 \cdot 10^{-3}$ | $1.3 \cdot 10^{-4}$ | $5.5 \cdot 10^{-3}$ | $5.3 \cdot 10^{-3}$ |  |
| α_{11}^y | $1.7 \cdot 10^{-2}$ | $3.6 \cdot 10^{-4}$ | $3.0 \cdot 10^{-2}$ | $1.5 \cdot 10^{-2}$ | |
| α_{12}^x | $1.8 \cdot 10^{-2}$ | $3.9 \cdot 10^{-4}$ | $1.0 \cdot 10^{-2}$ | $1.5 \cdot 10^{-2}$ |  |
| α_{12}^y | $6.6 \cdot 10^{-2}$ | $1.4 \cdot 10^{-3}$ | $1.2 \cdot 10^{-1}$ | $6.2 \cdot 10^{-2}$ | |
| α_{22}^x | $2.4 \cdot 10^{-2}$ | $5.2 \cdot 10^{-4}$ | $2.0 \cdot 10^{-2}$ | $2.0 \cdot 10^{-2}$ |  |
| α_{22}^y | $6.8 \cdot 10^{-2}$ | $1.4 \cdot 10^{-3}$ | $1.2 \cdot 10^{-1}$ | $6.0 \cdot 10^{-2}$ | |

TABEAU 2 : Polarisation du champ électrique \vec{E} et constante d'atténuation de quelques modes.

On remarque que quelque soit l'ordre du mode et la nature du matériau diélectrique utilisé la direction de polarisation du champ électrique est toujours suivant l'axe des x (polarisation parallèle au grand côté du guide). De plus, le BeO est le matériau qui a l'atténuation la plus faible.

Dans le cas où les guides d'onde sont fabriqués par deux matériaux diélectriques différents, la polarisation du champ électrique dépend des dimensions du guide.

Le tableau 3 donne les résultats pour un guide rectangulaire de section 4x2 mm.

Il convient de noter, que la polarisation du champ électrique \vec{E} est parallèle au côté du guide formé par le matériau qui a l'atténuation la plus faible (voir tableau 2). De plus, la direction de cette polarisation est fixée par la géométrie du guide d'onde (variation en $\frac{1}{a^3}$ et $\frac{1}{b^3}$ du coefficient d'atténuation). Ainsi donc, dans le cas de notre a laser b^3 qui est formé par deux guides d'onde parallèles de même section rectangulaire, la direction de polarisation est la même pour les deux guides.


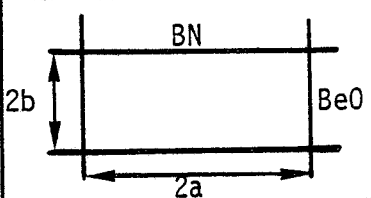

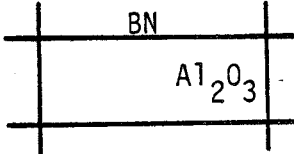

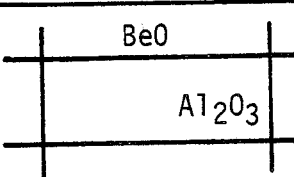

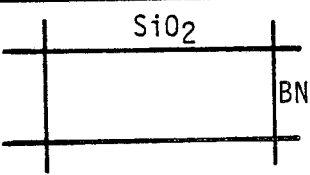

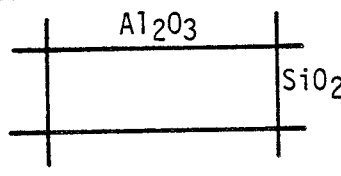

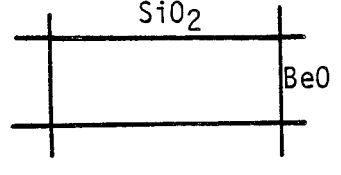

| Structure du guide | $\alpha_{11}^x (m^{-1})$ | $\alpha_{11}^y (m^{-1})$ | Polarisation privilégiée  |
|---|--------------------------|--------------------------|--|
|  | $2.1 \cdot 10^{-3}$ | $8.4 \cdot 10^{-4}$ |  |
|  | $3.8 \cdot 10^{-3}$ | $3.0 \cdot 10^{-2}$ |  |
|  | $1.7 \cdot 10^{-3}$ | $2.9 \cdot 10^{-2}$ |  |
|  | $5.8 \cdot 10^{-3}$ | $1.6 \cdot 10^{-2}$ |  |
|  | $7.1 \cdot 10^{-3}$ | $1.5 \cdot 10^{-2}$ |  |
|  | $2.0 \cdot 10^{-3}$ | $7.7 \cdot 10^{-4}$ |  |

Tableau 3 : Constante d'atténuation du mode EH_{11} pour différentes structures des guides d'onde creux.



CHAPITRE 2

ETUDE DE LA RÉPARTITION DE L'INTENSITÉ DES DEUX FAISCEAUX
LASERS ÉMIS PAR DEUX GUIDES D'ONDE PARALLÈLES
DE SECTION RECTANGULAIRE



INTRODUCTION

Dans le but d'avoir une très faible dimension d'impact au niveau de la zone à traiter, une forte densité de puissance et une coupe aussi fine que possible, les lasers destinés à être utilisés en milieu médical sont toujours munis d'une lentille de focalisation.

Cependant pour contrôler avec précision l'action du faisceau laser sur les tissus vivants, il est nécessaire de connaître la répartition de l'intensité de celui-ci dans le plan focal de la lentille ainsi que la dimension de la tâche de focalisation.

Les hypothèses simplificatrices que nous faisons pour le calcul théorique de l'intensité totale des deux faisceaux laser au foyer de la lentille sont de deux types : nous supposons d'abord que les deux guides d'onde émettent en mode fondamental HE_{11} (ou EH_{11}) (mode le moins atténué) et ensuite nous assimilons le faisceau laser à la sortie du guide à une onde gaussienne fondamentale de paramètres $W_{0x} = 0.70 a$ et $W_{0y} = 0.70 b$ (où a et b sont les demi-côtés du guide rectangulaire).

Nous rappelons dans une première partie les caractéristiques d'une onde gaussienne à géométrie rectangulaire et de sa focalisation par une lentille mince, ensuite nous exposons le calcul de la répartition de l'intensité totale des deux faisceaux au point de convergence.

II - 1 : RAPPELS SUR LES CARACTÉRISTIQUES D'UNE ONDE GAUSSIENNE

À GÉOMÉTRIE RECTANGULAIRE

Les faisceaux laser sont similaires, en beaucoup de points aux ondes planes, mais leur distribution n'est pas uniforme mais concentrée près de l'axe de propagation et leur front d'onde est légèrement courbe.

Si U est l'amplitude du champ et si on se limite au cas d'une onde gaussienne de mode fondamental, alors U doit satisfaire à l'équation de propagation suivante [34] :

$$\Delta U + K^2 U = 0 \quad (1)$$

où K est la constante de propagation.

Nous cherchons une solution de la forme :

$$U(x,y,z) = \psi(x,y,z) \exp(-jKz) \quad (2)$$

où $\psi(x,y,z)$ est une fonction complexe qui varie lentement avec z et qui représente la différence entre le faisceau laser et l'onde plane.

En négligeant $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$, l'équation (1) devient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2jK \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

On peut trouver une solution de (3) dans le cas d'une onde gaussienne de géométrie rectangulaire sous la forme :

$$\psi(x,y,z) = \exp \left\{ -j \left[P(z) + \frac{K}{2q_x(z)} x^2 + \frac{K}{2q_y(z)} y^2 \right] \right\} \quad (4)$$

où : $P(z)$ est une fonction complexe représentant le retard de phase suivant les directions x et y , associé à la propagation du faisceau.

$$P(z) = -\frac{1}{2} \left[\phi_x(z) + \phi_y(z) \right] - \frac{j}{2} \left[\text{Log} \left(\frac{W_x}{W_{0x}} \right) + \text{Log} \left(\frac{W_y}{W_{0y}} \right) \right] \quad (5)$$

avec

$$\begin{cases} \phi_x(z) = \text{arc tg} \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{0x}} \right) \\ \phi_y(z) = \text{arc tg} \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{0y}} \right) \end{cases}$$

La partie réelle de $P(z)$ représente le déphasage $\phi_x(z)$ (resp. $\phi_y(z)$) suivant la direction x (resp. y) le long de l'axe entre le faisceau gaussien et l'onde plane, tandis que la partie imaginaire correspond à un facteur d'amplitude qui donne la décroissance de l'intensité le long de l'axe (suivant les directions x et y) due à l'extension du faisceau.

$q_x(z)$ (resp. $q_y(z)$) est un paramètre complexe décrivant la variation gaussienne du champ avec la distance x (resp. y) à partir de l'axe optique.

$$\begin{cases} q_x(z) = z + j \frac{\pi W_{0x}^2}{\lambda} \\ q_y(z) = z + j \frac{\pi W_{0y}^2}{\lambda} \end{cases} \quad (6)$$

Les paramètres W_{0x} (W_{0y}) et W_x (W_y) sont définis dans le paragraphe suivant.

II-1-1 : PARAMETRES D'UN FAISCEAU GAUSSIEN DE GEOMETRIE RECTANGULAIRE

La propagation d'un faisceau laser rectangulaire est caractérisée par les paramètres R_x et W_x (resp. R_y et W_y) (où x et y se rapportent à la section rectangulaire du guide) (figure II-1) qui sont liés au paramètre q_x (resp. q_y) par la relation [20] :

$$\begin{cases} \frac{1}{q_x} = \frac{1}{R_x} - j \frac{\lambda}{\pi W_x^2} \\ \frac{1}{q_y} = \frac{1}{R_y} - j \frac{\lambda}{\pi W_y^2} \end{cases} \quad (7)$$

où : - R_x (resp. R_y) est le rayon de courbure du front d'onde suivant la direction x (resp. y)

- W_x (resp. W_y) est le rayon du faisceau suivant la direction x (resp. y), c'est la distance à laquelle le champ est réduit à $\frac{1}{e}$ de sa valeur sur l'axe x (resp. y).

Le faisceau gaussien présente une surface d'onde plane à la sortie du guide et a une largeur minimale $2W_{0x}$ (resp. $2W_{0y}$) qui est la ceinture du faisceau suivant la direction x (resp. y) où le front d'onde est plan ($R_x \rightarrow \infty$ et $R_y \rightarrow \infty$).

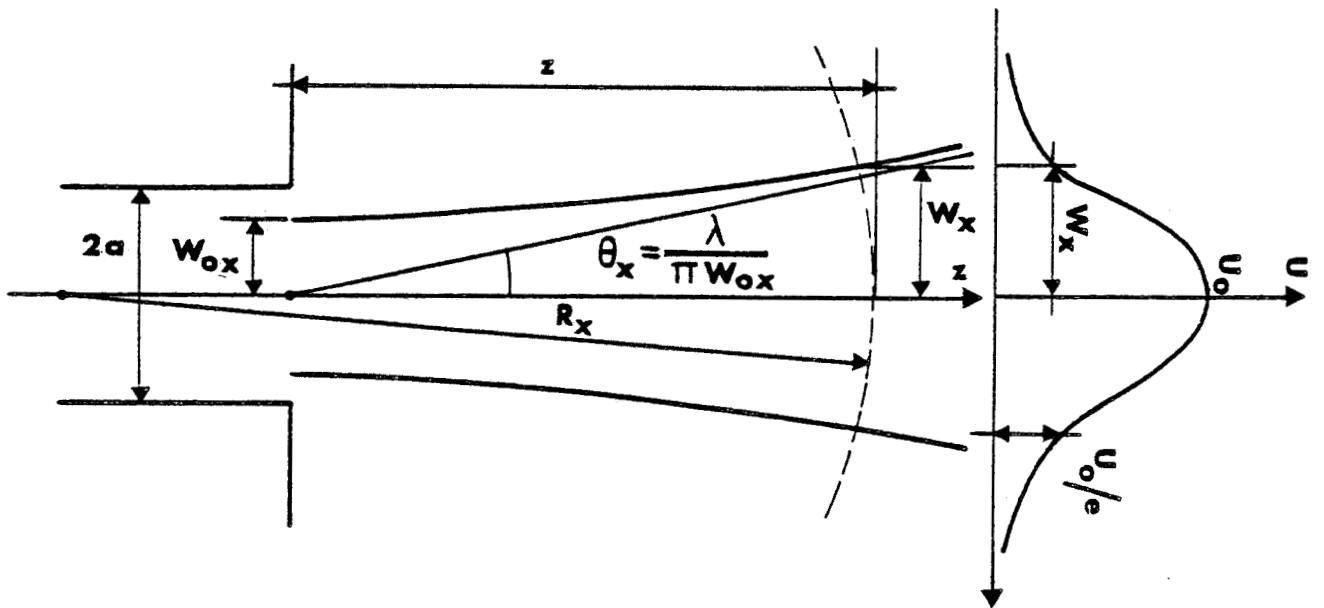


FIGURE II-1 : Géométrie d'une onde gaussienne à la sortie d'un guide d'onde de section rectangulaire suivant la direction x .

Si on mesure les valeurs de z sur l'axe de propagation à partir de cet endroit, alors l'évolution de W_x et R_x (resp. W_y et R_y) en fonction de z est donnée par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} W_x(z) = W_{0x} \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{0x}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \\ R_x(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_{0x}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} W_y(z) = W_{0y} \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{0y}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \\ R_y(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_{0y}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \end{array} \right. \quad (8)$$

II-1-2 : AMPLITUDE ET INTENSITE DU CHAMP

II-1-2-1 : Amplitude du champ

La fonction $\psi(x,y,z)$ prend finalement la forme suivante :

$$\psi(x,y,z) = \left[\frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z)W_y(z)} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \left(\frac{x^2}{W_x^2(z)} + \frac{y^2}{W_y^2(z)} \right) - j \left[\frac{K}{2} \left(\frac{x^2}{R_x(z)} + \frac{y^2}{R_y(z)} \right) - \frac{1}{2} (\Phi_x(z) + \Phi_y(z)) \right] \right\} \quad (9)$$

Pour un guide d'onde (monocanal) de section rectangulaire, l'amplitude du champ d'un mode gaussien fondamental est obtenue en reportant l'expression (9) dans la relation (2). Il en résulte donc la forme finale de l'amplitude du champ :

$$U(x,y,z) = U_0 \left[\frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z)W_y(z)} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \left(\frac{x^2}{W_x^2(z)} + \frac{y^2}{W_y^2(z)} \right) - j \left[Kz - \frac{1}{2} (\Phi_x(z) + \Phi_y(z)) + \frac{K}{2} \left(\frac{x^2}{R_x(z)} + \frac{y^2}{R_y(z)} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

où $U_0 = U(0,0,0)$ est l'amplitude maximale du champ à la sortie de chaque guide d'onde, qu'on prendra égale à l'unité ($U_0 = 1$).

$U(x,y,z)$ peut se mettre sous la forme :

$$U(x,y,z) = U_x(x,z)U_y(y,z)\exp(-jKz) \quad (11)$$

Avec :

$$U_x(x,z) = \left(\frac{W_{0x}}{W_x(z)} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{x^2}{W_x^2(z)} - j \left[\frac{K}{2} \frac{x^2}{R_x(z)} - \frac{1}{2} \Phi_x(z) \right] \right\} \quad (11a)$$

$$U_y(y,z) = \left(\frac{W_{0y}}{W_y(z)} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{y^2}{W_y^2(z)} - j \left[\frac{K}{2} \frac{y^2}{R_y(z)} - \frac{1}{2} \Phi_y(z) \right] \right\} \quad (11b)$$

Les expressions (11) montrent bien la variation gaussienne en x et y du champ ainsi que l'existence selon les directions x et y des paramètres du faisceau (W_x, W_y, R_x et R_y).

II-1-2-2 : Intensité du champ

L'intensité du champ du rayonnement laser en tout point (x,y,z) est donnée par :

$$I(x,y,z) = |U(x,y,z)|^2 = U_x U_x^* U_y U_y^*$$

d'où il en résulte que :

$$I(x,y,z) = I_0 \frac{W_{0x} W_{0y}}{W_x(z) W_y(z)} \exp \left\{ -2 \left(\frac{x^2}{W_x^2(z)} + \frac{y^2}{W_y^2(z)} \right) \right\} \quad (12)$$

où $I_0 = I(0,0,0)$ est l'intensité maximale du rayonnement laser à la sortie de chaque guide prise égale à l'unité ($I_0 = 1$).

II-1-3 : TRANSFORMATION DES PARAMETRES D'UNE ONDE GAUSSIENNE PAR UNE LENTILLE MINCE

Une lentille mince de distance focale f transforme un faisceau gaussien caractérisé par un rayon de courbure R_{x-} (resp. R_{y-}) juste à gauche de la lentille en un faisceau de rayon de courbure R_{x+} (resp. R_{y+}) juste à droite suivant la loi |35| :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R_{x+}} = \frac{1}{R_{x-}} - \frac{1}{f} \\ \frac{1}{R_{y+}} = \frac{1}{R_{y-}} - \frac{1}{f} \end{array} \right. \quad (13)$$

En introduisant les paramètres q_{x-} et q_{x+} (resp. q_{y-} et q_{y+}) immédiatement avant et après la lentille, ces relations deviennent (figure II-2) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{q_{x+}} = \frac{1}{q_{x-}} - \frac{1}{f} \\ \frac{1}{q_{y+}} = \frac{1}{q_{y-}} - \frac{1}{f} \end{array} \right. \quad (14)$$

où q_{x-} et q_{x+} (resp. q_{y-} et q_{y+}) ont été mesurés au niveau de la lentille.

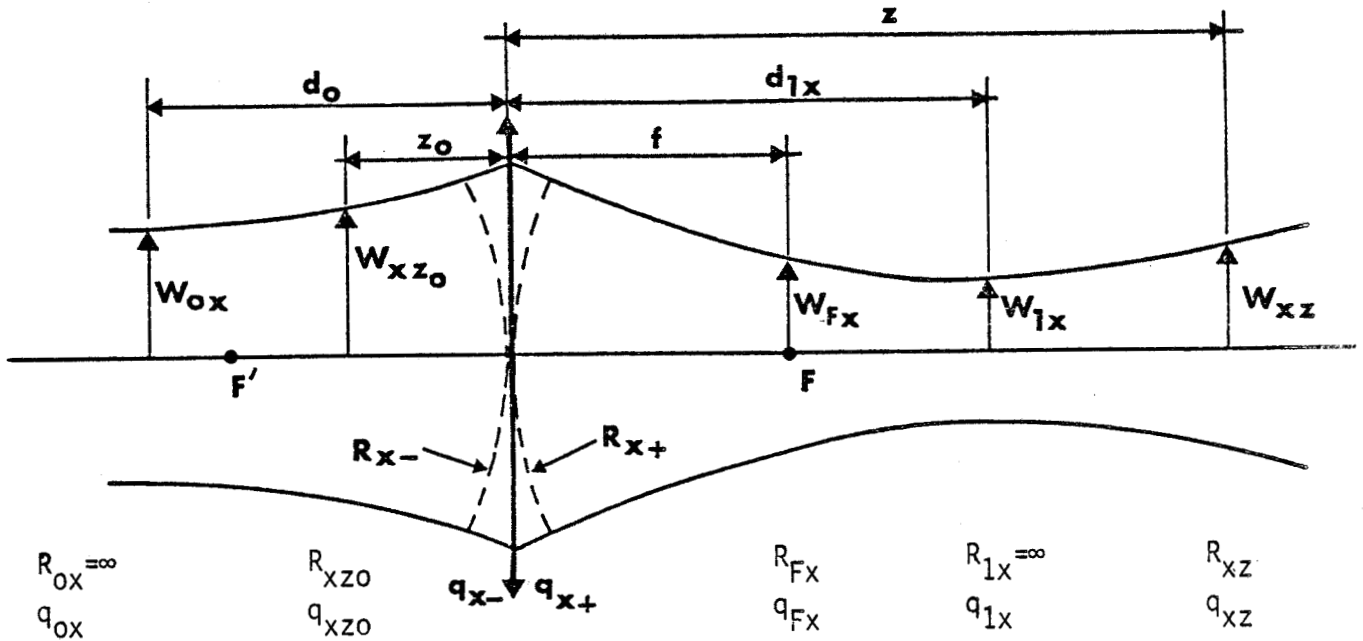


FIGURE II-2 : Transformation d'un faisceau gaussien de géométrie rectangulaire par une lentille mince suivant la direction x .

Une lentille ne modifie pas la structure fondamentale d'un mode, seuls les paramètres du faisceau R_x et W_x (resp. R_y et W_y) sont modifiés.

A une distance z quelconque de la lentille, le paramètre du faisceau q_{xz} (resp. q_{yz}) peut s'exprimer en fonction du paramètre q_{xz0} (resp. q_{yz0}) se trouvant à une distance z_0 avant la lentille par la relation (figure II-2) :

$$q_{xz} = \frac{(1-z/f)q_{xz0} + (z_0+z-z_0z/f)}{-(q_{xz0}/f) + (1-z_0/f)} \quad (15)$$

avec

$$\begin{cases} \frac{1}{q_{xz0}} = \frac{1}{R_{xz0}} - j \frac{\lambda}{W_{xz0}^2} \\ \frac{1}{q_{xz}} = \frac{1}{R_{xz}} - j \frac{\lambda}{\pi W_{xz}^2} \end{cases} \quad (\text{idem en } y)$$

Après avoir traversé une lentille, un faisceau gaussien de géométrie rectangulaire possède deux positions d_{1x} et d_{1y} correspondant respectivement à des largeurs minimales du faisceau w_{1x} (tel que $R_{1x} = \infty$) et w_{1y} (tel que $R_{1y} = \infty$), suivant les directions x et y (figure II-3).

Ces deux positions sont données en fonction de la distance séparant l'extrémité du guide d'onde et la lentille d_0 (là où l'onde est plane $R_{0x} \rightarrow \infty$ et $R_{0y} \rightarrow \infty$) par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} d_{1x} = f - \frac{f - d_0}{(1-d_0/f)^2 + \left(\frac{b_{0x}}{2f}\right)^2} \quad \text{avec } b_{0x} = \frac{2\pi w_{0x}^2}{\lambda} \\ d_{1y} = f - \frac{f - d_0}{(1-d_0/f)^2 + \left(\frac{b_{0y}}{2f}\right)^2} \quad \text{avec } b_{0y} = \frac{2\pi w_{0y}^2}{\lambda} \end{array} \right. \quad (16)$$

On peut noter que ces deux distances diffèrent de la distance focale sauf dans le cas où $d_0 = f$ ($d_{1x} = d_{1y}$).

Les valeurs minimales de la largeur du faisceau suivant les directions x et y après la lentille sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_{1x} = w_{0x} \left[\left(1 - \frac{d_0}{f}\right)^2 + \left(\frac{b_{0x}}{2f}\right)^2 \right]^{-1/2} \\ w_{1y} = w_{0y} \left[\left(1 - \frac{d_0}{f}\right)^2 + \left(\frac{b_{0y}}{2f}\right)^2 \right]^{-1/2} \end{array} \right. \quad (17)$$

Dans le plan focal de la lentille, les dimensions du faisceau sont obtenues en appliquant l'équation (15) au cas où $z = f$ et $z_0 = d_0$, alors la largeur du faisceau w_{F_x} (resp. w_{F_y}) s'exprime par :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_{F_x} = \frac{\lambda}{\pi w_{0x}} \quad f = \theta_x f \\ w_{F_y} = \frac{\lambda}{\pi w_{0y}} \quad f = \theta_y f \end{array} \right. \quad (18)$$

On remarque que W_{F_x} (resp. W_{F_y}) augmente linéairement avec la distance focale et ne dépend que de la largeur du faisceau à la sortie du guide d'onde donc des dimensions de celui-ci.

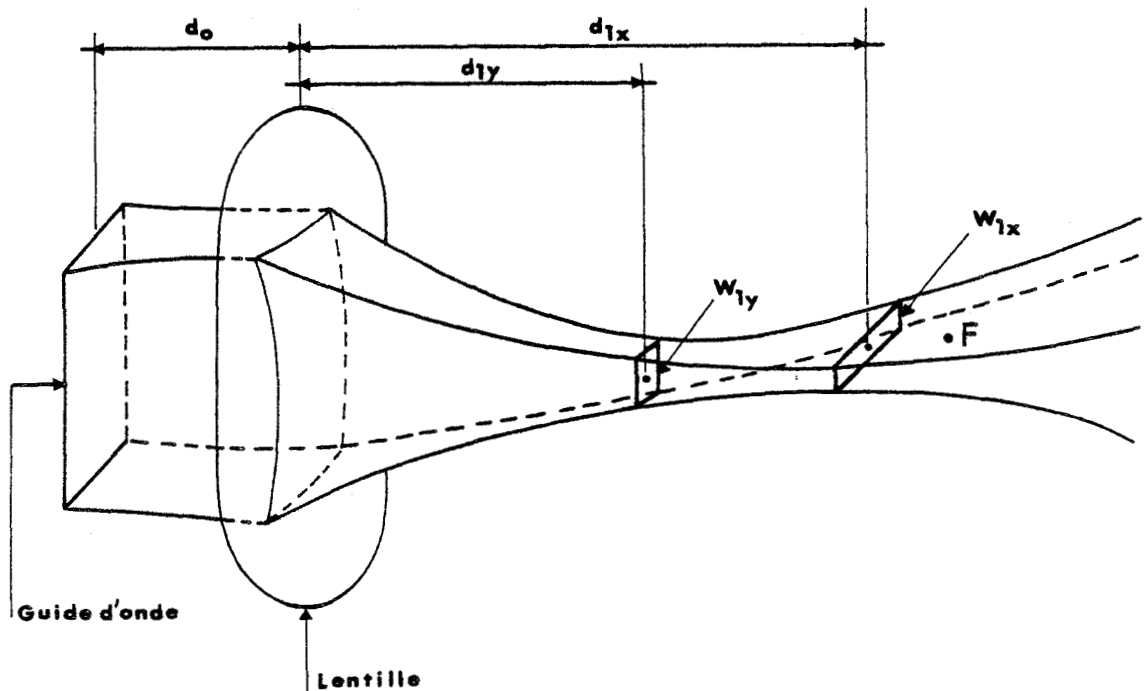


FIGURE II-3 : Géométrie d'un faisceau gaussien rectangulaire à la sortie d'une lentille.

Les courbes II-4 et 5 représentent respectivement l'évolution des largeurs minimales d'un faisceau gaussien fondamental de paramètres W_{0x} et W_{0y} après la lentille (W_{1x} et W_{1y}) et à son foyer (W_{F_x} et W_{F_y}) et les positions de ces largeurs minimales en fonction de la distance focale pour différentes valeurs de d_0 (distance extrémité du guide-lentille).

Ces courbes ont été tracées pour un guide rectangulaire de section $4,4 \times 1,95 \text{ mm}^2$. On peut noter d'une part, une variation plus rapide de la largeur du faisceau au foyer de la lentille W_{F_y} que celle de W_{F_x} (car

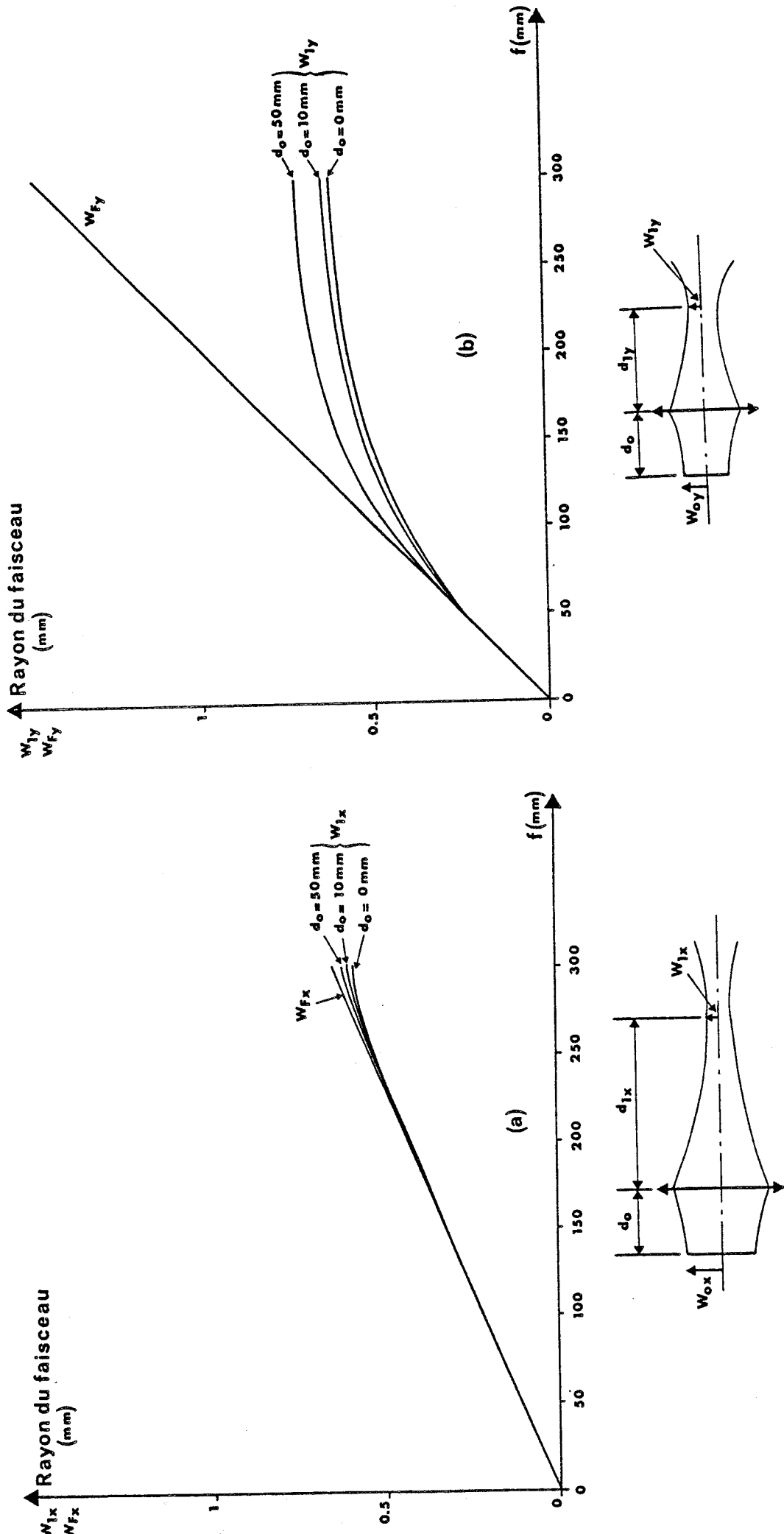


FIGURE II-4 : Largeur minimale du faisceau W_{1x} (resp. W_{1y}) après la lentille et largeur à son foyer W_{Fx} (resp. W_{Fy}) courbes (a) et (b) en fonction de la distance focale et pour différentes valeurs de d_o .

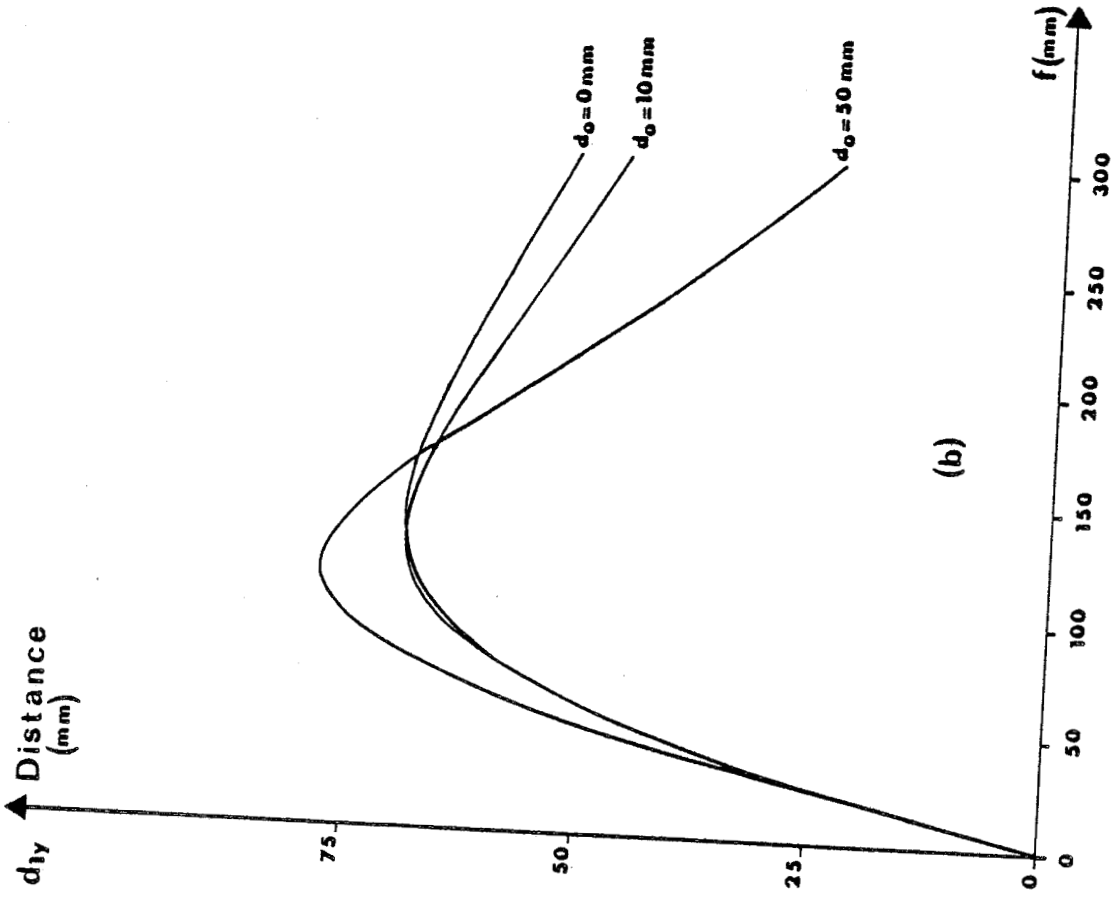
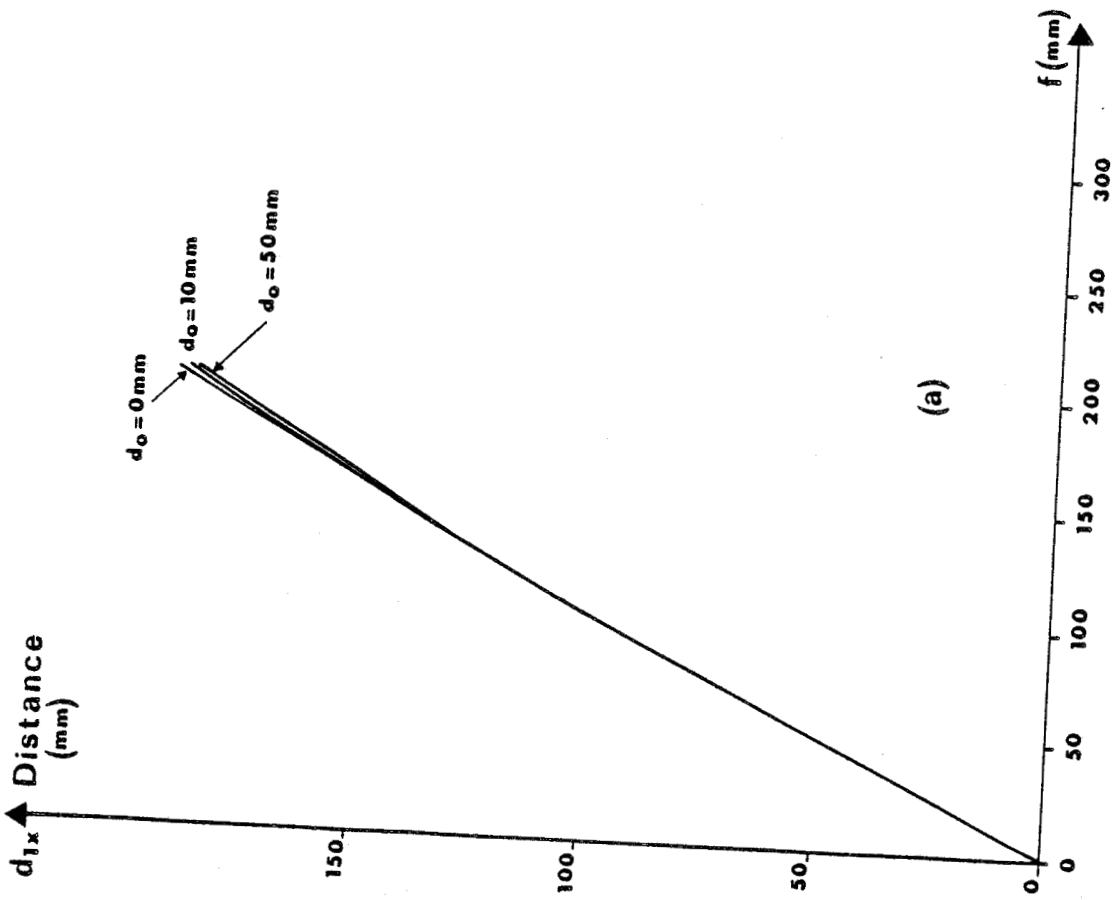


FIGURE II-5 : Variation de la position de la largeur minimale du faisceau suivant l'axe x (courbes a) et suivant y (courbes b) après la lentille en fonction de la distance focale et pour différentes valeurs de d_0 ($W_{0x} = 1.547$ mm et $W_{0y} = 0.685$ mm).

la pente est double $\theta_y \approx 2\theta_x$) (figure II-4) et d'autre part une indépendance de W_{1x} et W_{1y} avec la distance guide-lentille d_0 pour des lentilles de distance focale inférieure à 50 mm, ce qui favorise une miniaturisation de la source laser.

Sur les courbes II-5, on remarque que la position d_{1x} de la largeur minimale du faisceau W_{1x} devient indépendante de d_0 pour des distances focales inférieures à 150 mm et augmente linéairement avec celle-ci.

II - 2 : INTENSITÉ TOTALE DES DEUX FAISCEAUX AU POINT DE

CONVERGENCE

II-2-1 : HYPOTHESES DE FOCALISATION

Dans l'hypothèse des rayons paraxiaux et en négligeant les aberrations de la lentille, la superposition des deux faisceaux émergeant des deux guides d'onde de section rectangulaire se fait au foyer de la lentille. On notera que le point de croisement des deux faisceaux ne coïncide pas en général avec le minimum de leurs largeurs (Figure II-6).

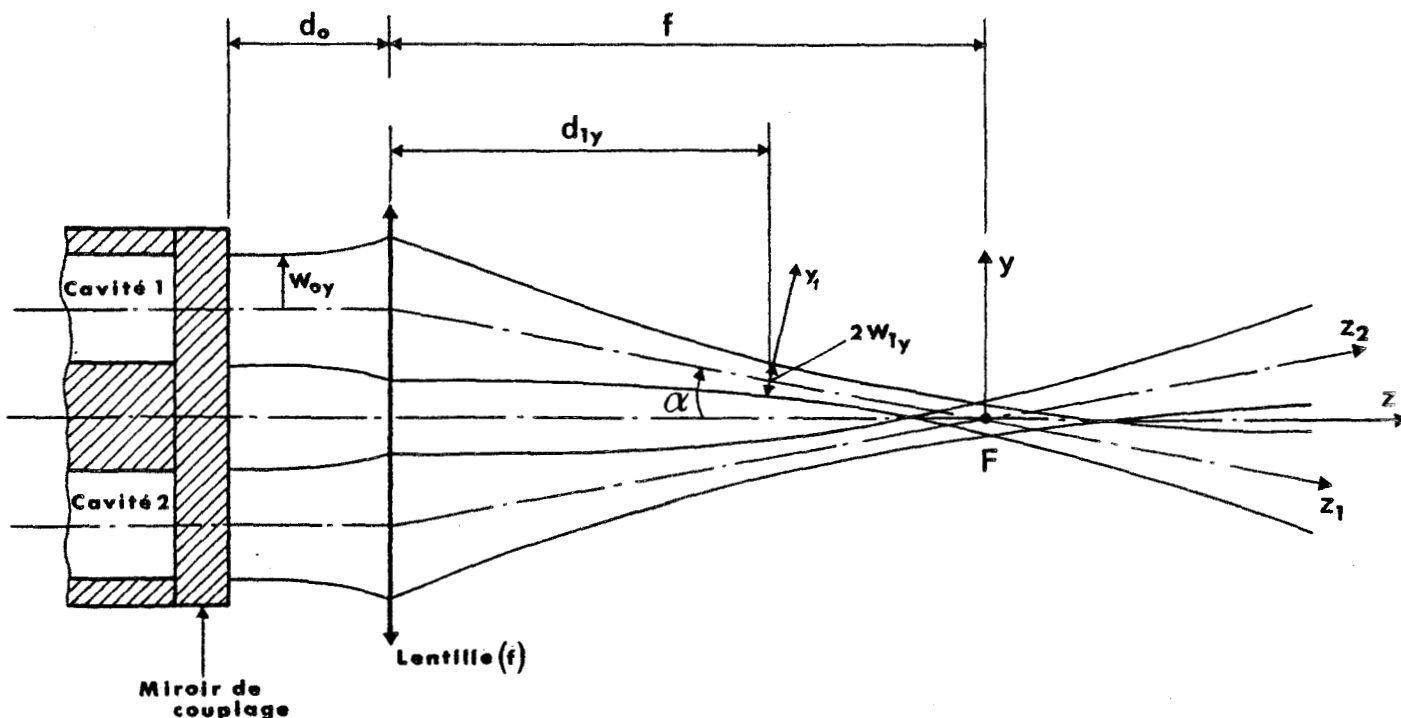


FIGURE II-6 : Schéma de focalisation des deux faisceaux laser par une lentille mince (coupe dans le plan YZ).

Pour déterminer la répartition de l'intensité totale des deux faisceaux en tout point après la lentille, on définit un repère (x_n, y_n, z_n) (où $n = 1$ ou 2 suivant le faisceau considéré) faisant un angle α avec l'axe optique et centré sur l'un des minimums de largeurs W_{1x} ou W_{1y} (identiques pour les deux faisceaux) pour chaque faisceau après la lentille (Figure II-6).

Afin de faciliter les calculs, il est commode de définir un nouveau repère (X, Y, Z) centré cette fois-ci au foyer de la lentille (Figure II-6).

Alors les coordonnées (x_n, y_n, z_n) s'expriment en fonction des nouvelles coordonnées (X, Y, Z) pour chaque faisceau par :

| <u>Faisceau 1</u> | <u>Faisceau 2</u> |
|--|---|
| $x_1 = X$ | $x_2 = X$ |
| $y_1 = Y \cos \alpha + Z \sin \alpha$ | $y_2 = Y \cos \alpha - Z \sin \alpha$ |
| $z_{1x} = -Y \sin \alpha + Z \cos \alpha + \frac{f-d_{1x}}{\cos \alpha}$ | $z_{2x} = Y \sin \alpha + Z \cos \alpha + \frac{f-d_{1x}}{\cos \alpha}$ |
| $z_{1y} = -Y \sin \alpha + Z \cos \alpha + \frac{f-d_{1y}}{\cos \alpha}$ | $z_{2y} = Y \sin \alpha + Z \cos \alpha + \frac{f-d_{1y}}{\cos \alpha}$ |

où d_{1x} et d_{1y} sont donnés par les expressions (16).

A l'aide de ces expressions et en appliquant les résultats antérieurs, on peut déterminer la répartition spatiale de l'intensité totale des deux faisceaux lasers en tout plan perpendiculaire à l'axe optique ($Z = \text{constant}$).

II-2-2 : REPARTITION SPATIALE DE L'INTENSITE TOTALE DES DEUX FAISCEAUX

II-2-2-1 : Cas des faisceaux incohérents

C'est le cas où les deux guides d'onde composant le laser émettent sur des raies différentes.

Alors l'intensité totale des deux faisceaux en un point quelconque après la lentille de coordonnées (X, Y, Z) est la somme de l'intensité de chaque faisceau qui est donnée par :

$$I(X,Y,Z) = \sum_{n=1}^2 |U_n(x_n, y_n, z_n)|^2 \quad (19)$$

avec $U_n(x_n, y_n, z_n) = U_{nx}(x_n, z_n)U_{ny}(y_n, z_n)\exp(-jKz_n)$

où n correspond au numéro du faisceau et prend les valeurs 1 et 2.

Il vient donc :

$$I(X,Y,Z) = \sum_{n=1}^2 \frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z_{nx})W_y(z_{ny})} \exp \left\{ -2 \left[\frac{x_n^2}{W_x^2(z_{nx})} + \frac{y_n^2}{W_y^2(z_{ny})} \right] \right\} \quad (20)$$

avec

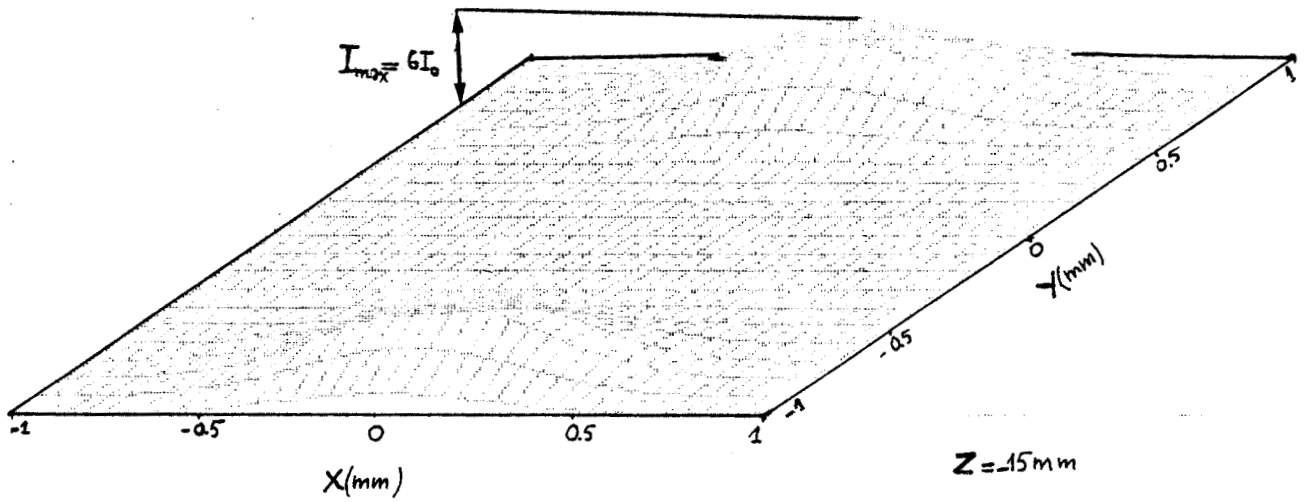
$$\begin{cases} W_x(z_{nx}) = W_{1x} \left[1 + \left(\frac{\lambda z_{nx}}{\pi W_{1x}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \\ W_y(z_{ny}) = W_{1y} \left[1 + \left(\frac{\lambda z_{ny}}{\pi W_{1y}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \end{cases}$$

où : - $I(X,Y,Z)$ est calculé par rapport à l'intensité maximale I_0 à la sortie de l'un des guides d'onde prise égale à l'unité ($I_0 = 1$)

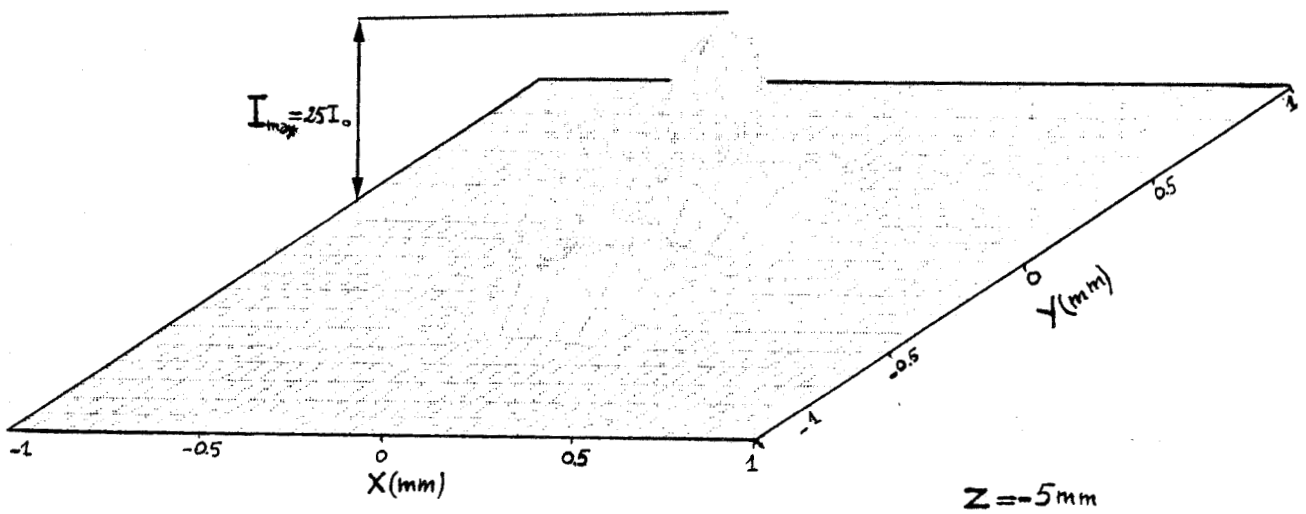
- $W_x(z_{nx})$ (resp. $W_y(z_{ny})$) est la largeur du faisceau après la lentille selon la direction x (resp. y) à la position z_{nx} (resp. z_{ny})

- W_{1x} (resp. W_{1y}) est la largeur minimale du faisceau après la lentille selon la direction x (resp. y) à la position d_{1x} (resp. d_{1y}) (Figure II-3).

Nous avons tracé les courbes II-7 (a,b,c) qui représentent la répartition spatiale de l'intensité des deux faisceaux laser, dans le plan de convergence de ceux-ci $Z = 0$ mm (plan focal, courbe (c)) et à des distances $Z = -5$ mm et $Z = -15$ mm entre la lentille et son foyer (courbe (b) et (a)), pour une lentille de distance focale $f = 40$ mm et $d_0 = 10$ mm (distance lentille-extrêmité du guide).



(a)



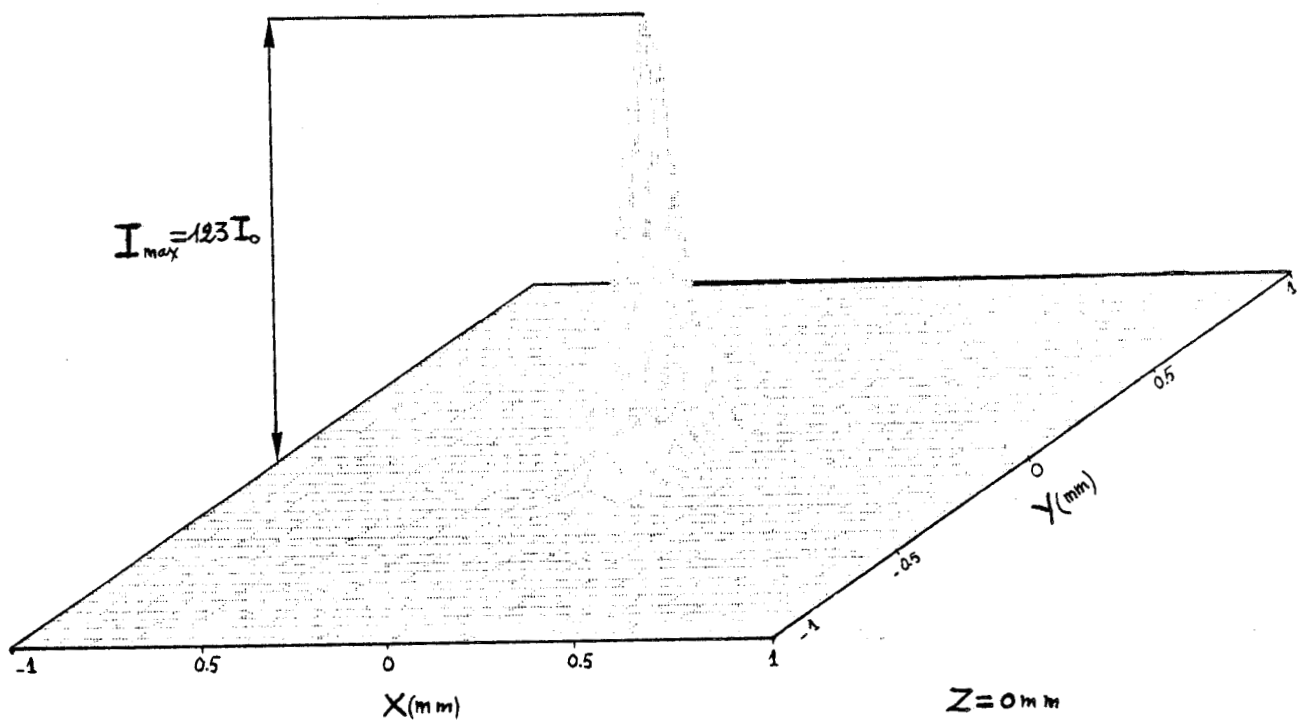
(b)



FIGURE II-7 : Répartition spatiale de l'intensité totale des deux faisceaux dans le cas où ceux-ci sont indépendants ($f = 40$ mm et $d_0 = 10$ mm) pour différentes valeurs de Z (I_0 : intensité maximale de chaque faisceau à la sortie du guide) (courbes a, b et c).

Ces courbes correspondent au cas où les deux guides d'ondes formant le laser ont chacun une section rectangulaire de $4,4 \times 1,95 \text{ mm}^2$ et émettant sur deux fréquences différentes.

On peut noter la forme gaussienne suivant les directions x et y de l'intensité totale dans le plan focal de la lentille et la reproduction de la géométrie rectangulaire au foyer de la lentille.



(C)

II-2-2-2 : Cas des faisceaux cohérents

Dans ce cas les deux cavités formant le laser sont supposées couplées entre elles, émettant ainsi à la même fréquence.

L'intensité résultante des deux faisceaux est donnée par :

$$I(X,Y,Z) = \sum_{n=1}^2 U_n(x_n, y_n, z_n) \cdot \sum_{n=1}^2 U_n^*(x_n, y_n, z_n) \quad (21)$$

En vertu de la relation (11), $I(X,Y,Z)$ se met sous la forme :

$$I(X,Y,Z) = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1 U_2^* + U_2 U_1^* = I_1 + I_2 + J$$

où J est le terme qui met en évidence le phénomène d'interférence entre les deux rayonnements au foyer de la lentille.

Finalement l'intensité s'écrit :

$$\begin{aligned} I(X,Y,Z) = & \frac{W_{0x} W_{0y}}{W_x(z_{1x}) W_y(z_{1y})} \exp \left\{ -2 \left[\frac{x_1^2}{W_x^2(z_{1x})} + \frac{y_1^2}{W_y^2(z_{1y})} \right] \right\} + \frac{W_{0x} W_{0y}}{W_x(z_{2x}) W_y(z_{2y})} \cdot \\ & \exp \left\{ -2 \left[\frac{x_2^2}{W_x^2(z_{2x})} + \frac{y_2^2}{W_y^2(z_{2y})} \right] \right\} + \frac{2W_{0x} W_{0y}}{[W_x(z_{1x}) W_y(z_{1y}) W_x(z_{2x}) W_y(z_{2y})]^{1/2}} \cdot \\ & \exp \left\{ - \left[\frac{x_1^2}{W_x^2(z_{1x})} + \frac{y_1^2}{W_y^2(z_{1y})} \right] - \left[\frac{x_2^2}{W_x^2(z_{2x})} + \frac{y_2^2}{W_y^2(z_{2y})} \right] \right\} \cos \left\{ \frac{K}{2} \left[\left(\frac{x_1^2}{R_x(z_{1x})} + \frac{y_1^2}{R_y(z_{1y})} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\frac{x_2^2}{R_x(z_{2x})} + \frac{y_2^2}{R_y(z_{2y})} \right) \right] - K(z_1 - z_2) - \frac{1}{2} [(\phi_{1x} + \phi_{1y}) - (\phi_{2x} + \phi_{2y})] \right\} \quad (22) \end{aligned}$$

où :

$$\phi_{nx} = \arctg\left(\frac{\lambda z_{nx}}{\pi W_{1x}^2}\right) \quad R_x(z_{nx}) = z_{nx} \left[1 + \left(\frac{\pi W_{1x}^2}{\lambda z_{nx}}\right)^2 \right]$$

$$\phi_{ny} = \arctg\left(\frac{\lambda z_{ny}}{\pi W_{1y}^2}\right) \quad R_y(z_{ny}) = z_{ny} \left[1 + \left(\frac{\pi W_{1y}^2}{\lambda z_{ny}}\right)^2 \right]$$

$$z_n = z_{nx} \text{ (ou } z_{ny}) \quad \text{avec } n = 1 \text{ et } 2$$

Les courbes II-7 (a,b) montrent la répartition spatiale de l'intensité totale des deux faisceaux laser dans le cas où ceux-ci sont cohérents, à des distances $Z = 0$ mm et $Z = -3$ mm pour une lentille de distance focale $f = 40$ mm et pour $d_0 = 10$ mm.

On peut remarquer d'une part, l'existence d'un phénomène d'interférence caractérisé par un pic central intense et plusieurs pics secondaires (courbe (a)) et d'autre part, que la dimension de la tache des deux faisceaux dans le plan de convergence ne dépend pas de la cohérence ou de l'incohérence de ceux-ci.

En outre, ce phénomène d'interférence n'existe que suivant la direction Y . Par ailleurs, l'intensité maximale atteinte dans ce cas là est le double de celle obtenue dans le cas des faisceaux indépendants (car dans l'expression (22) la valeur du terme d'interférence au foyer de la lentille fait augmenter l'intensité totale d'un facteur deux).

Ce résultat met en évidence l'avantage qu'il y a à coupler entre eux les deux guides d'onde afin d'obtenir une cohérence dans leurs émissions.

II - 3 : DIMENSIONS DE LA TACHE DE FOCALISATION

La détermination de la surface d'impact théorique des deux faisceaux supposés émettant sur le mode gaussien fondamental (et par extension sur mode HE_{11}) dans le plan focal de la lentille est réalisée en mesurant les largeurs du faisceau W_{Fx} et W_{Fy} au foyer selon les directions x et y .

Cette tache de focalisation supposée de forme elliptique ($S = \pi W_{Fx} W_{Fy}$) a été calculée à I/e^2 (I : intensité totale des deux faisceaux au foyer).

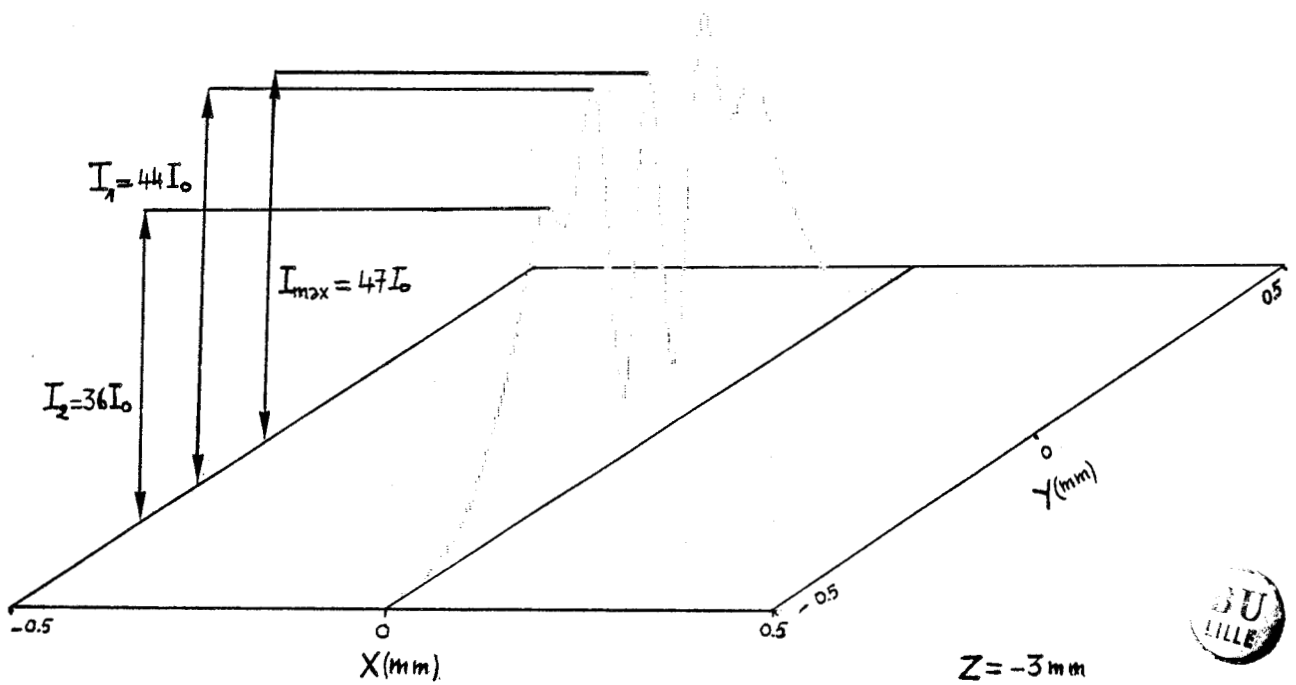
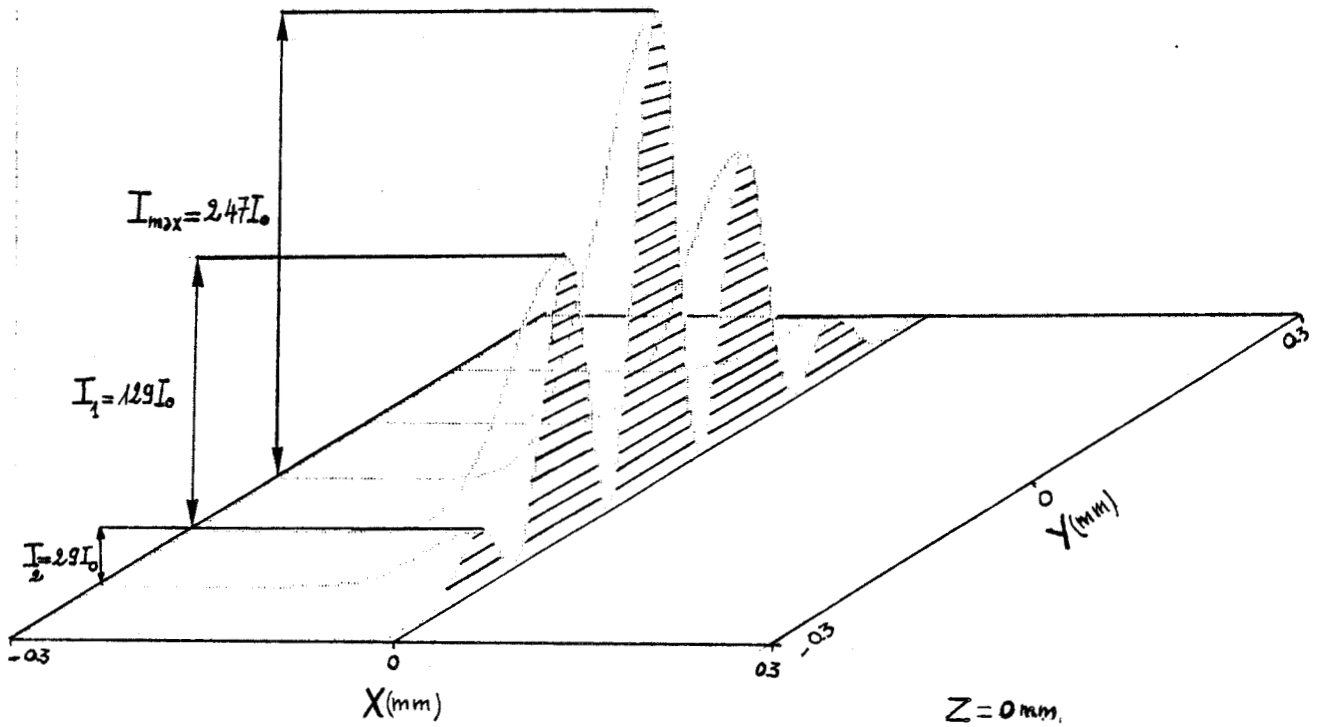


FIGURE II-8 : Répartition spatiale de l'intensité totale des deux faisceaux à $Z = 0$ mm et $Z = -3$ mm, pour $f = 40$ mm et $d_0 = 10$ mm. Cas des faisceaux cohérents.



Dans le tableau II-1 sont rassemblées les dimensions de la tache de focalisation ainsi que l'intensité totale maximale pour trois lentilles différentes (les valeurs des intensités qui sont données correspondant au cas des faisceaux indépendants).

| f (mm) | w_{Fx} (mm) | w_{Fy} (mm) | Surface d'impact théorique (mm ²) | Intensité maximale totale au foyer : I/I_0 |
|--------|---------------|---------------|---|--|
| 20 | 0.042 | 0.095 | $1.2 \cdot 10^{-2}$ | 530 |
| 40 | 0.087 | 0.192 | $5.2 \cdot 10^{-2}$ | 123 |
| 100 | 0.125 | 0.490 | $33 \cdot 10^{-2}$ | 20 |

TABLEAU II-1 : Tache de focalisation du laser pour trois lentilles différentes et pour $d_0 = 10$ mm

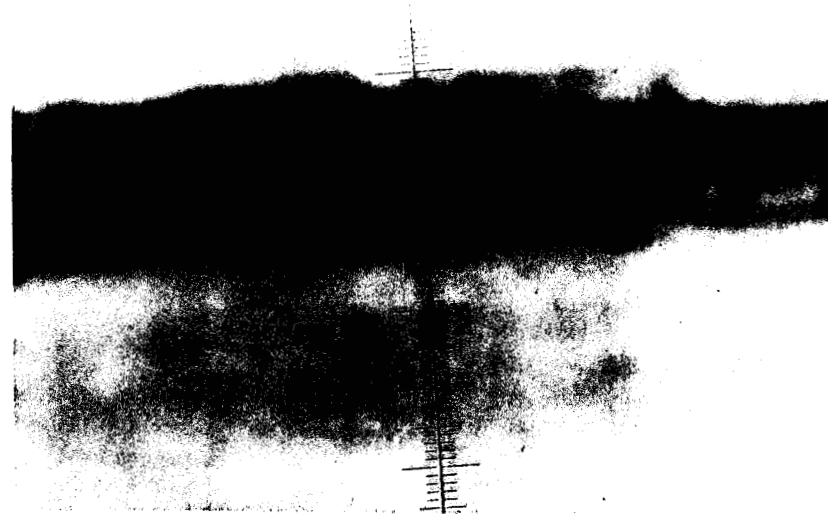
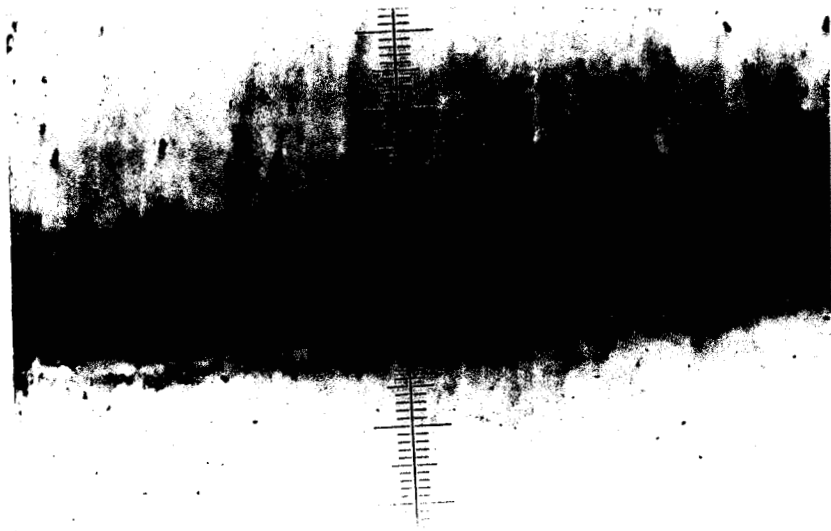
On peut noter que l'intensité maximale totale des deux faisceaux dans le plan de convergence est inversement proportionnelle à la distance focale, alors que la tache de focalisation est proportionnelle au carré de celle-ci.

Cependant, les difficultés de la mesure expérimentale de cette tache nous ont obligés à se limiter uniquement à une comparaison entre la trace de notre laser guide d'onde sur du bois paraffiné d'épaisseur 1.5 mm à celle d'un laser classique à CO₂ utilisé actuellement au Centre Hospitalier de Lille.

La trace du laser guide d'onde a été réalisée quand celui-ci fonctionne sur le régime (2) en mode continu et délivrant une puissance d'environ 10 Watts, alors que celle du laser classique est obtenue pour un fonctionnement impulsionnel et une puissance d'environ 40 à 50 Watts.

Les photographies (a) et (b) montrent respectivement les traces d'un faisceau laser guide d'onde à CO₂ et d'un laser à onde libre à CO₂.

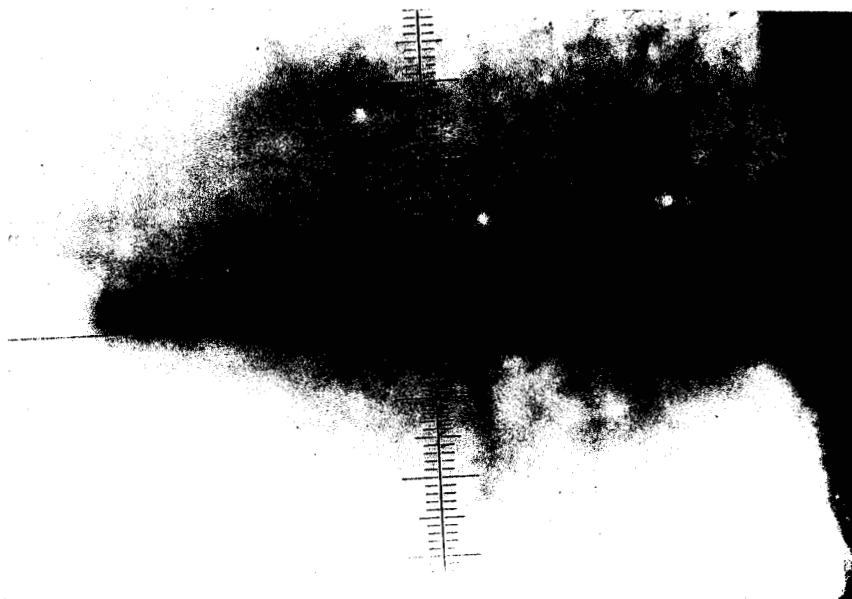
On peut noter que la largeur de la tache de focalisation du laser guide d'onde qui est de l'ordre de 0.20 mm est peu différente de celle



Echelle
0.14mm/cm

- a) Trace du laser guide d'onde
à CO_2
- Distance focale : 40 mm
 - Puissance : 10 W.

- b) Trace du laser à onde
libre CO_2
- Distance focale : 125 mm
 - Puissance : 40-50 W.



- c) Coupe transversale de la
trace du laser guide d'onde
à CO_2
- Distance focale : 40 mm
 - Puissance : 10 W.



du laser à onde libre (0.15 mm). Ce résultat peut être attribué en partie à la mauvaise détermination du plan focal de la lentille.

La photographie (c) montre la profondeur de pénétration du faisceau laser guide d'onde pour une lentille de distance focale de 40 mm.

CONCLUSION

Le choix de la géométrie rectangulaire pour la fabrication des guides d'onde, nous a permis d'augmenter l'intensité totale des deux faisceaux dans le plan de convergence (car celle-ci est proportionnelle aux dimensions transversales du guide) d'une part, et de diminuer la tache de focalisation (qui est inversement proportionnelle à ces dimensions) et par conséquent d'améliorer la finesse de coupe du laser d'autre part.

Ainsi donc, en comparant nos résultats concernant l'intensité et la tache de focalisation qui sont donnés dans le tableau II-2, à ceux obtenus antérieurement [3] avec un laser guide d'onde composé par quatre canaux parallèles de section carrée $2 \times 2 \text{ mm}^2$. On constate que l'intensité est augmentée d'un facteur 2.5 parce que la surface de la tache au foyer de la lentille est diminuée du même facteur.

Cependant, la finesse de coupe du laser (tache de focalisation) que nous avons pu atteindre (tableau II-2) reste nettement inférieure à celle obtenue par un laser à onde libre.

Ce résultat doit être attribué en grande partie à la faible dimension du faisceau laser à la sortie du guide d'onde (qui reste toujours petite malgré l'augmentation des dimensions de ce dernier). Par opposition au laser guide d'onde, le laser basse pression a une valeur très élevée du diamètre de son faisceau ($1 < W_0 < 4 \text{ mm}$), ce qui a pour effet de réduire considérablement la dimension du faisceau en foyer de la lentille (car cette dimension est inversement proportionnelle au diamètre juste à la sortie du laser). De plus le bras articulé (qui contient un jeu de miroir) du laser conventionnel augmente la distance entre la source laser et la lentille, ce qui permet d'avoir aux distances focales utilisées ($f > 100 \text{ mm}$) un diamètre minimal du

faisceau au-delà du foyer de la lentille. Afin de pallier à ce désavantage des lasers guides d'onde multicanaux, il est nécessaire de travailler avec des lentilles de courtes distances focales ou bien un système optique contenant plusieurs lentilles.

| | Distance focale (mm) | 25 | 50 | 100 | 125 |
|--|---|---------------------|----------------------|----------------------|---------------------|
| Intensité maximale totale au foyer I/I_0 | Laser guide d'onde 4 canaux parallèles de section carrée $3 $ $2 \times 2 \text{ mm}^2$ | 136 | 33 | 8 | ? |
| | Laser guide d'onde 2 canaux parallèles de section rectangu- laire $4.4 \times 2 \text{ mm}^2$ | 332 | 80 | 20 | ? |
| Tache de focalisation $(\text{mm})^2$ | Laser guide d'onde 4 canaux parallèles de section carrée $2 \times 2 \text{ mm}^2$ | $4.7 \cdot 10^{-2}$ | $19.5 \cdot 10^{-2}$ | $73.5 \cdot 10^{-2}$ | $115 \cdot 10^{-2}$ |
| | Laser guide d'onde 2 canaux parallèles de section rectangu- laire $4.4 \times 2 \text{ mm}^2$ | $2 \cdot 10^{-2}$ | $8.2 \cdot 10^{-2}$ | $33 \cdot 10^{-2}$ | $51 \cdot 10^{-2}$ |
| | Laser à onde libre CO_2 | ? | $0.8 \cdot 10^{-2}$ | ? | $3 \cdot 10^{-2}$ |

TABLEAU II-2 : Comparaison entre lasers guide d'onde et à onde libre (les valeurs du rapport des intensités qui sont donnés correspondent au cas où les faisceaux laser sont indépendants).





ANNEXE

PROGRAMME DE CALCUL DE LA RÉPARTITION DE L'INTENSITÉ
TOTALE DU LASER DANS LE PLAN DE FOCALISATION



CAS DES FAISCEAUX INDÉPENDANTS

```
10 ON KEY# 3 GOSUB Dump
20 OPTION BASE 1
30 REAL Alfa,Lambda,F,V1x,V2x,D1x,D2x,W0x,W0y,W1x,W1y,V1y,V2y,V3x,V3y,V4x,V4y
40 REAL B1,B2,L1,L2,I
50 DATA .03058,40,.0106
60 READ Alfa,F,Lambda
70 DATA 1.54701,.6856,.08716,.19244,39.90477,37.65634
80 READ W0x,W0y,W1x,W1y,D1x,D1y
90 RAD
100 GOSUB 170
110 BEEP
120 PAUSE
130 Dump: !
140 DUMP GRAPHICS
150 RETURN
160 END
170 FOR Z=0 TO 0 STEP .1
180 PRINTER IS 1
190 GRAPHICS
200 LIMIT 0,125,0,75
210 FXD 1
220 Xmin=-1-1/SQR (2)
230 Xmax=1+1/SQR (2)
240 Ymin=-(1/SQR (2))
250 Ymax=1.1+1/SQR (2)
260 SCALE Xmin,Xmax,Ymin,Ymax
270 AXES 1,1,Xmin,Ymin,2,2
280 PEN UP
290 GOTO 300
300 PRINTER IS 701
310 MOVE Xmin,Ymin
320 FOR Y=-1 TO 1 STEP .5
330 FOR X=-1 TO 1 STEP .5
340     X1=X
350     Y1=Y*COS (Alfa)+Z*SIN (Alfa)
360     Z1x=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
370     Z1y=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
380     X2=X
390     Y2=Y*COS (Alfa)-Z*SIN (Alfa)
400     Z2x=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
410     Z2y=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
420     V1x=W1x*SQR ((Lambda*Z1x/(W1x^2*PI))^2+1)
430     V3x=V1x^2
440     V2x=W1x*SQR ((Lambda*Z2x/(W1x^2*PI))^2+1)
450     V4x=V2x^2
460     V1y=W1y*SQR ((Lambda*Z1y/(W1y^2*PI))^2+1)
470     V3y=V1y^2
480     V2y=W1y*SQR ((Lambda*Z2y/(W1y^2*PI))^2+1)
490     V4y=V2y^2
500     B1=-(X1^2/V3x)-Y1^2/V3y
510     L1=EXP (2*B1)
520     B2=-(X2^2/V4x)-Y2^2/V4y
530     L2=EXP (2*B2)
540     I=W0x*W0y*(L1/(V1x*V1y)+L2/(V2x*V2y))
550 PLOT X+Y/SQR (2),I+Y/SQR (2)
560 NEXT X
570 PEN UP
580 NEXT Y
590 PEN UP
600 MOVE Xmin,Ymin
605 PEN 1
610 FOR X=-1 TO 1 STEP .1
620 FOR Y=-1 TO 1 STEP .1
630     X1=X
640     Y1=Y*COS (Alfa)+Z*SIN (Alfa)
650     Z1x=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
660     Z1y=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
670     X2=X
680     Y2=Y*COS (Alfa)-Z*SIN (Alfa)
690     Z2x=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
700     Z2y=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
710     V1x=W1x*SQR ((Lambda*Z1x/(W1x^2*PI))^2+1)
720     V3x=V1x^2
```

```

730      V2x=W1x*SQR ((Lambda*Z2x/(W1x^2*PI ))^2+1)
740      V4x=V2x^2
750      V1y=W1y*SQR ((Lambda*Z1y/(W1y^2*PI ))^2+1)
760      V3y=V1y^2
770      V2y=W1y*SQR ((Lambda*Z2y/(W1y^2*PI ))^2+1)
780      V4y=V2y^2
790      B1=-((X1^2/V3x)-Y1^2/V3y)
800      L1=EXP (2*B1)
810      B2=-((X2^2/V4x)-Y2^2/V4y)
820      L2=EXP (2*B2)
830      I=W0x*W0y*(L1/(V1x*V1y)+L2/(V2x*V2y))
840 PLOT X+Y/SQR (2),I+Y/SQR (2)
850 NEXT Y
860 PEN UP
870 NEXT X
880 PEN UP
890 PEN 1
900 PEN UP
910 DUMP GRAPHICS
920 GOCLEAR
930 NEXT Z
940 RETURN

```

CAS DES FAISCEAUX COHERENTS

```

10 ON KEY# 3 GOSUB Dump
20 OPTION BASE 1
30 REAL Alfa,Lambda,F,W1x,V2x,D1x,D1y,W0x,W0y,W1x,W1y,V1y,V2y,V3x,V3y,V4x,V4y
40 REAL B1,B2,L1,L2,I1,I2,R1x,R2x,R1y,R2y,PHI1x,PHI2x,PHI1y,PHI2y,T1,T2,B,BETA,I
50 DATA .05058,40,.0106
60 READ Alfa,F,Lambda
70 DATA 1.54704,.6856,.03716,.19244,39.90477,37.63634
80 READ W0x,W0y,W1x,W1y,D1x,D1y
90 RAD
100 GOSUB 170
110 BEEP
120 PAUSE
130 Dump: !
140 DUMP GRAPHICS
150 RETURN
160 END
170 FOR Z=0 TO 0 STEP .1
180 PRINTER IS 1
190 GRAPHICS
200 LIMIT 0,125,0,75
210 FXD 1
220 Xmin=-.3-.3/SQR (2)
230 Xmax=.3+.3/SQR (2)
240 Ymin=-.3/SQR (2)
250 Ymax=.4+.3/SQR (2)
260 SCALE Xmin,Xmax,Ymin,Ymax
270 AXES 1,1,Xmin,Ymin,2,2
280 PEN UP
290 GOTO 300
300 PRINTER IS 701
310 MOVE Xmin,Ymin
320 FOR Y=-.3 TO .3 STEP .005
330 FOR X=0 TO 0 STEP .005
340      X1=X
350      Y1=Y*COS (Alfa)+Z*SIN (Alfa)
360      Z1x=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
370      Z1y=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
380      X2=X
390      Y2=Y*COS (Alfa)-Z*SIN (Alfa)
400      Z2x=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
410      Z2y=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
420      V1x=W1x*SQR ((Lambda*Z1x/(W1x^2*PI ))^2+1)
430      V3x=V1x^2

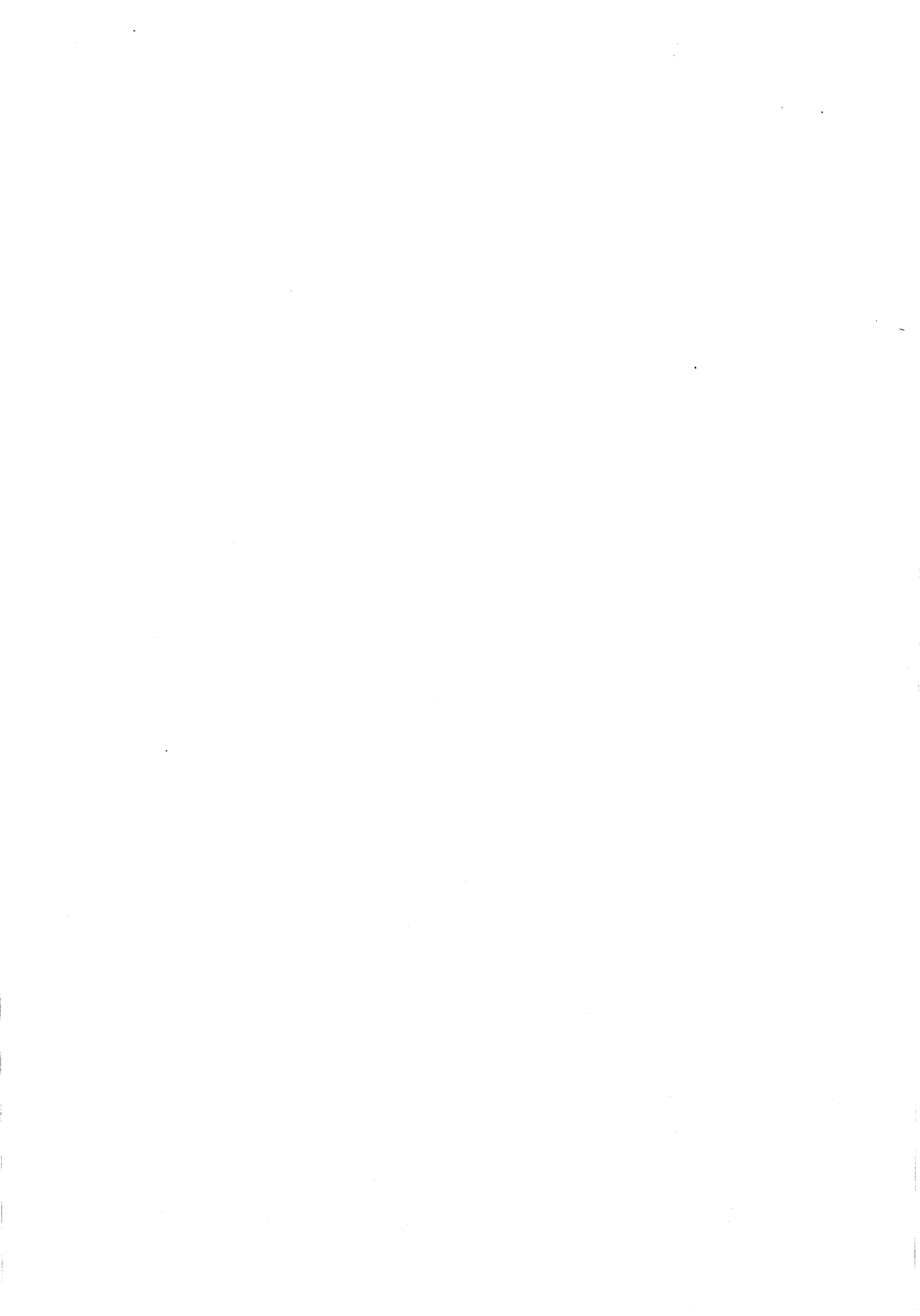
```

```
440 V2x=W1x*SQR ((Lambda*Z2x/(W1x^2*PI ))^2+1)
450 V4x=V2x^2
460 V1y=W1y*SQR ((Lambda*Z1y/(W1y^2*PI ))^2+1)
470 V3y=V1y^2
480 V2y=W1y*SQR ((Lambda*Z2y/(W1y^2*PI ))^2+1)
490 V4y=V2y^2
500 B1=- (X1^2/V3x)-Y1^2/V3y
510 L1=EXP (2*B1)
520 B2=- (X2^2/V4x)-Y2^2/V4y
530 L2=EXP (2*B2)
540 I1=W0x*W0y*(L1/(V1x*V1y))
550 I2=W0x*W0y*(L2/(V2x*V2y))
560 R1x=Z1x*(1+(PI *W1x*W1x/(Lambda*Z1x))^2)
570 R2x=Z2x*(1+(PI *W1x*W1x/(Lambda*Z2x))^2)
580 R1y=Z1y*(1+(PI *W1y*W1y/(Lambda*Z1y))^2)
590 R2y=Z2y*(1+(PI *W1y*W1y/(Lambda*Z2y))^2)
600 PHI1x=ATN (Lambda*Z1x/(PI *W1x*W1x))
610 PHI2x=ATN (Lambda*Z2x/(PI *W1x*W1x))
620 PHI1y=ATN (Lambda*Z1y/(PI *W1y*W1y))
630 PHI2y=ATN (Lambda*Z2y/(PI *W1y*W1y))
640 T1=X1*X1/R1x+Y1*Y1/R1y
650 T2=X2*X2/R2x+Y2*Y2/R2y
660 S=PHI1x+PHI1y-PHI2x-PHI2y
670 BETA=(T1-T2-4*Y*SIN (Alfa))*PI /Lambda-S/2
680 I=I1+I2+2*SQR (I1*I2)*COS (BETA)
685 PRINT "X=",X;"Y=",Y;"Z=",Z;"I=",I
690 PLOT X+Y/SQR (2),I/400+Y/SQR (2)
700 NEXT X
710 PEN UP
720 NEXT Y
730 PEN UP
740 MOVE Xmin,Ymin
750 PEN 1
760 FOR X=0 TO 0 STEP .005
770 FOR Y=-.3 TO .3 STEP .005
780 X1=X
790 Y1=Y*COS (Alfa)+Z*SIN (Alfa)
800 Z1x=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
810 Z1y=-(Y*SIN (Alfa))+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
820 X2=X
830 Y2=Y*COS (Alfa)-Z*SIN (Alfa)
840 Z2x=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1x)/COS (Alfa)
850 Z2y=Y*SIN (Alfa)+Z*COS (Alfa)+(F-D1y)/COS (Alfa)
860 V1x=W1x*SQR ((Lambda*Z1x/(W1x^2*PI ))^2+1)
870 V3x=V1x^2
880 V2x=W1x*SQR ((Lambda*Z2x/(W1x^2*PI ))^2+1)
890 V4x=V2x^2
900 V1y=W1y*SQR ((Lambda*Z1y/(W1y^2*PI ))^2+1)
910 V3y=V1y^2
920 V2y=W1y*SQR ((Lambda*Z2y/(W1y^2*PI ))^2+1)
930 V4y=V2y^2
940 B1=- (X1^2/V3x)-Y1^2/V3y
950 L1=EXP (2*B1)
960 B2=- (X2^2/V4x)-Y2^2/V4y
970 L2=EXP (2*B2)
980 I1=W0x*W0y*(L1/(V1x*V1y))
990 I2=W0x*W0y*(L2/(V2x*V2y))
1000 R1x=Z1x*(1+(PI *W1x*W1x/(Lambda*Z1x))^2)
1100 R1y=Z1y*(1+(PI *W1y*W1y/(Lambda*Z1y))^2)
1110 R2y=Z2y*(1+(PI *W1y*W1y/(Lambda*Z2y))^2)
1120 PHI1x=ATN (Lambda*Z1x/(PI *W1x*W1x))
1130 PHI2x=ATN (Lambda*Z2x/(PI *W1x*W1x))
1140 PHI1y=ATN (Lambda*Z1y/(PI *W1y*W1y))
1150 PHI2y=ATN (Lambda*Z2y/(PI *W1y*W1y))
1160 T1=X1*X1/R1x+Y1*Y1/R1y
1170 T2=X2*X2/R2x+Y2*Y2/R2y
1180 S=PHI1x+PHI1y-PHI2x-PHI2y
1190 BETA=(T1-T2-4*Y*SIN (Alfa))*PI /Lambda-S/2
1200 I=I1+I2+2*SQR (I1*I2)*COS (BETA)
1210 PLOT X+Y/SQR (2),I/400+Y/SQR (2)
1220 NEXT Y
1230 PEN UP
1240 NEXT X
1250 PEN UP
1260 PEN 1
1270 PEN UP
1280 DUMP GRAPHICS
1290 GCLEAR
1300 NEXT Z
1310 RETURN
```



CHAPITRE 3

RÉALISATIONS EXPERIMENTALES



INTRODUCTION

Nous décrivons ici la conception de ce type de laser guide d'onde à CO_2 , où la "tête laser" est formée par deux guides parallèles de section rectangulaire.

L'encombrement du système a été rendu minimal afin de permettre une bonne prise en main de la source par l'utilisateur.

Pour situer la contribution de notre travail, il nous a semblé intéressant de rappeler brièvement les résultats antérieurs concernant la première réalisation au laboratoire d'un laser guide d'onde à CO_2 multicanaux destinée à un usage médical.

Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux concernant notre réalisation. Cependant, les schémas concernant l'alimentation électrique du laser ne seront pas détaillés en raison des brevets qui doivent être proposés.

III - 1 : RAPPEL DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ANTERIEURS

Le but de ce travail était la réalisation d'un laser guide d'onde à CO_2 multicanaux (4 canaux parallèles de section carrée 2×2 mm), de faible encombrement, pour être pris en main à la manière d'un gros stylo [3].

La source laser réalisée est formée par la juxtaposition de trois pièces en nitrure de Bore (BN) formant les quatre cavités amplificatrices (figure III-1). Chaque canal amplificateur est excité par une double décharge électrique réalisée par l'intermédiaire d'électrodes.

Le gaz est un mélange gazeux de CO_2 - N_2 et He, le refroidissement du laser est réalisé par une circulation d'eau dans les pièces latérales. La haute tension est délivrée par une alimentation électrique continue (15 KV - 10 mA). La cavité résonnante est formée par deux miroirs montés aux extrémités du guide d'onde.

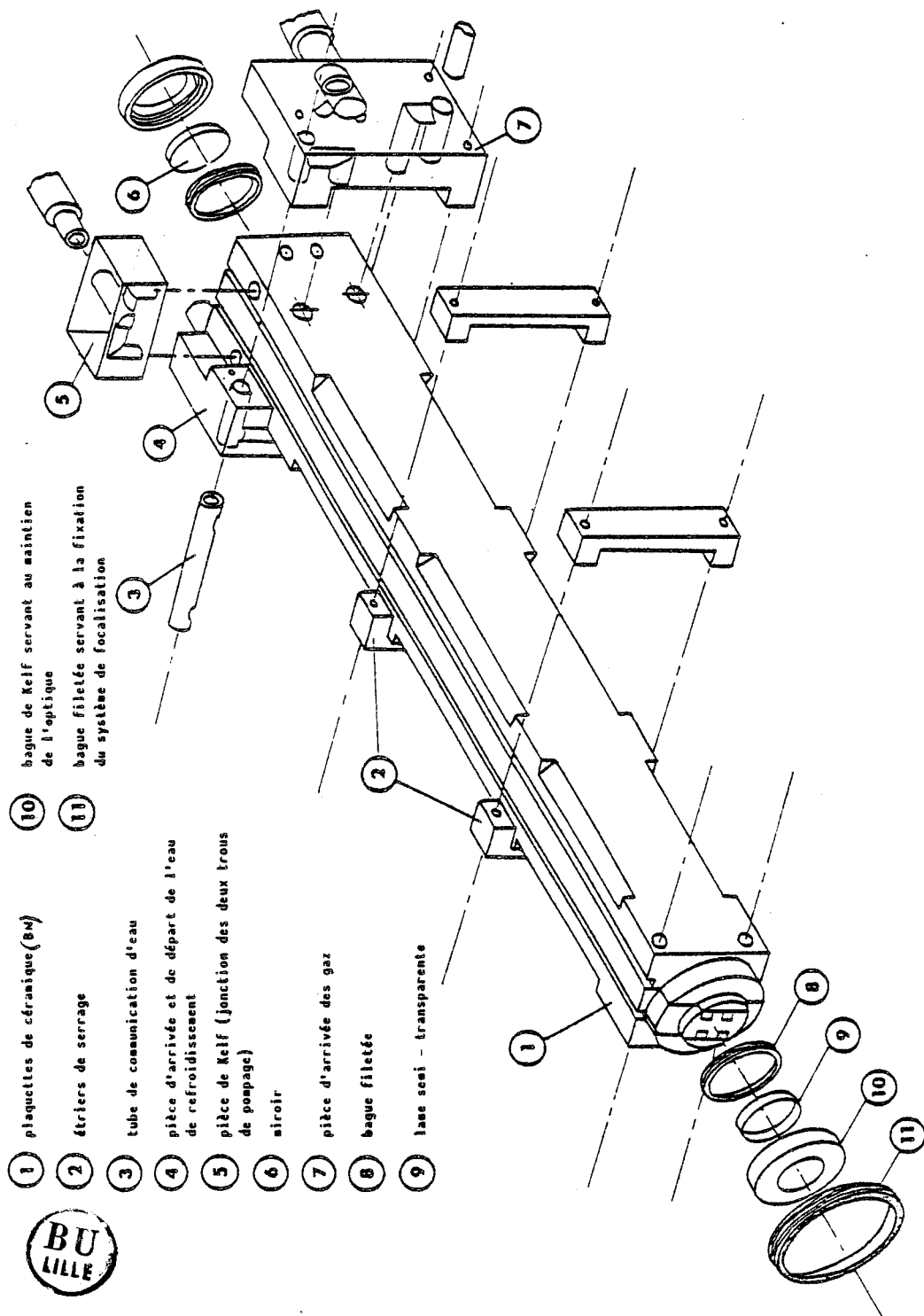


FIGURE III-1 : Schéma d'assemblage du laser guide d'onde antérieurement réalisé.

PERFORMANCES REALISEES

Parmi les principaux avantages de cette réalisation, notons la puissance de sortie obtenue qui a été de 40 Watts (environ 0.4 à 0.5 W/cm de décharge), l'une des plus importantes atteinte à l'époque par un laser guide d'onde à CO₂. Ce résultat est très remarquable pour une structure de très faible encombrement (23x25x270 mm).

Malheureusement, ce système restait peu fiable ce qui rendait son fonctionnement difficilement reproductible. En plus, la structure multicanaux (quatre guides parallèles) rend difficile, d'une part l'usinage de la "tête laser" et d'autre part le fonctionnement simultané des quatre guides sur le mode fondamental et d'avoir une puissance maximale sur chaque canal. En outre, l'utilisation d'une alimentation de très haute tension pose le problème de sécurité pour l'utilisateur.

Par ailleurs, la finesse de coupe de ce laser (tache des faisceaux au foyer de la lentille) reste très inférieure à celle réalisée par un laser à onde libre. En fait, ce résultat est attribué au faible diamètre du faisceau à la sortie du guide d'onde qui reste nettement inférieur à celui d'un laser classique à CO₂ (en effet, le rayon du faisceau au foyer de la lentille W_F est inversement proportionnel à celui à la sortie du guide W_0 ($W_F = \frac{\lambda}{\pi W_0} f$), d'où la nécessité d'augmenter W_0).

Les essais de ce laser en milieu médical ont été limités à une expérimentation animale assez brève, permettant ainsi de vérifier l'effet hémostatique du laser à CO₂ dans les zones fortement vascularisées et de juger de sa faculté à la découpe des tissus.

Bien que le système soit peu fiable, la technologie employée a permis une augmentation de la maniabilité du laser.

III - 2 : NOUVELLE CONCEPTION DES LASERS

Afin d'atteindre une finesse de coupe du faisceau laser (c'est-à-dire une tache dans le plan focal de la lentille très faible) comparable à celle réalisée par un laser classique (laser basse pression), on a envisagé

pour cela une augmentation des dimensions des canaux amplificateurs dans une direction perpendiculaire au sens de la coupe en choisissant une géométrie rectangulaire des guides d'onde. En effet, les dimensions du faisceau laser dans la plan focal de la lentille sont inversement proportionnelles aux dimensions du guide d'onde.

En outre, on a envisagé de réduire à deux le nombre des guides au lieu des quatre guides de section carrée comme dans la première réalisation, limitant ainsi la puissance à une vingtaine de Watts (car on s'impose une longueur de la cavité d'environ 250 mm).

Ceci nous a permis de simplifier la réalisation des pièces en céramique et donc d'en réduire leur coût d'usinage et en même temps d'avoir une plus grande fiabilité du laser.

Par ailleurs, d'autres modifications ont aussi été apportées :

- L'alimentation en gaz : trois régimes de débit et de pression de gaz différentes correspondant à trois gammes de puissance.
- La forme extérieure du tube laser et des pièces annexes, qui prennent une allure cylindrique. Ainsi donc la "tête laser" a la forme d'un gros stylo de diamètre extérieur de 22 mm, de longueur environ 250 mm et enfin de poids inférieur à 250 g. Elle est reliée à la baie d'alimentation par l'intermédiaire d'un ensemble de tuyaux très souples.
- La mise en fonctionnement de l'ensemble :
 - * Position veille : + Bouteille du mélange gazeux ouverte
 - + Alimentation électronique mise sous tension.
 - * Position marche : + Choix de l'opérateur du mode de fonctionnement en continu ou en impulsion
 - + Choix de la gamme de puissance et de la puissance désirée dans la même gamme.

III - 3 : DESCRIPTION DU GUIDE D'ONDE

III-3-1 : CHOIX DU MATERIAU DIELECTRIQUE

Le choix du nitrure de Bore (BN) comme diélectrique pour la fabrication des guides d'onde est lié à ses propriétés physiques particulières parmi lesquelles on peut citer :

- La rigidité diélectrique élevée (~ 30 KV/mm d'épaisseur du matériau) qui permet de réaliser un très bon isolement sous de faible épaisseur.
- La grande résistivité qui est de l'ordre de 10^{13} Ω .m.
- La bonne conductibilité thermique (~ 0.1 Cal.cm/cm².s.°C) qui permet de refroidir efficacement le milieu amplificateur et ainsi d'augmenter le gain.
- Le faible coefficient de dilatation linéaire ($\sim 10^{-6}$ /°C) qui fournit une bonne stabilité à la cavité résonnante et donc au mode d'émission.
- La facilité de l'usinage qui permet d'une part, de diminuer le coût de construction et d'autre part, d'obtenir de bons états de surface qui diminueront par conséquent les pertes de propagation.

L'inconvénient majeur du nitrure de Bore est sa fragilité surtout en cours d'usinage sous l'action de contraintes.

III-3-2 : CONSTITUTION DES GUIDES

La source laser réalisée est composée de deux guides d'onde parallèles de section rectangulaire, de longueur 240 mm et de section 4.40x1.95 mm. La tête laser est constituée de trois pièces en nitrure de Bore dont la juxtaposition forme les deux guides d'onde creux (figure III-2).

- Deux pièces latérales de même structure polies sur leurs faces intérieures pour avoir une bonne qualité de guidage viennent fermer les guides (figure III-2). Elles contiennent le circuit de refroidissement réalisé au moyen de deux trous longitudinaux dans chaque pièce (pour éviter une humidification de ces pièces, l'intérieur des trous est rendu imperméable au moyen d'un enduit silicone).

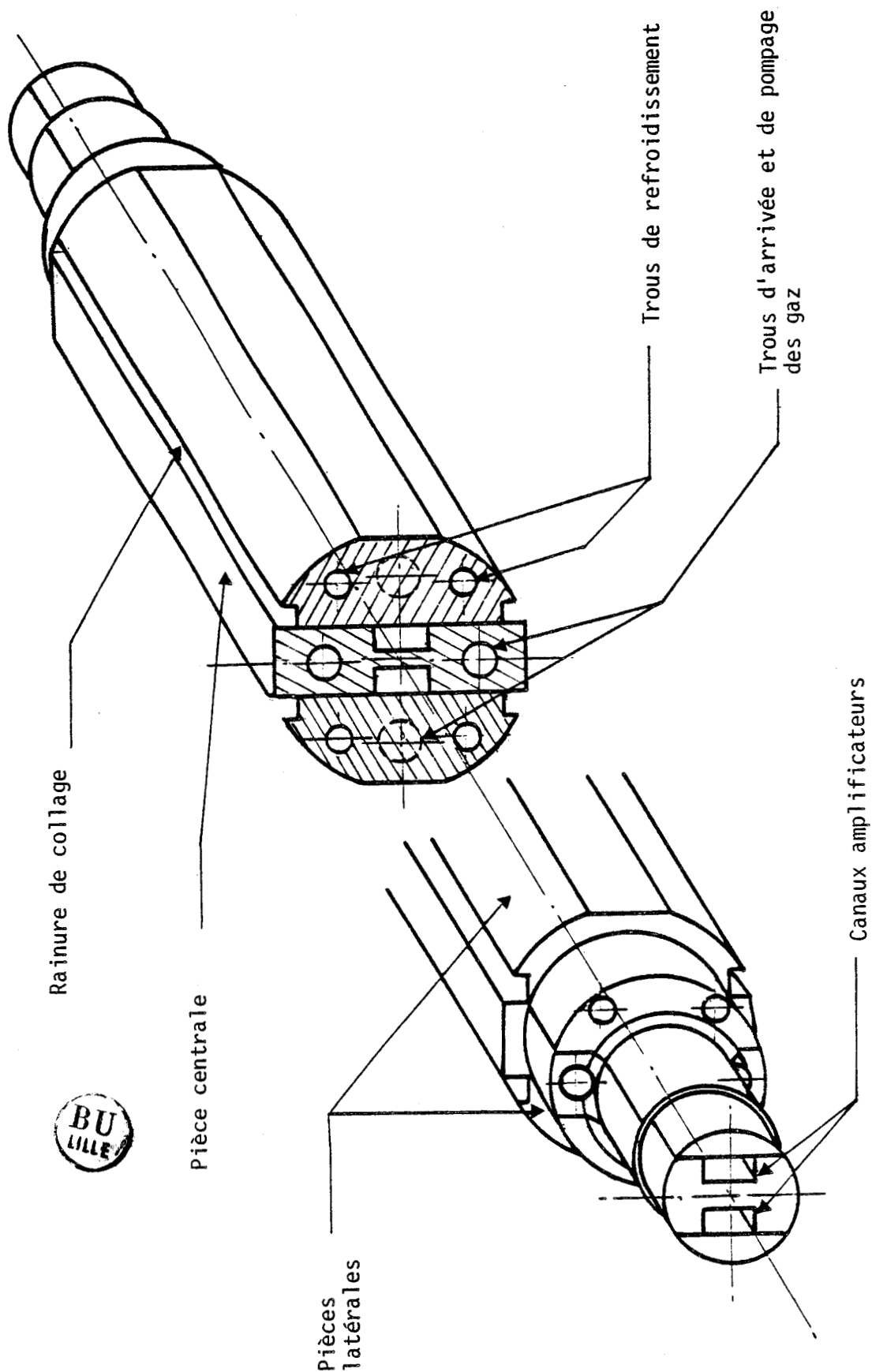
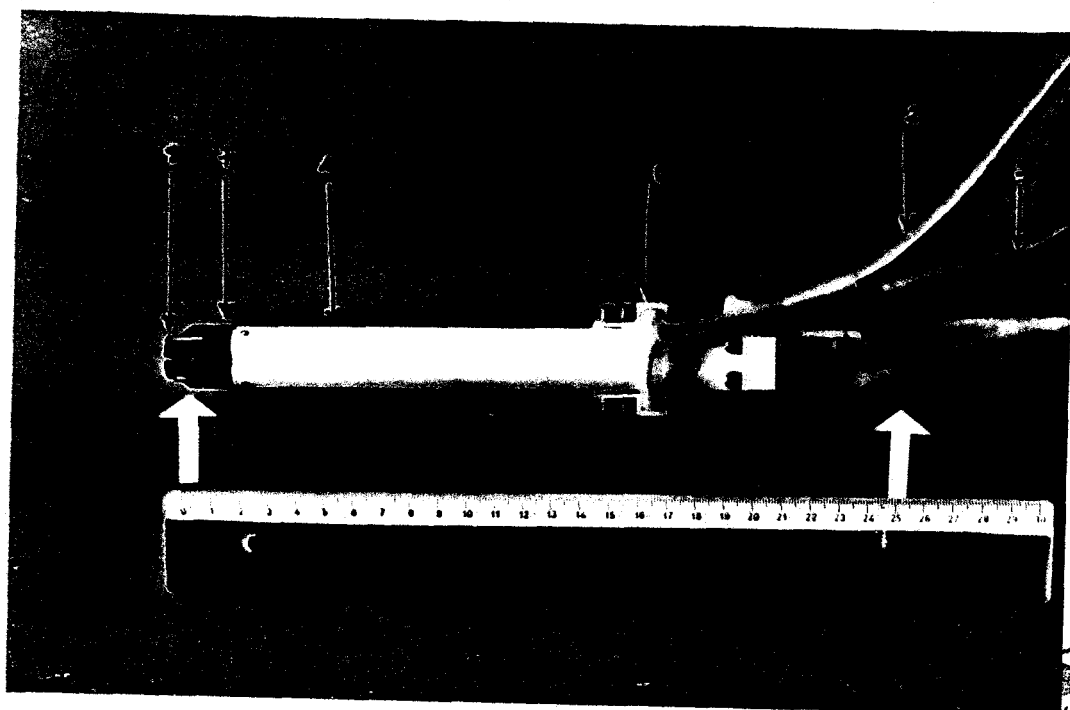


FIGURE III-2 : Schéma d'assemblage du laser guide d'onde

- Une pièce centrale polie sur ses deux faces, contient sur chacune d'elles une rainure de section rectangulaire sur toute sa longueur.



- 1 - laser guide d'onde
- 2 - Gaine d'arrivée des gaz et fils électriques
- 3 - Gaine de pompage et fils électriques
- 4 - Gaines du circuit de refroidissement
- 5 - Pièce de raccord du circuit de refroidissement
- 6 - Pièces de raccord de l'arrivée et de sortie des gaz
- 7 - Bague de serrage
- 8 - Pièce porte optique.

FIGURE III-3 : Tube laser.

L'arrivée du mélange gazeux ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$) s'effectue dans la pièce centrale par l'intermédiaire de quatre gorges situées aux extrémités de celle-ci et qui sont en communication avec les deux canaux amplificateurs.

Afin d'éviter la détérioration des optiques placées aux extrémités du guide sous l'action des gaz chauds sortant du tube, le gaz est pompé au

centre des plaquettes latérales. Dans chaque cavité le milieu amplificateur est excité par l'intermédiaire de deux décharges électriques réalisées au moyen d'électrodes qui peuvent être en cuivre, en nickel ou en tungstène.

Les alimentations en électricité et en gaz se font dans les mêmes gaines souples en silicone. Les fils électriques reliés aux quatre cathodes arrivent dans la même gaine d'amenée des gaz et ceux reliés aux deux anodes dans la gaine de pompage. Deux pièces moulées en silicone servent à rassembler entre eux les deux orifices de pompage d'une part et d'amener des gaz d'autre part, elles sont vissées en arrière du tube laser. L'alimentation en eau du circuit de refroidissement se fait au moyen de deux pièces en leucoflex vissées elles aussi en arrière du laser (figure III-3).

Les trois pièces en nitrure de Bore sont assemblées puis collées sur toute la longueur grâce à des rainures aménagées dans les plaquettes latérales. L'étanchéité du guide est réalisée ainsi par collage (Figure III-2).

Ainsi donc l'ensemble se présente comme un gros stylo marqueur, qui peut facilement être pris en main par le praticien (longueur 250 mm, diamètre extérieur 22 mm et poids 250 g).

III-3-3 : CAVITE OPTIQUE

La cavité résonnante est formée de deux lames en ZnSe (ou AsGa) communes aux deux canaux amplificateurs qui viennent fermer les extrémités du guide d'onde par l'intermédiaire de joints silicones (pour permettre à la fois un bon réglage du parallélisme des deux faces en regard des deux optiques et une bonne étanchéité des deux cavités).

Un miroir de coefficient de réflexivité maximale ($\sim 99\%$) est placé à l'une des extrémités. Le couplage de la puissance est réalisé à l'autre extrémité par une lame semi-transparente possédant un coefficient de transmission entre 10 et 25%.

Les deux faisceaux émis par le laser sont focalisés par une lentille (ménisque) en ZnSe portée par une pièce conique fixée à l'avant du laser.

III-3-4 : ALIMENTATION EN GAZ ET SYSTEME DE VIDE

Le gaz est fourni par une bouteille de mélange de CO₂-He et N₂ dans les proportions 9%, 78% et 13%. Le pompage des gaz est assuré par une pompe à palettes dont le débit est de 10 m³/h et de vide limite de 1 Torr.

Afin de limiter la pollution des optiques le mélange gazeux est filtré au moyen de filtres en métal fritté (bronze ou métal), avant son passage dans le tube laser (Figure III-5) et après son pompage (pour éviter ainsi la remontée d'huile de la pompe vers le laser). L'entrée et la sortie des gaz sont reliées à deux manomètres qui permettent la mesure des pressions amont et aval du laser (Figure III-4).

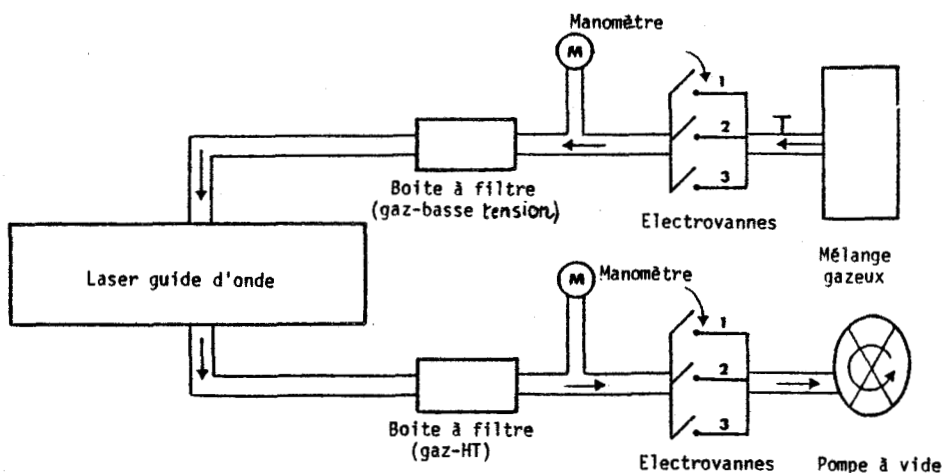


FIGURE III-4 : Schéma général d'entrée et de sortie des gaz dans le laser.

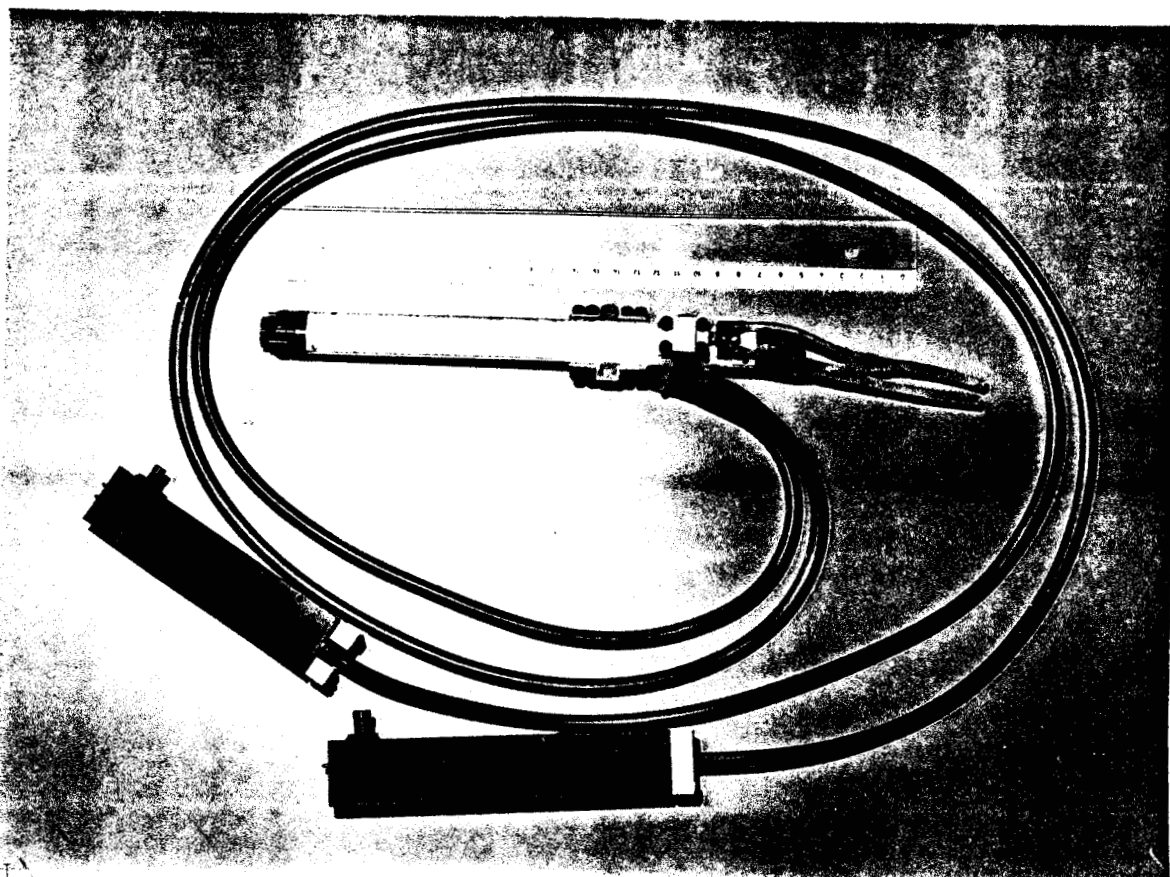


FIGURE III-5 : Tube laser avec ses boites à filtres.

Par ailleurs, deux séries de trois électrovannes montées en amont et en aval du tube laser permettent d'avoir trois régimes de débit gazeux correspondant à un fonctionnement du laser sur trois gammes de puissance différentes et ainsi donc une optimisation de la consommation des gaz.

Ces électrovannes ont été réglées de telle manière qu'on puisse avoir les trois régimes suivants :

- Régime 1 : correspond à une pression moyenne (demi-somme de la pression amont et aval) entre 60 et 70 torrs et à une différence de pression amont-aval entre 7 et 10 torrs.
- Régime 2 : correspond à une pression moyenne entre 70 et 80 torrs et à une différence de pression amont-aval entre 20 et 25 torrs.
- Régime 3 : correspond à une pression moyenne entre 80 et 100 torrs et à une différence de pression amont-aval entre 30 et 70 torrs.

III-3-5 : SYSTEME DE REFROIDISSEMENT

Le refroidissement du laser est assuré soit par l'eau courante qui est envoyée directement dans les pièces latérales du guide d'onde, soit par un circuit fermé d'eau comprenant en série avec le laser : un échangeur à ailettes refroidi par un ventilateur et une pompe à engrenage (Figure III-6).

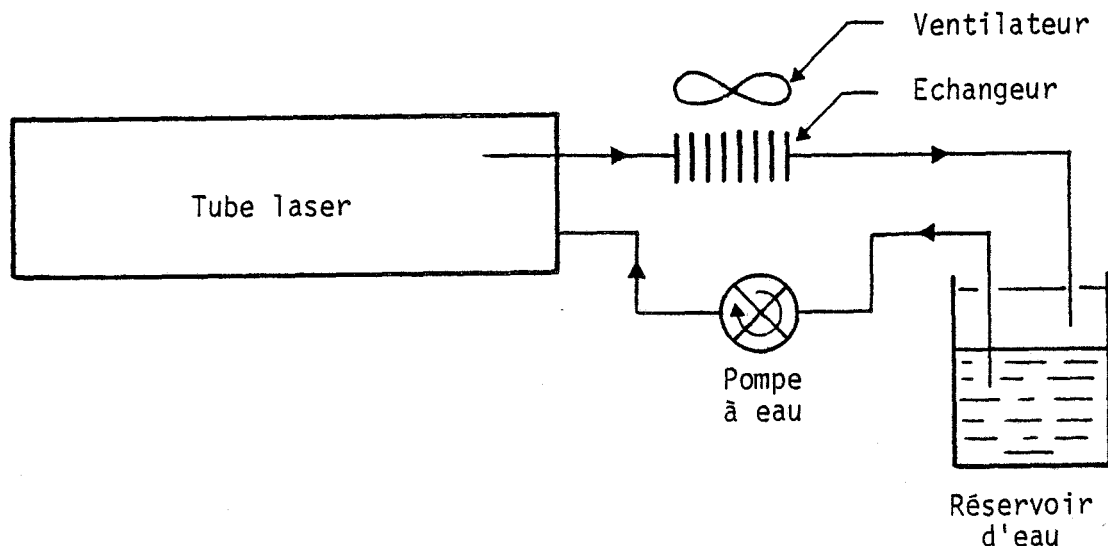


FIGURE III-6 : Schéma du circuit fermé de refroidissement du laser.

III-3-6 : ALIMENTATION EN COURANT

L'inversion de population dans le milieu amplificateur est réalisée de deux manières différentes ; par application entre les électrodes soit d'une tension continue, soit par des impulsions. Celles-ci sont fournies par une alimentation électrique entièrement conçue au laboratoire.

Les impulsions réalisées peuvent être réglables en largeur et en fréquence (5 Hz à 8 KHz). Le schéma de principe de l'alimentation électrique d'un seul canal soit deux décharges (c'est symétrique pour l'autre canal) est représentée sur la figure III-7 ci-dessous. Les tubes électroniques utilisés sont de type 8533 pouvant réguler des tensions allant jusqu'à 8000 Volts et supporter une puissance de 100 Watts.

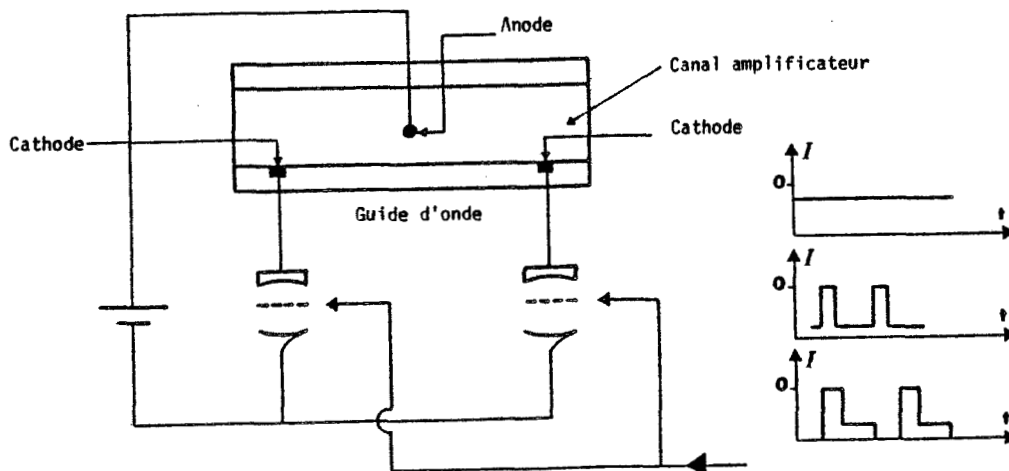


FIGURE III-7 : Schéma de principe de l'alimentation électrique d'un seul guide d'onde.

III - 4 : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

III-4-1 : PUISSANCE LASER DE SORTIE

Le laser guide d'onde à CO_2 ainsi conçu permet d'obtenir une puissance de sortie variable jusqu'à 20 Watts, en émettant sur le mode fondamental EH_{11} .

La courbe III-8 illustre l'évolution de cette puissance en fonction du débit de courant dans le laser pour un mélange gazeux optimal dans les proportions $\text{CO}_2 : 1$, $\text{N}_2 : 1.7$ et $\text{He} : 13$ et pour une pression moyenne d'environ 90 torrs.

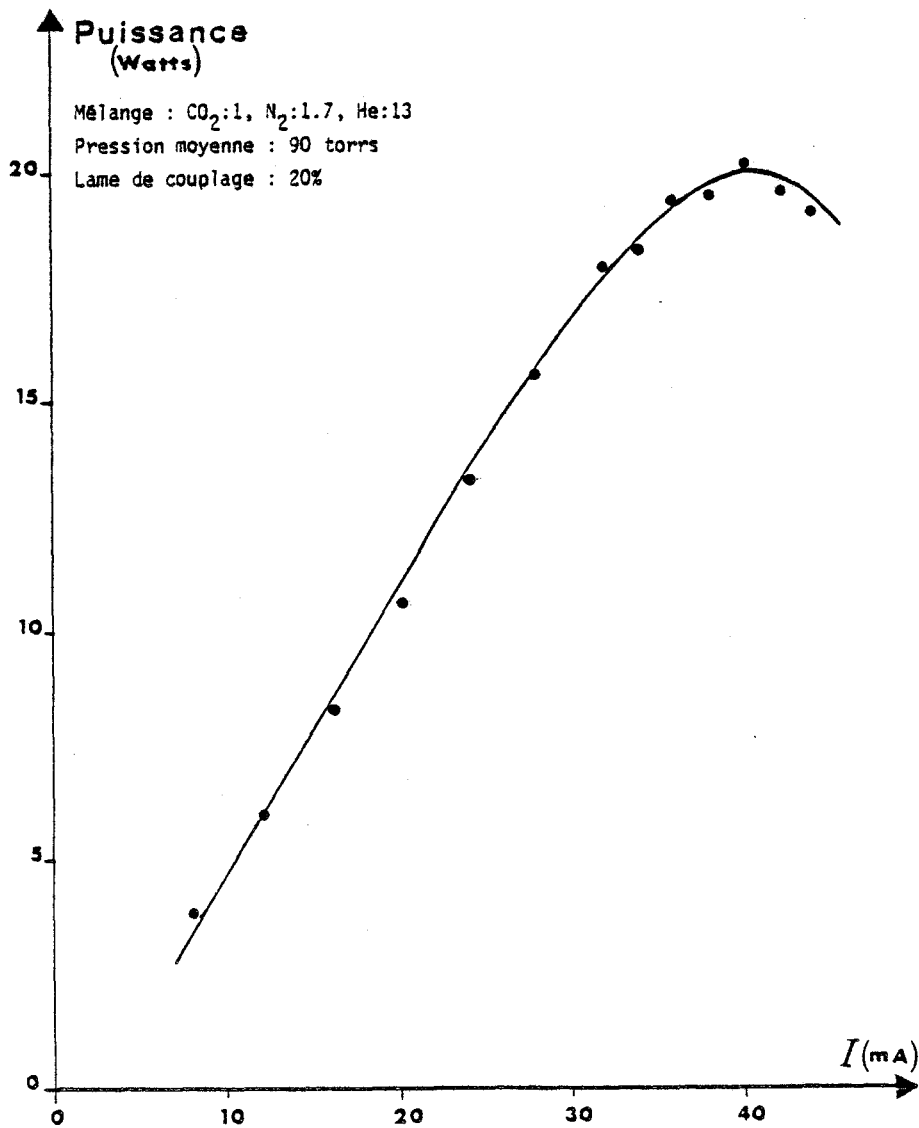


FIGURE III-8 : Evolution de la puissance de sortie totale du laser en fonction de l'intensité de courant.

L'optimum de puissance est atteint pour une intensité de courant voisine de 40 mA par décharge.

Pour certaines applications médicales lorsque l'utilisation des deux faisceaux laser s'avère gênante, il est possible de n'alimenter électriquement qu'un seul canal amplificateur.

En effet, par exemple pour la coagulation des petits vaisseaux sanguins (diamètres entre 0.5 et 1 mm), il faut dans ce cas irradier les tissus sur une surface étendue autour de l'extrémité des vaisseaux et avec une

densité de puissance beaucoup plus faible. La méthode utilisée consiste généralement à reculer la pièce à main et donc à travailler sur les tissus au-delà du plan focal de la lentille de focalisation.

Avec notre laser, ce recul du plan de travail fait alors apparaître deux taches totalement séparées (Figure III-9).

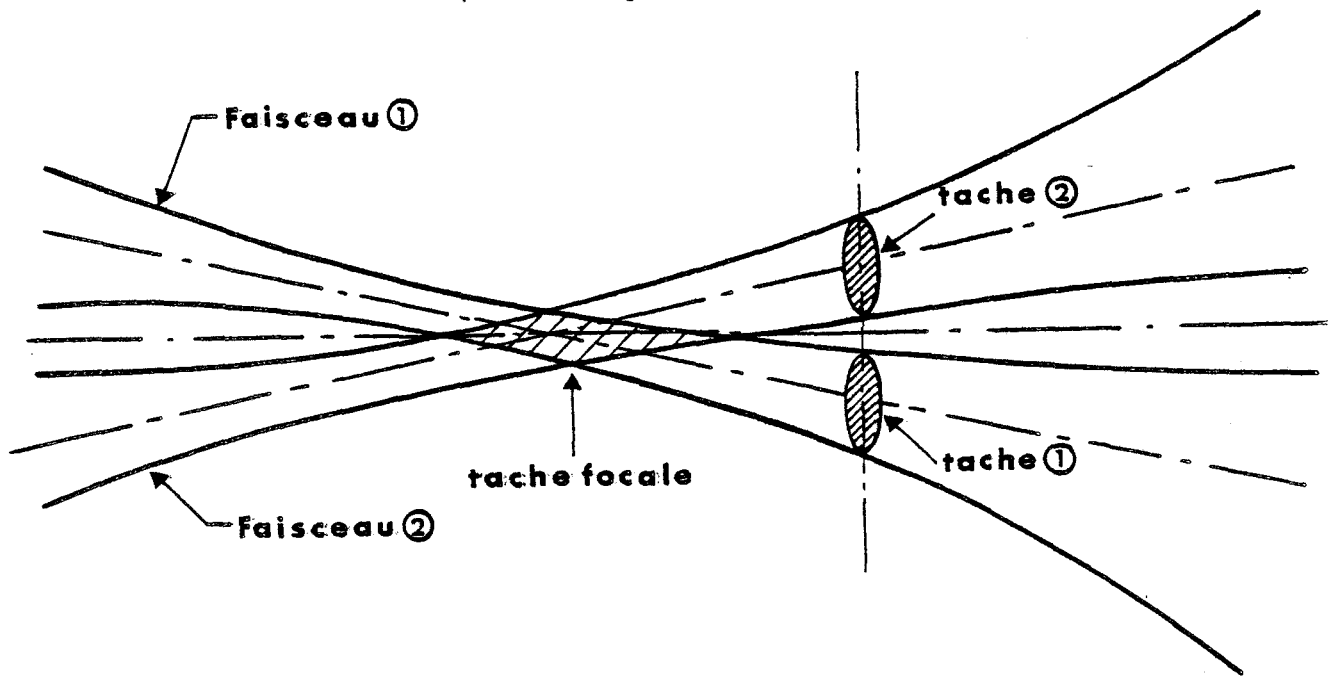
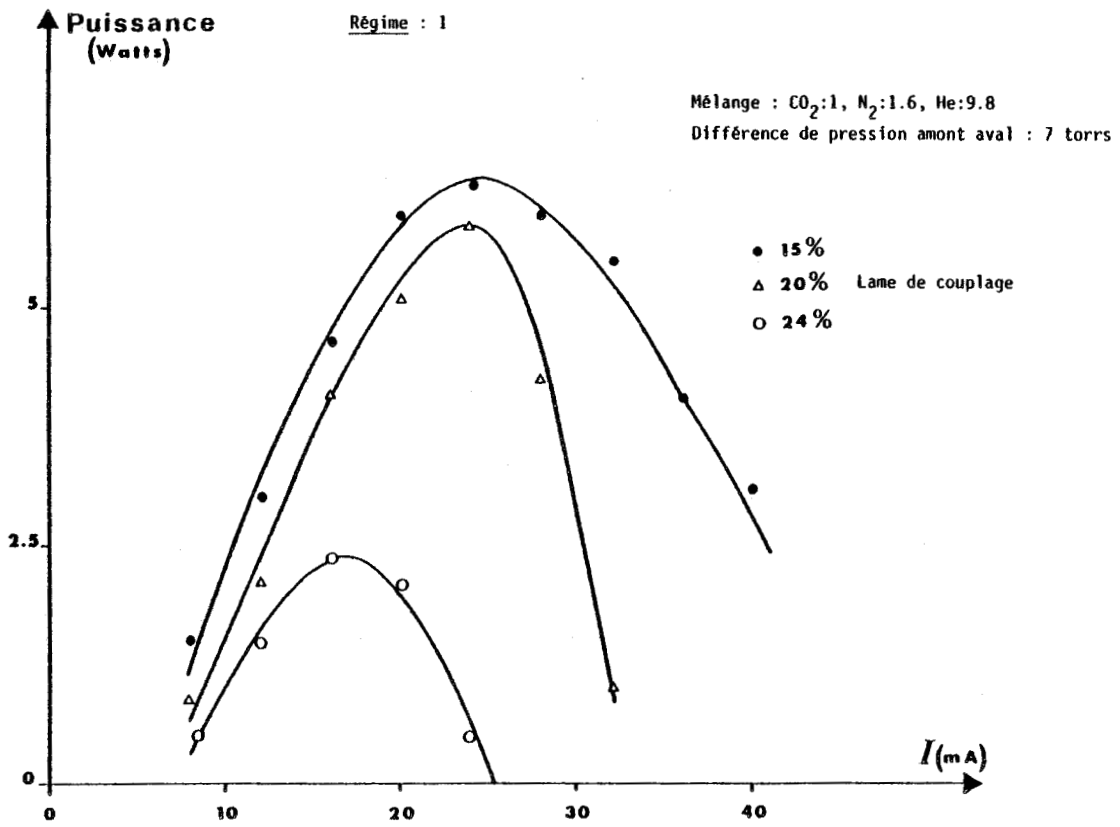


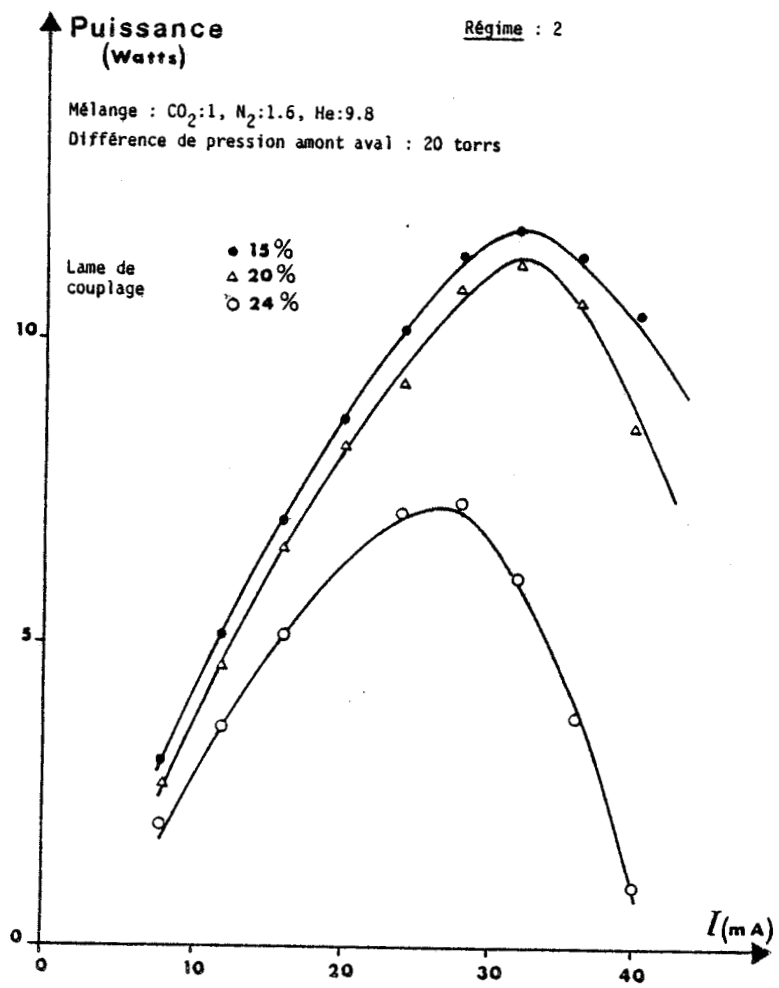
FIGURE III-9 : Schéma de séparation des deux faisceaux près du plan focal.

Pour pallier à cet inconvénient, l'un des deux faisceaux peut être supprimé en appliquant une tension négative sur la grille des deux tubes correspondant aux deux décharges d'un même guide. La puissance totale est bien sûr dans ce cas réduite par deux, mais elle est en général encore tout à fait suffisante pour la cantérisation.

Par ailleurs, cette source laser peut fonctionner indifféremment (par simple commande) en continu comme en impulsion sur trois régimes de débits gazeux différents 1, 2 et 3 ; correspondant à des puissances de sortie maximales respectivement de l'ordre de 5 à 6 W, 10 à 12 W et 15 à 20 Watts en continu. Les figures III-10(a, b et c) donnent l'évolution de la puissance totale de sortie du laser en fonction du débit de courant pour ces trois régimes et pour trois lames de coefficients de transmissions différents (15, 20 et 24).



(a)



(b)

FIGURE III-10(a, b et c) : Puissance de sortie du laser pour les trois régimes, en fonction de l'intensité de courant et pour les différentes lames de couplage.

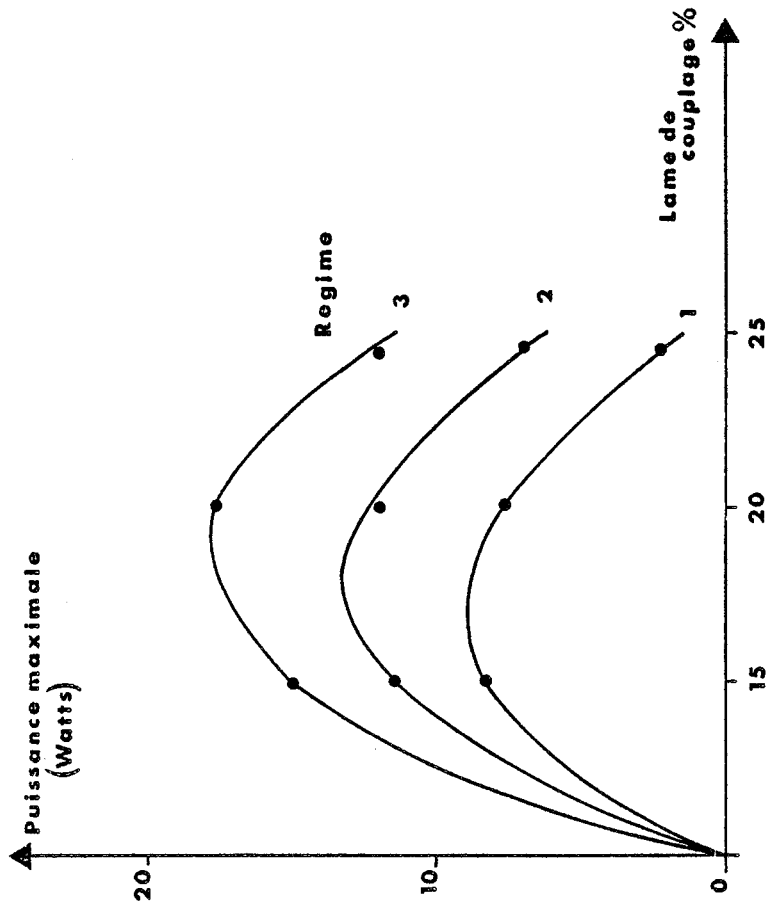
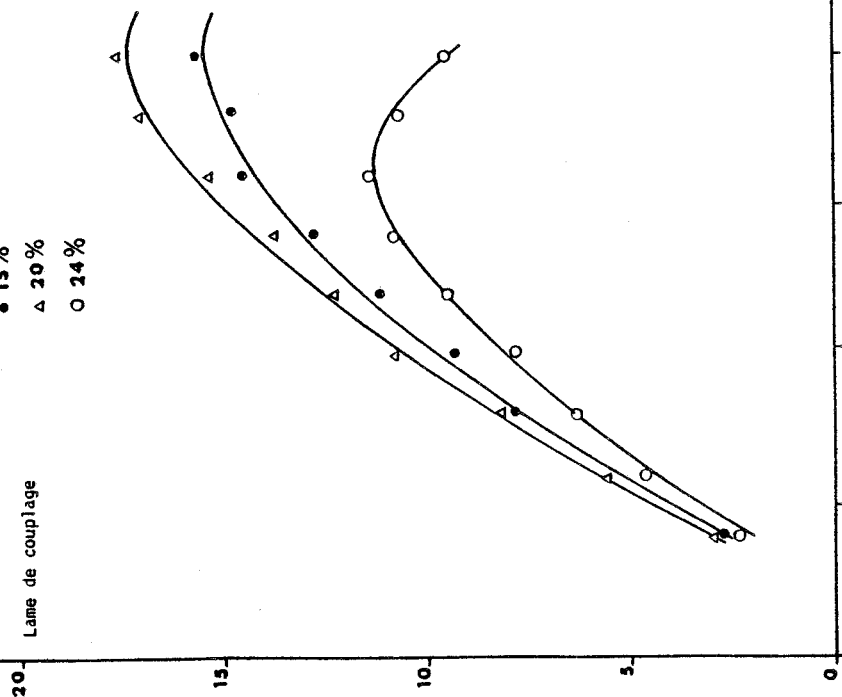




Régime : 3

Puissance (Watts)

Mélange : CO₂:1, N₂:1.6, He:9.8
 Différence de pression amont aval : 100 torr
 • 15%
 Δ 20%
 ○ 24%



(C)

FIGURE III-11 : Evolution de la puissance maximale en fonction des lames de couplages pour les trois régimes.

Ces courbes ont été obtenues pour le même mélange gazeux fourni par une bouteille de mélange.

On peut noter que, quel que soit le régime de débit de gaz, la puissance maximale de sortie obtenue pour une lame de couplage de 24 % et l'intensité de courant qui l'optimisait sont nettement inférieures à celles obtenues avec les deux autres lames.

En outre, le maximum de puissance en fonction du couplage se déplace vers les couplages plus grand (en restant inférieur au couplage de 20 %) lorsque le débit de gaz augmente (Figure III-11), ce qui s'explique facilement car le gain du milieu amplificateur augmente avec le débit gazeux et donc le couplage optimum augmente également comme le montre le paragraphe I-1-4.

III-4-2 : IMPULSIONS LASER

L'excitation du milieu amplificateur est réalisée cette fois-ci au moyen d'impulsions. Celles-ci sont obtenues en débloquent les tubes régulateurs de chaque décharge électrique par l'intermédiaire d'une impulsion de tension positive sur la grille de ces tubes.

La détection de ces impulsions laser a été réalisée à l'aide du dispositif donné par la figure III-12.

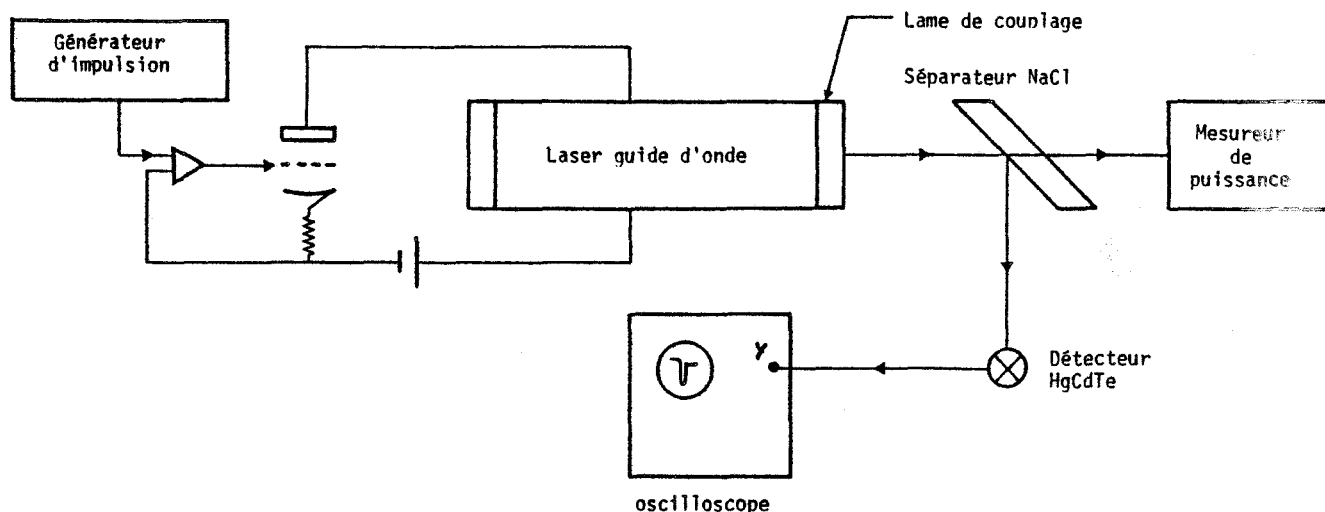
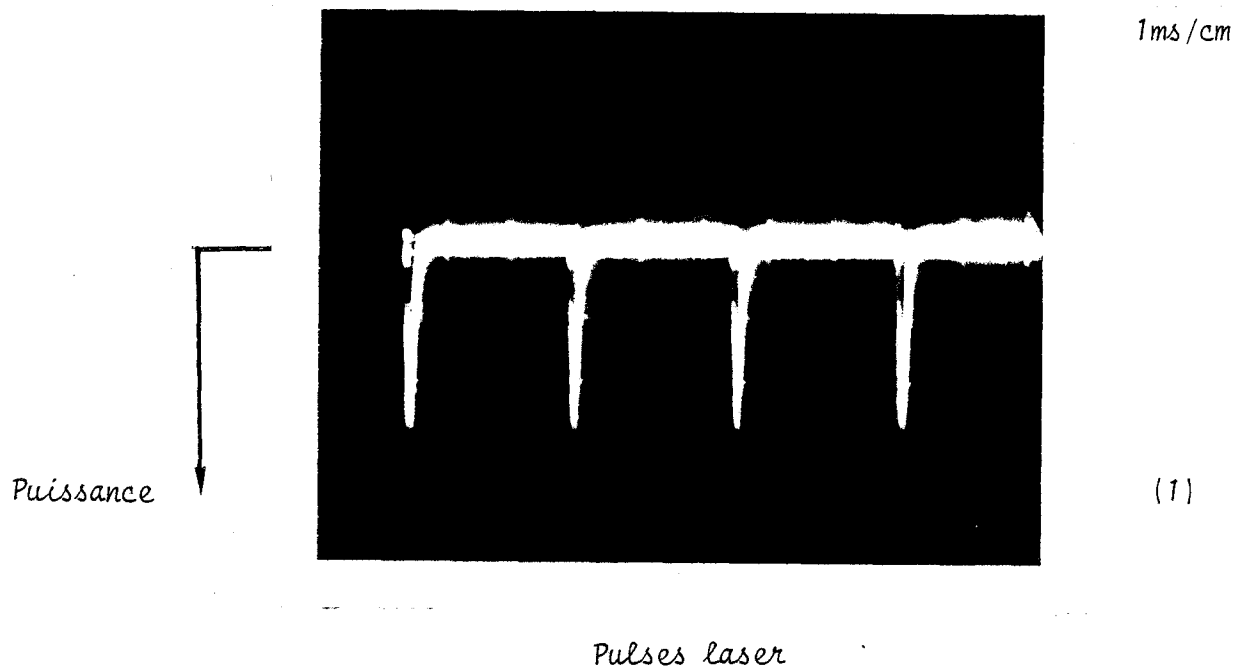


FIGURE III-12 : Dispositif de détection des impulsions.

Cependant, pour la coupe des tissus, il faut apporter rapidement l'énergie nécessaire pour vaporiser l'eau contenue dans les cellules des tissus, afin de les faire exploser (la photographie (1) montre une série de pulses de durée à mi-hauteur d'environ 0.3 ms).

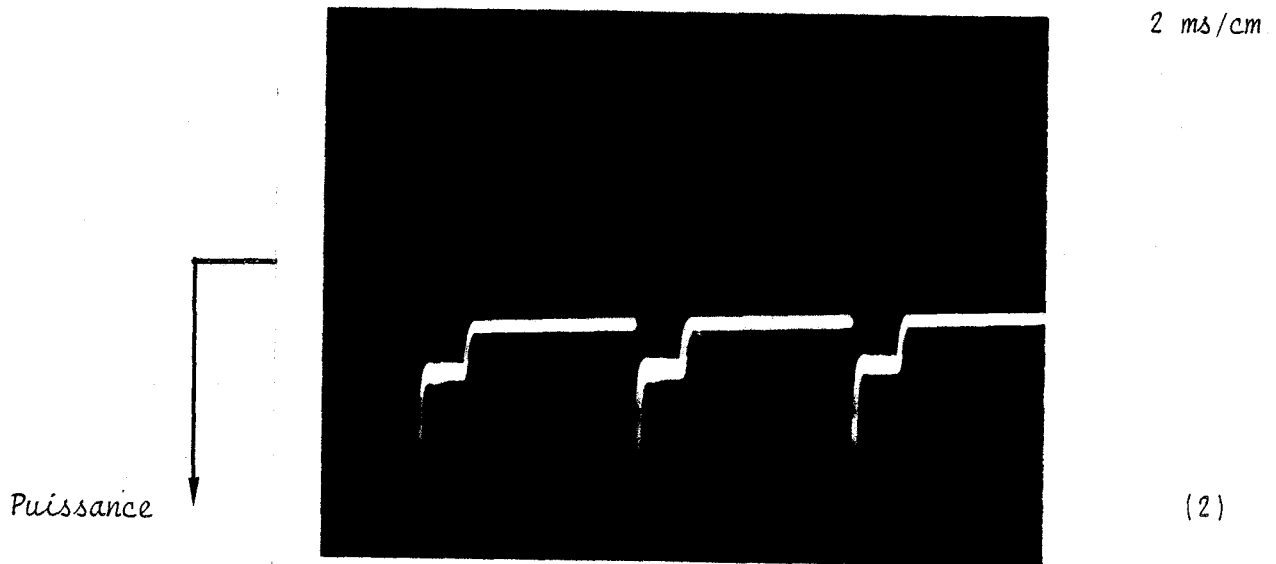


Par contre, les saignements risquent de devenir plus importants car l'extrémité des vaisseaux sanguins n'est pas irradiée suffisamment longtemps.



Pour cette raison, il semble intéressant (mais l'effet n'a pas encore pu être clairement démontré) d'amener après chaque pulse une irradiation supplémentaire moins dense pour essayer de cautériser au moins en partie les petits vaisseaux sanguins (photographie (2)).

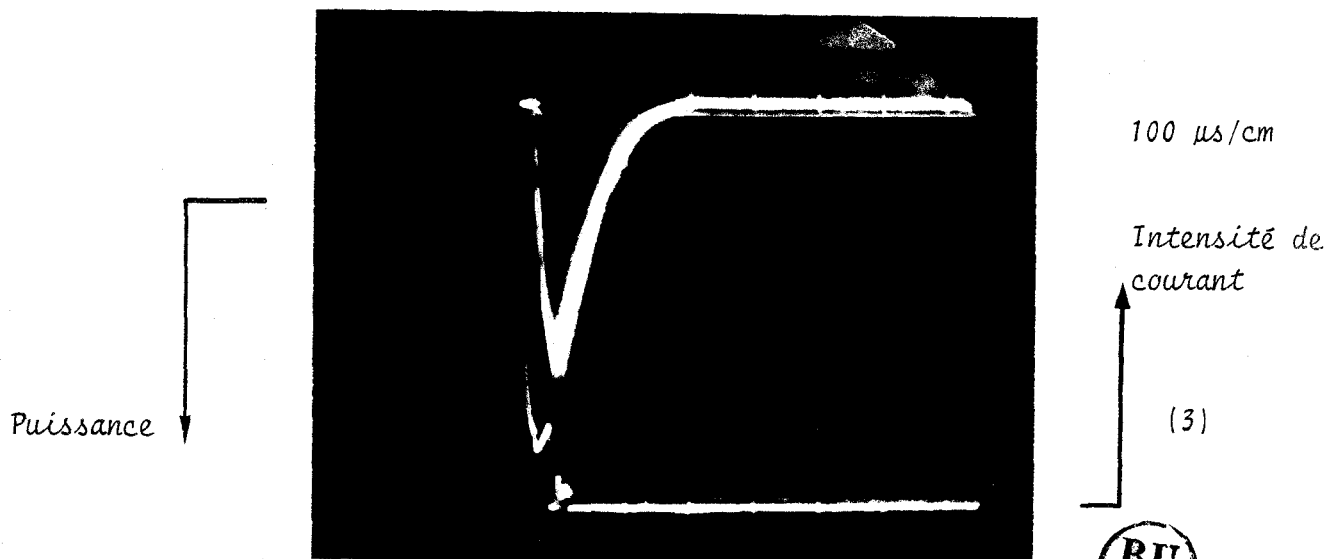
Nous avons réalisé ces impulsions dans le cas où le laser fonctionne sur le régime 2 (puissance maximale de sortie en continue de 10 à 12 Watts) pour le mélange gazeux suivant CO_2 : 1, N_2 : 1.4 et He : 8.6 et avec une lame de couplage de 20 %.



Pulses + créneau

Nous avons obtenu des pulses laser de largeurs à mi-hauteur de 100 μ s et de rapport entre la puissance crête et la puissance en continue de l'ordre de 7 (70 à 80 Watts crête).

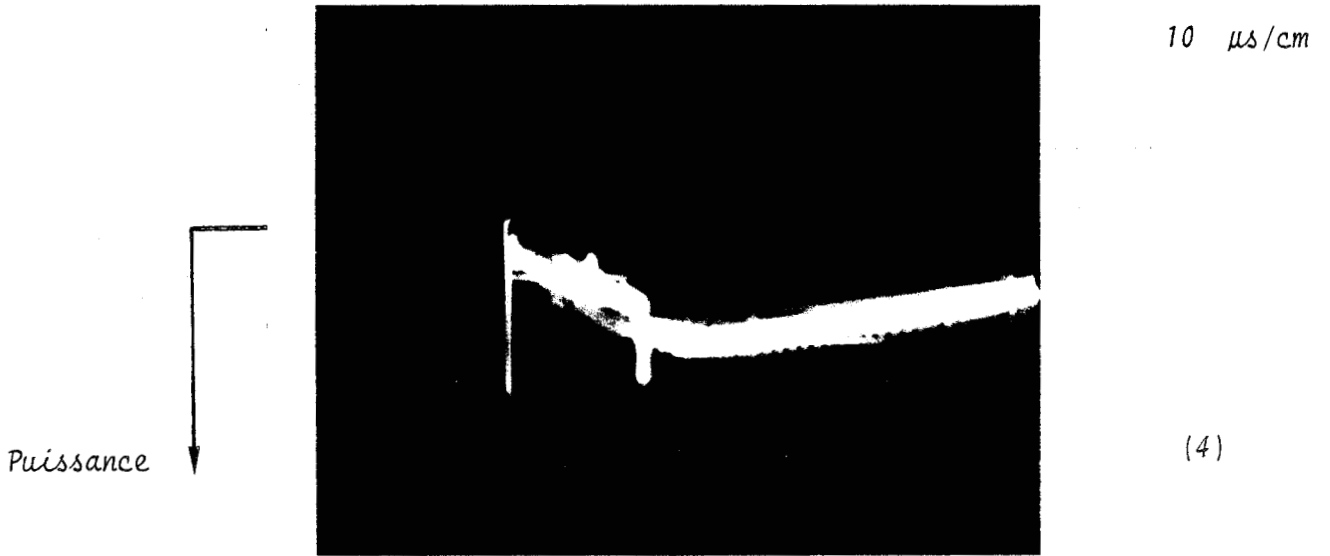
La photographie (3) montre des impulsions laser et de courant ; on peut noter qu'il n'y a pas de retard entre elles.



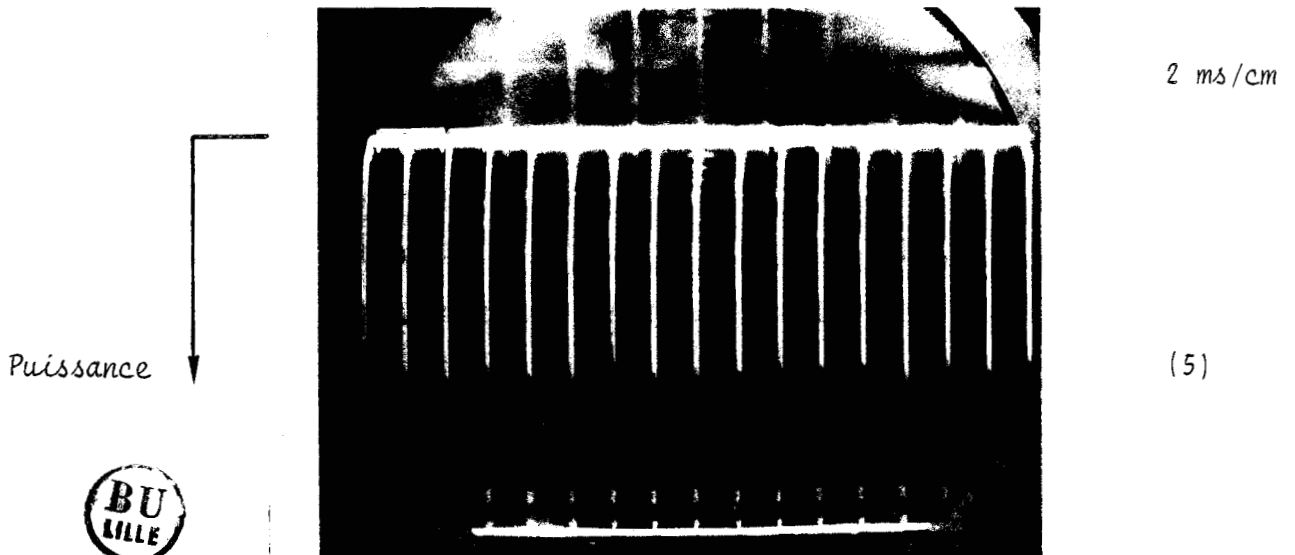
Impulsions laser et de courant



Les photographies (4) et (5) montrent respectivement un prépulse laser très fin (largeur à mi-hauteur environ $1 \mu s$) et une série de pulses dont la fluctuation de leurs amplitudes est très faible (de l'ordre de 2.5 %).



Prépulse laser



Série de pulses



III-4-3 : SIGNATURE DU LASER

La variation de la puissance du laser qui résulte du passage de l'émission sur une raie à l'émission sur une autre raie lorsque l'on change la longueur de la cavité laser est appelée couramment signature laser [16].

Walksberg [24] a montré l'existence de variations sur le profil de la puissance de sortie toutes les demi-longueurs d'onde avec l'apparition et la disparition de plusieurs raies.

Dans ce but on a étudié les raies d'émission de notre laser guide d'onde par deux méthodes différentes : soit par variation de l'intensité du courant en gardant tous les autres paramètres constants (débit d'eau, mélange gazeux, pression moyenne ...), soit par variation du débit d'eau de refroidissement du laser pour une intensité de courant constante.

Nous avons ainsi déterminé les séquences de raies d'émission suivantes :

- Cas de la variation du débit d'eau :

P(20), P(22), P(16), P(20), P(24), P(14), P(16), P(28), R(22).

- Cas de la variation du débit de courant :

P(20), P(22), P(16), P(20) (P(16)), P(24), P(14), P(16), P(28), R(22).

On peut noter que, quel que soit la méthode utilisée et compte tenu du temps de réponse des plaques photosensibles, on retrouve les mêmes séquences de raies avec prédominance des raies P.

En outre, on a enregistré l'évolution de la puissance de sortie du laser dans le temps dès sa mise en marche, en notant simultanément le défilement des raies d'émission sur un seul canal (Figure III-13).

Les positions (1) et (2) de l'obturateur permettent d'analyser le rayonnement laser sur un seul canal et de tracer la puissance de sortie sur un canal (obturateur en position (2)) ou bien sur deux canaux (obturateur en position (1)). On peut remarquer, sur les deux enregistrements de la puissance de sortie du laser (Figure III - 14 et 15) que la puissance de sortie atteint une valeur stable en quelques dizaines de secondes de

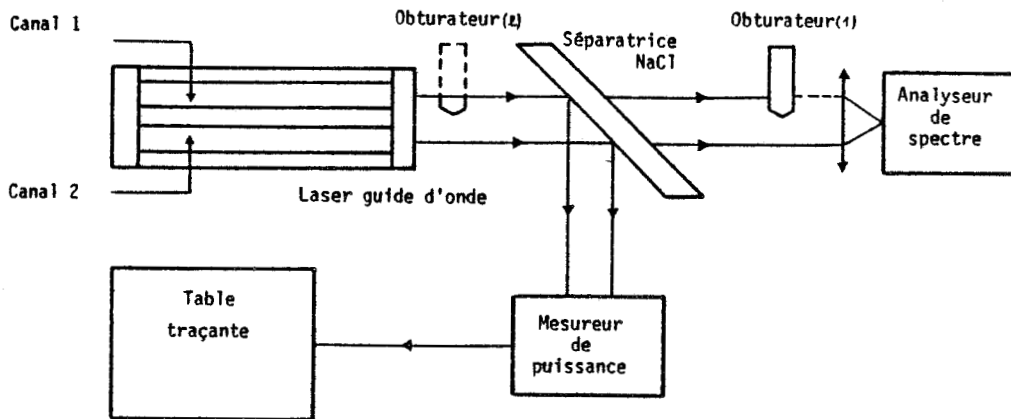


FIGURE III-13 : *Dispositif expérimental d'enregistrement.*

fonctionnement et que les fluctuations de celle-ci ne dépassent pas les ± 6 %. Ces résultats sont très appréciables, surtout pour des lasers qui sont destinés à être utilisés dans le milieu médical où pour certaines opérations la puissance doit être la plus stable possible.

Finalement, la signature laser peut être une méthode très utile pour régler au mieux la longueur de la cavité laser.

III-4-4 : MODES D'EMISSION DU LASER

Pendant les essais du laser nous avons constaté que la cavité résonnante était instable, surtout dans le cas des guides de grande section. En effet, les modes d'émission du laser sont dans ce cas souvent des modes d'ordres supérieurs (EH_{12} et EH_{13}).

Le mode fondamental EH_{11} a été obtenu le plus souvent sur un seul canal, alors que l'autre émission avait une structure de mode d'ordre supérieur. Ce fonctionnement du laser sur des modes d'ordres supérieurs a pour

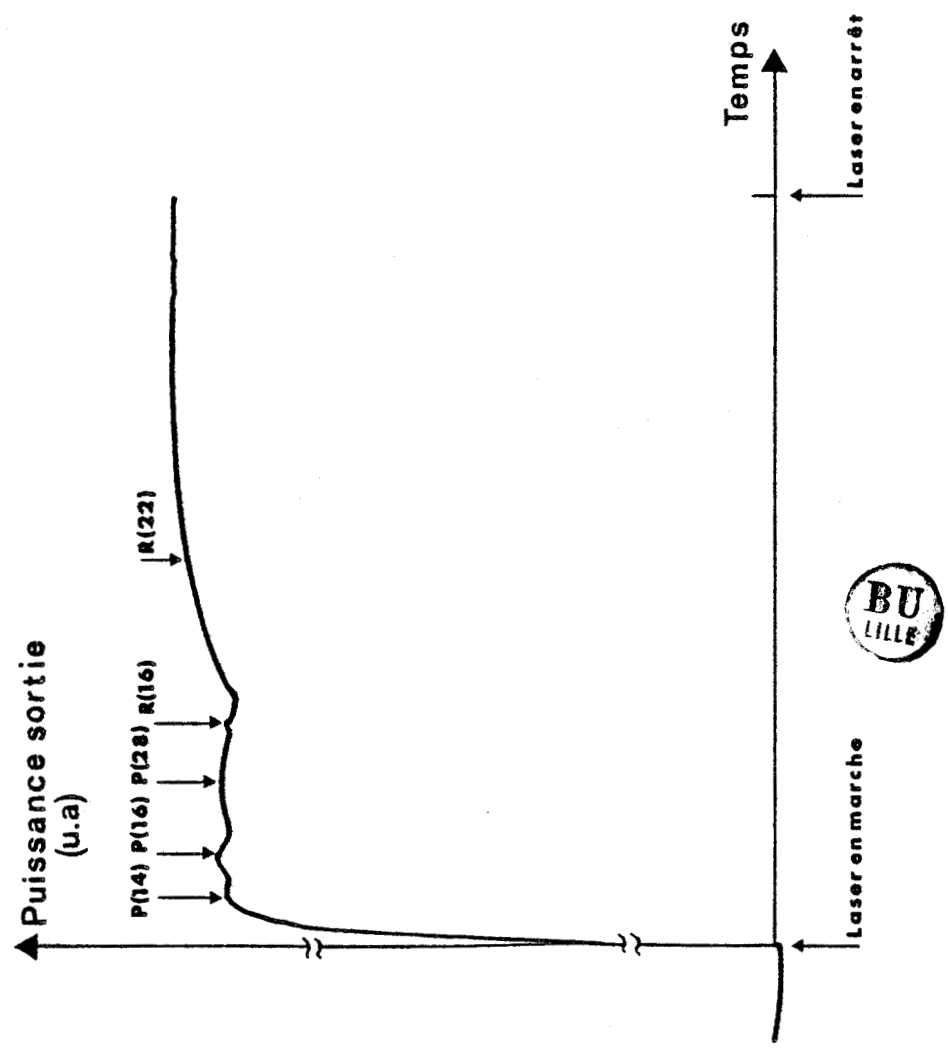


FIGURE III-14 : Evolution de la puissance totale de sortie du laser dans le temps et enregistrement des raies d'émission sur un canal ($I = 9.5 \text{ mA}$) (Vitesse de défilement 1 div/S).

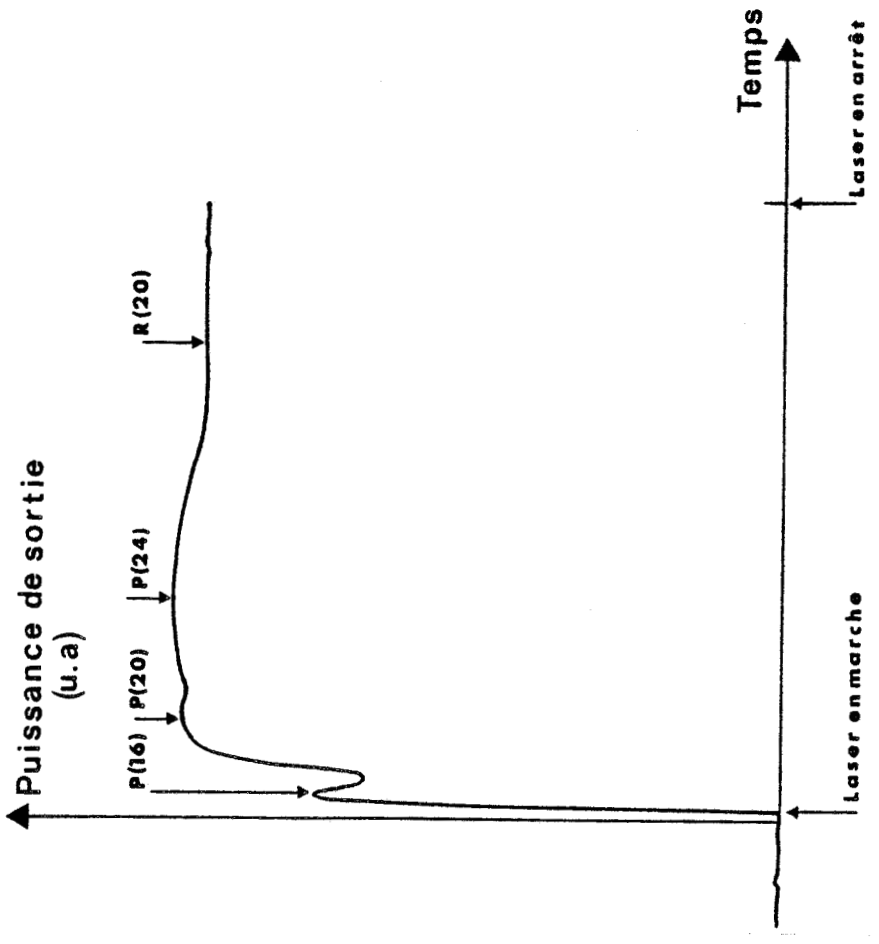


FIGURE III-15 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du temps enregistrement des raies et puissance sur un seul canal (Vitesse de défilement 1 div/S).



conséquence de compromettre la qualité de la finesse de coupe du laser (des essais sur la finesse de coupe le confirme). En effet les modes d'ordre supérieur correspondent à une répartition d'énergie qui s'écarte de l'axe de propagation.

Alors, ceci nous a conduit à apporter des modifications sur les extrémités du laser pour avoir un nouveau système d'appui des optiques afin de diminuer cette instabilité de la cavité qui peut être responsable en partie de l'émission du laser sur des modes d'ordres supérieurs.

Cependant, dès les premiers essais du laser nous avons constaté que ces modifications n'ont pas donné les résultats souhaités.

Ainsi donc, on a émis l'hypothèse que cette instabilité de la cavité est due non seulement à la dilatation du matériau servant à la fabrication du guide d'onde, mais aussi à certaines déformations des couches diélectriques formant les optiques sous l'effet de la forte densité d'énergie reçue sur leurs surfaces.

Afin de mettre en évidence l'existence de ces déformations, nous avons réalisé pour cela les expériences suivantes :

a) Expérience 1

Cette méthode consiste à envoyer un faisceau laser HeNe à l'intérieur de l'une des deux cavités laser et observer ainsi l'effet du fonctionnement du laser guide d'onde sur les deux taches issues de la réflexion sur les deux faces en regard des deux miroirs formant la cavité résonnante (Figure III-16).

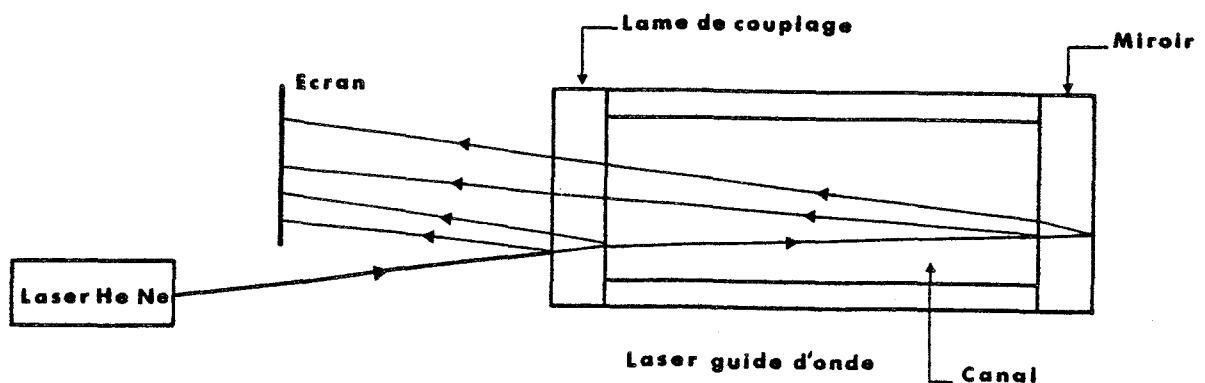


FIGURE III-16 : Dispositif expérimental

(En réalité, on observe quatre taches qui sont issues de la réflexion sur les quatre faces des deux miroirs).

Cependant, dès la mise en marche du laser (décharges électriques allumées), les taches sont brouillées car le plasma créé est inhomogène et déforme la structure du faisceau du laser HeNe qui traverse le tube.

Cette expérience ne nous a pas permis de confirmer l'existence des déformations des miroirs, ceci nous a conduit à faire l'expérience suivante :

b) Expérience 2

Dans cette expérience on éclaire l'un des miroirs (soit la lame de couplage soit le miroir réfléchissant) formant la cavité laser par un faisceau laser HeNe et on observe sur un écran l'effet du fonctionnement du laser sur l'image obtenue (Figure III-17).

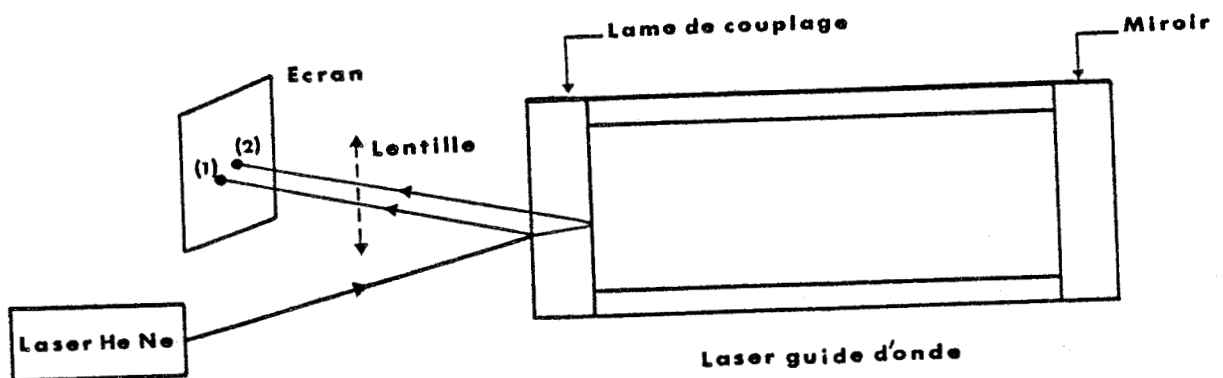


FIGURE III-17 : Dispositif expérimental

Cette expérience a été menée de deux manières différentes :

1) On éclaire une partie de la lame de couplage qui est en face de l'ouverture de l'un des deux guides par un faisceau HeNe de faible diamètre (~ 0.2 mm), et on observe à grande distance (quelques mètres) au niveau de la séparation des deux faisceaux réfléchis (car la lame est légèrement prismatique) les deux images (deux taches) de la source HeNe.

Dès la mise en marche du laser guide d'onde à CO_2 , nous avons constaté que l'image issue de la face intérieure de la lame de couplage (tache (2)) se déforme et s'étale (voir photographies (1) et (2)).

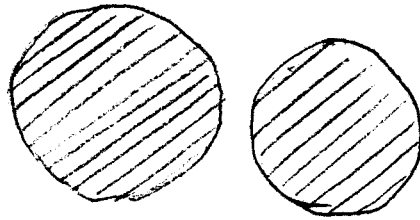
2) Cette fois-ci on éclaire la lame de couplage par un faisceau HeNe de grand diamètre, les faisceaux réfléchis sont repris par un objectif et on observe à grande distance les franges d'interférences formées par les réflexions sur les deux faces de la lame. Comme pour le cas 1), le fonctionnement du laser guide d'onde à CO_2 a pour effet de déformer les franges d'interférences qui sont issues de la surface de la lame de couplage en face de l'un des deux guides.

Par ailleurs, pour confirmer que les déformations des optiques sont dues essentiellement à l'intensité du champ électromagnétique régnant dans la cavité, nous avons réalisé dans ce but les contre-manipulations suivantes :

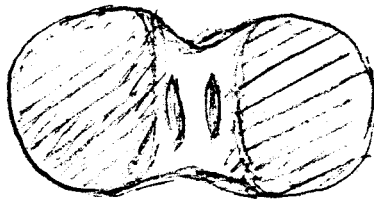
- en changeant les pressions du mélange gazeux, les déformations des franges d'interférences disparaissent,
- en dérégulant les deux miroirs (c'est-à-dire les décharges électriques sont allumées mais la puissance du laser est nulle), les deux taches (ou les franges d'interférences) ne bougent pas,
- en éclairant la partie de la lame de couplage qui est en dehors de la surface des canaux, pas de déformations non plus.

Ainsi donc, on peut conclure que seule la densité de puissance présente dans la cavité est responsable de la déformation des optiques et en partie au moins du changement des modes d'émission du laser guide d'onde à CO_2 . Alors afin de stabiliser les modes d'émission du laser il est nécessaire de réduire la section rectangulaire des guides d'onde.

Nous disposons actuellement de résultats très prometteurs dans ce domaine.



(1)



(2)



Photographies de l'image de la source laser HeNe avant (1) et après (2) la mise en marche du laser guide d'onde à CO_2 .

III - 5 : UTILISATION MEDICALE DU LASER GUIDE D'ONDE A CO₂

L'appareillage médical ne doit pas exposer l'opérateur ou le patient à des risques mêmes mineurs. Pour répondre à des normes de sécurité, le laser guide d'onde a dû être présenté avant son utilisation dans le milieu hospitalier à un organisme spécialisé dans l'homologation des appareils à usage médical.

Certains tests concernant par exemple, l'isolation électrique de la tête laser, des gaines d'amenée et de pompage des gaz, de l'alimentation électrique ainsi que toutes les pièces annexes ; la fiabilité du système tout entier ont été réalisés par le GLEM (groupement des laboratoires d'essais des matériels de technique médicale).

Après l'avis favorable de cet organisme, le laser a été introduit dans le centre laser de traitement multidisciplinaire du Centre Hospitalier de Lille.

III-5-1 : APPAREILLAGE

L'ensemble se présente comme une "tête laser" reliée à une baie d'alimentation par l'intermédiaire de gaines très souples. Celle-ci est constituée par un bâti mobile de volume (60x60x40 cm) (Figure III-16).

Ce dernier regroupe le système de vide, le circuit de refroidissement interne, l'alimentation électrique et finalement la bouteille du mélange gazeux (CO₂-N₂-He) de capacité moyenne munie d'un détendeur (du fait que le laser est utilisé par plusieurs opérateurs, il a semblé plus commode d'utiliser une bouteille de gaz de grande capacité maintenue à proximité du bâti).

Le panneau de commande du laser est accroché à une potence sur le côté du bâti (Figure III-18) celui-ci comprend :

- la commande des trois régimes de débits gazeux correspondants aux trois gammes de puissance suivantes : 0-6 Watts, 1-12 Watts et 2-20 Watts.



FIGURE III-18 : Le laser guide d'onde à CO_2 dans la salle d'opération au C.H.R. de Lille.

- le réglage de l'intensité de courant des quatre décharges et par conséquent le choix de la puissance désirée pour un régime de débit gazeux donné (la valeur de cette puissance est mesurée par un mesureur de puissance externe). L'allumage de chaque décharge électrique est rendu visible par des milli-ampèremètres.
- le choix du mode de fonctionnement du laser : en continu ou en impulsion
- le réglage de la durée des impulsions ainsi que le temps entre deux impulsions successives.
- la possibilité de faire fonctionner un seul guide d'onde seulement (c'est-à-dire deux décharges du même canal).

III-5-2 : SYSTEME DE FOCALISATION

La focalisation des deux faisceaux laser est réalisée par une lentille mince en ZnSe, montée sur un système composé de trois pièces (Figure III-19) :

- une pièce en aluminium qui porte la lentille de focalisation
- une pièce conique en aluminium, comportant un index qui matérialise le faisceau laser ; son extrémité correspond exactement au plan de focalisation

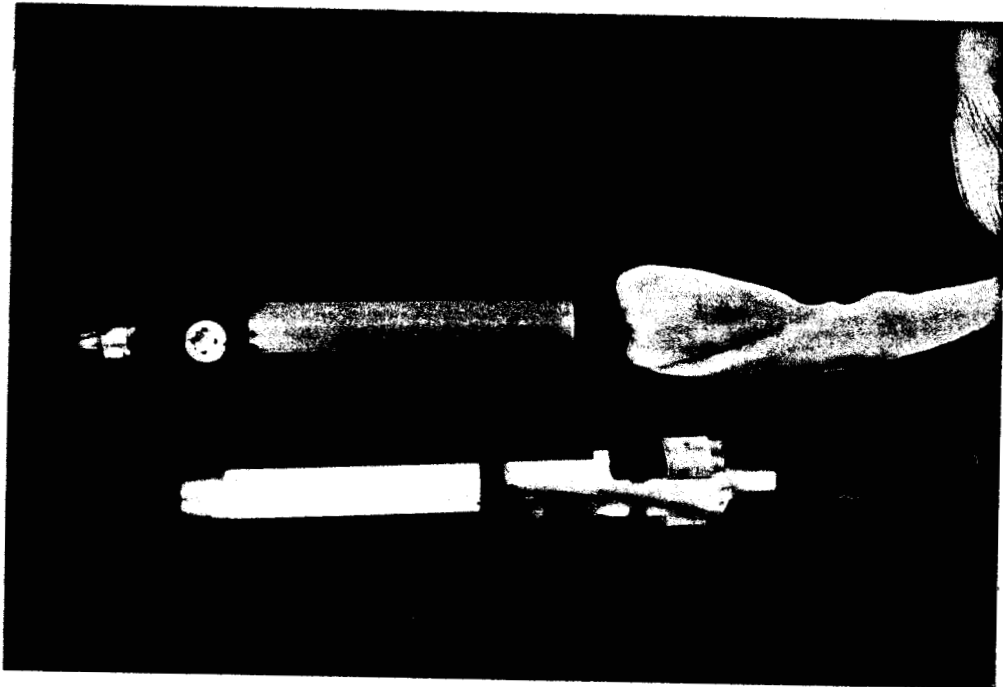


FIGURE III-19 : Laser guide d'onde à CO_2 avec son système de focalisation et la chaussette enveloppe gaines.

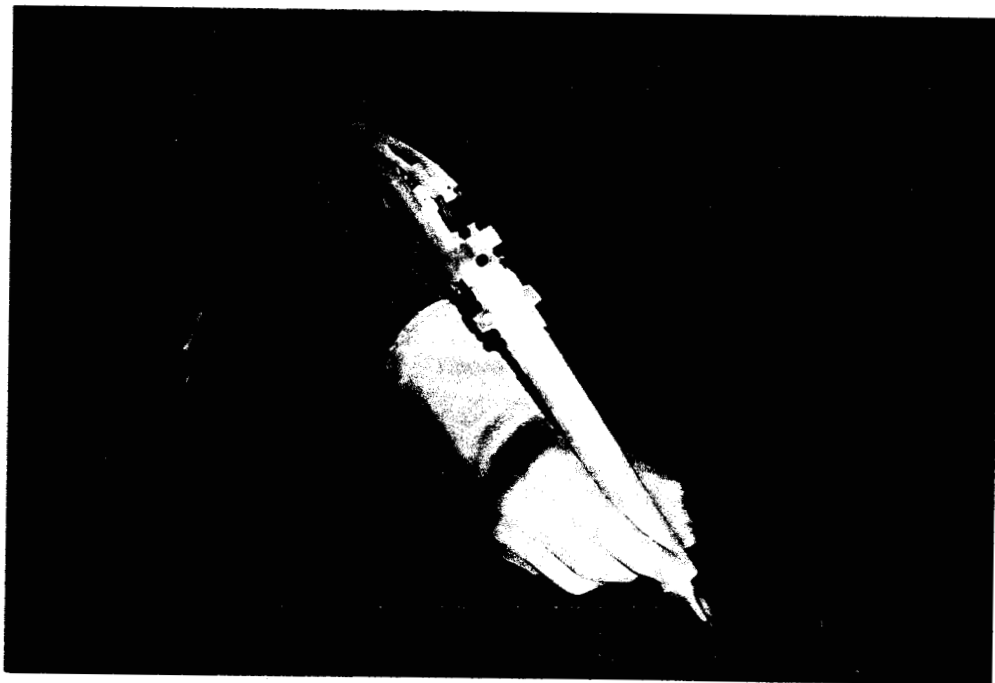


FIGURE III-20 : Laser tenu en main à la manière d'un gros stylo.

de la lentille. Le foyer de cette lentille est situé à environ 2 mm de l'index

- un tube creux en leucoflex qui vient envelopper le guide d'onde. Il a plusieurs rôles : d'une part, il supporte la pièce conique avec la lentille et d'autre part il sert de pièce à main stérilisable.

Le refroidissement et la protection de la lentille contre la souillure et la fumée qui se dégage en cas de volatilisation ou de section et qui risque de masquer la vue du champ opératoire, sont assurés par un courant d'azote qui est injecté en permanence coaxialement à la "tête laser" jusqu'à la lentille par l'intérieur de cette pièce à main.

Avec ce système de focalisation, le laser guide d'onde à CO_2 peut recevoir indifféremment plusieurs lentilles de distances focales différentes qui peuvent être interchangeables en cours d'opération sans aucune difficulté.

III-5-3 : INTERVENTIONS REALISEES AVEC LE LASER

GUIDE D'ONDE A CO_2

Avant toute opération chirurgicale, en plus de la stérilisation de la pièce à main, l'ensemble des tuyaux est entouré par une chaussette stérile (Figure III-21).

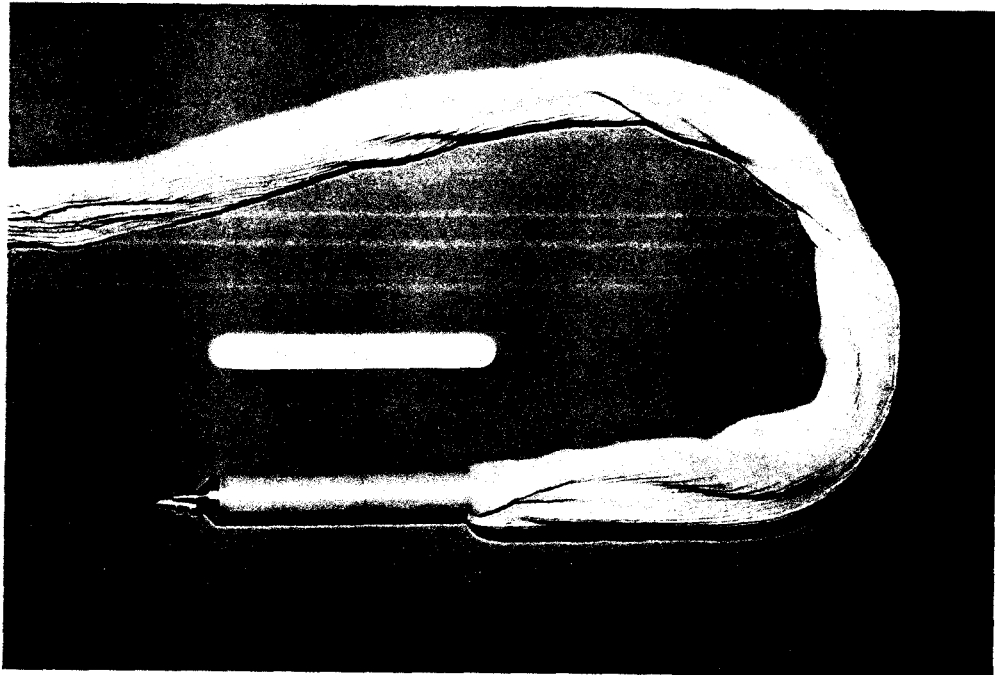


FIGURE III- 21 : La tête laser avec la chaussette stérile couvre-gaines.

Pendant les interventions le praticien n'agit généralement que, sur deux paramètres : la gamme de puissance optique et le temps d'exposition.

Pour commander de manière pratique l'émission du laser, le déclenchement de l'émission se fait par pédale.

Le laser guide d'onde à CO_2 est maintenant utilisé depuis trois mois au centre laser de traitement multidisciplinaire au C.H.R. de Lille, où une cinquantaine d'interventions ont déjà été réalisées par plusieurs praticiens.

La plupart de ces interventions a été pratiquée en dermatologie et chirurgie esthétique où l'effet thermique du laser est à la base de ces applications.

Le plus souvent le laser a été utilisé en mode continu pour des puissances variant entre 2 et 15 Watts et avec une lentille de distance focale 40 mm. Par exemple, pour la destruction des tatouages, la puissance laser utilisée est de 4 Watts (Figure III-22), alors que pour la section des tissus une puissance plus élevée est exigée (6 à 15 Watts).



FIGURE III-22 : Dé-tatouage

Les figures III-23 et 24 montrent respectivement une opération de dermatologie et une opération d'esthétique (reprise d'une cicatrice).



FIGURE III-23 : *Opération en dermatologie*



FIGURE III-24 : *Reprise de cicatrice.*

CONCLUSION

La technologie guide d'onde multicanaux et le choix des matériaux nous ont permis de réaliser, à notre connaissance, le premier prototype laser guide d'onde à CO_2 en écoulement gazeux à usage biomédical, où la source laser est directement prise en main par le praticien.

Ainsi donc, l'encombrement de la tête laser est très réduit, la souplesse et la maniabilité d'utilisation sont tout à fait suffisantes.

Par ailleurs, l'appareillage peut être intégré facilement dans un bloc opératoire, il est peu bruyant et peut être éloigné loin de la table d'opération, ce qui ajouté à l'absence du bras articulé au-dessus de cette table contribue à dégager très largement le champ opératoire. Son pupitre de commande encore peu commode sera simplifié par la suite. En outre, la tête laser a été conçue en vue d'être débranchée de l'alimentation très rapidement pour une éventuelle remise en état, mais aussi pour faciliter les essais d'autres prototypes qui seront réalisés ultérieurement.

Les problèmes qui sont liés à l'instabilité de la cavité résonnante ont été résolus par une méthode de refroidissement du laser bien appropriée. Actuellement les deux guides d'onde formant le laser fonctionnent sur le mode fondamental. L'augmentation de l'une des dimensions transversales du guide a permis de réduire la tache des deux faisceaux au foyer de la lentille dans une direction. Bien que les dimensions du spot restent théoriquement supérieures à celles obtenues avec un laser à onde libre, la qualité de coupe du laser guide d'onde à CO_2 dans le domaine où il a été utilisé (dermatologie et chirurgie esthétique) est bien comparable à celle du laser conventionnel. Ceci peut être expliqué par le fait que le faisceau du laser guide d'onde n'est pas détérioré par les nombreux miroirs du bras articulé du laser classique.

L'utilisation médicale du laser guide d'onde à CO_2 (une cinquantaine d'interventions) a confirmé les qualités qu'on en attendait en particulier par comparaison avec les lasers classiques. Notons que sa fiabilité est maintenant vérifiée, que les inconvénients de l'encombrement, la fragilité et l'entretien du bras articulé ont été écartés.

Prochainement deux autres prototypes devraient être réalisés puis placés dans plusieurs centres hospitaliers en France, afin qu'ils soient utilisés dans d'autres disciplines. Les inconvénients et les avantages de ce type de laser pourront ainsi être dégagés dans un vaste éventail d'utilisation du domaine médical.

CHAPITRE 4

LASER GUIDE D'ONDE À CO₂ BIOMÉDICAL
À EXCITATION RADIO-FRÉQUENCE



INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré aux toutes premières investigations concernant l'étude et la conception d'un autre type de laser guide d'onde à CO_2 , où le milieu amplificateur est placé dans une cavité constituée par deux parois métalliques formant un condensateur plan et deux parois diélectriques. L'excitation peut alors être réalisée cette fois-ci par un champ électrique alternatif de haute fréquence (radio-fréquence), appliqué entre les parois métalliques.

Les avantages de ce procédé d'excitation sont : la tension réduite employée (quelques centaines de volts) et l'élimination des résistances ballast et par conséquent l'énergie dissipée dans celles-ci.

Les difficultés d'isolement liées à la présence de la haute tension ne se pose plus dans ce cas-là.

La structure de la "tête laser" est complètement intégrée : le guidage de l'onde, le circuit de refroidissement, l'alimentation en gaz, les supports d'optiques, se trouvent dans le même tube laser.

Dans une première partie nous donnons quelques rappels concernant la décharge radio-fréquence (R.F.), dans la seconde partie nous décrivons la conception de ce nouveau type de laser guide d'onde à CO_2 .

IV - 1 : CARACTÉRISTIQUES DE LA DÉCHARGE HAUTE-FRÉQUENCE (H.F.)

IV-1-1 : INTRODUCTION

Les décharges longitudinales haute tension continues n'ont pas l'exclusivité dans l'excitation des gaz. Parmi les autres procédés expérimentaux on utilise un champ électrique alternatif haute fréquence pour ioniser le gaz dans la cavité laser. Ce procédé a été utilisé dès 1965 par P. Barchewitz et col. [29] pour obtenir une émission laser continue de CO_2 . Par la suite la décharge R.F. fut utilisée pour préioniser le gaz [33,42] et fut appliquée à l'excitation du milieu amplificateur du laser guide d'onde à CO_2 [15,30,31,32]

La première application de ce procédé d'excitation au laboratoire fut réalisée par Khelkhal [28] dans un but spectroscopique. Le guide d'onde réalisé est formé par deux parois diélectriques et deux parois métalliques, de section carrée 2 x 2 mm et 250 mm de longueur. Une puissance de sortie de 3 watts a été obtenue et un rendement légèrement supérieur à 5%.

IV-1-2 : MECANISME DE LA DECHARGE H.F.

La production du plasma se fait par l'ionisation des molécules ou atomes du gaz par les électrons libres accélérés par le champ électrique. En l'absence d'un tel champ électrique, l'état de plasma disparaît car les particules chargées s'éliminent par recombinaison et diffusion sur les parois.

a) Amorçage de la décharge

Dans une décharge électrique H.F. les électrons sont soumis à une force électromagnétique qui varie à la fréquence du champ exciteur.

Lorsque la fréquence du champ électrique exciteur est inférieure, ou du même ordre de grandeur que la fréquence de collision électron-neutre et si le libre parcours moyen des électrons est inférieur aux dimensions de la cavité, le mécanisme de la décharge H.F. peut être décrit de la manière suivante :

En l'absence de champ électromagnétique dans la cavité contenant le gaz, il existe toujours un certain nombre d'électrons libres. Sous l'action de champ oscillant, ils se déplacent dans la cavité en faisant de nombreux chocs sur les molécules des gaz.

Ces électrons au cours de leurs mouvements prélèvent de l'énergie au champ H.F. et chaque électron ne cède au cours des chocs élastiques qu'une très faible fraction, de l'ordre de $\frac{2m}{M}$ (m et M sont respectivement les masses de l'électron et de la molécule), de son énergie cinétique avant le choc [44]. Il s'ensuit que la phase du mouvement de l'électron aura varié, sans qu'il perde l'énergie qu'il a déjà empruntée au champ et que son mouvement ordonné se trouve donc converti en mouvement aléatoire. Ceci explique l'apparent

paradoxe que, si dans les décharges continues, les électrons ne peuvent que perdre de l'énergie en percutant des particules gazeuses, dans les décharges H.F. aucune énergie ne peut être gagnée sans collisions. L'énergie que l'électron transfère à la molécule est plus que compensée, en moyenne, par l'emprunt ultérieur fait au champ en raison du changement de phase. De cette façon, l'énergie d'un nuage d'électrons peut aller en croissant jusqu'à ce qu'une fraction appréciable des électrons ait une énergie suffisante pour exciter ou ioniser le gaz ; bien entendu, ce faisant, ils perdent une quantité d'énergie importante.

b) Entretien de la décharge

La densité des ions formés par le processus précédent augmenterait continuellement si aucun phénomène de limitation n'intervenait. Physiquement il n'en est pas ainsi et les ions et les électrons disparaissent de différentes manières qui sont principalement : la diffusion vers les parois et les interactions avec les ions créés et les neutres.

c) Impédance de la décharge

Dans le cas d'une décharge électrique continue entre deux électrodes, les charges positives et négatives du plasma sont accélérées respectivement vers la cathode et l'anode. Les charges sont séparées spatialement. Lorsque le courant électrique augmente dans la décharge, le nombre de charges libres augmente et l'impédance de la décharge diminue. On conçoit ainsi donc que l'impédance d'un tel type de décharge est négative.

Inversement, dans le cas d'une décharge H.F. où l'ionisation du gaz est réalisée par un champ électrique alternatif qui change de direction périodiquement.

Dans ce cas les porteurs de charges ne sont pas nécessairement balayés hors de la région de décharge vers les parois où les électrodes, pour y être capturés.

La réduction des pertes de charge ainsi réalisée permet d'obtenir un lent croisement de l'ionisation avec des champs tout à fait faibles,

conduisant à un état conducteur d'équilibre, c'est-à-dire à une décharge auto-entretenu. Dans ces conditions, on peut concevoir que l'impédance de la décharge H.F. est positive.

Cette impédance peut être déterminée à partir de l'équation ci-dessous.

Le mouvement d'un électron moyen soumis à l'action d'un champ électrique oscillant H.F. de fréquence ω est décrit par l'équation suivante :

$$m\dot{v}_D + mv_D v = -eEe^{i\omega t} \quad (1)$$

où on a tenu compte des interactions de l'électron avec les autres particules, qui sont représentées dans l'équation par une force de frottement proportionnelle à la vitesse.

m et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron, v_D est la vitesse de dérive de l'électron et v est la fréquence de collision de l'électron.

La vitesse de dérive de l'électron est donnée par :

$$v_D = - \frac{eEe^{i\omega t}}{m(v+i\omega)} \quad (2)$$

Il en résulte un courant H.F. dans le gaz qui a pour expression :

$$i(t) = \frac{ne^2 S V e^{i\omega t}}{m(v+i\omega)d} \quad (3)$$

- où :
- n est le densité des électrons
 - S est la surface de la décharge
 - d est la distance entre les deux électrodes
 - V est l'amplitude de la tension de décharge.

De l'expression (3), nous déterminons l'impédance de la décharge Z

$$Z = R_d + iX_d = \frac{m(v+i\omega)d}{ne^2 S} \quad (4)$$

où R_d et X_d sont la partie réelle et imaginaire de l'impédance. En égalant

Les parties réelle et imaginaire de la relation (4) on obtient :

$$R_d = \frac{mvd}{ne^2S} \quad \text{et} \quad X_d = \frac{\omega}{\nu} R_d$$

Dans les conditions de fonctionnement typique des lasers guide d'onde à CO_2 [42], la fréquence de collision ν est de l'ordre de 10^{11} Hz et la pulsation $\omega \approx 10^8$ rd/s. Dans ce cas là $R_d \gg X_d$ (c'est-à-dire que l'inductance $L_d = \frac{R_d}{\nu}$ en série avec R_d peut être négligée). Donc l'impédance d'une décharge H.F. est représentée par une résistance pure positive R_d .

On peut noter la dépendance de la résistance de la décharge de la géométrie de la cavité contenant les gaz et de la fréquence de collision des électrons.

Une étude expérimentale réalisée par D. He et col. [43] ont montré que la résistance de la décharge R.F. dépend également de la fréquence du champ électrique exciteur de la façon suivante :

$$R_d = A + B/f$$

où A et B sont deux paramètres indépendants de la fréquence caractéristique du système.

IV-1-3 : INVERSION DE POPULATION

L'inversion de population dans le milieu amplificateur composé par le mélange gazeux $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ est obtenue de la même façon que dans le cas d'une décharge haute-tension continue, par un peuplement sélectif des niveaux vibrationnels de la molécule de CO_2 qui contribuent à l'émission laser.

IV - 2 : CIRCUIT ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT DU LASER

Le guide d'onde de section rectangulaire, constitué des deux parois diélectriques et deux parois métalliques contenant le milieu amplificateur est équivalent du point de vue électrique lorsque la décharge est amorcée à une capacité C_L (capacité de structure des électrodes) connue en parallèle

avec une résistance de décharge positive R_d inconnue et indissociable (figure IV-1).

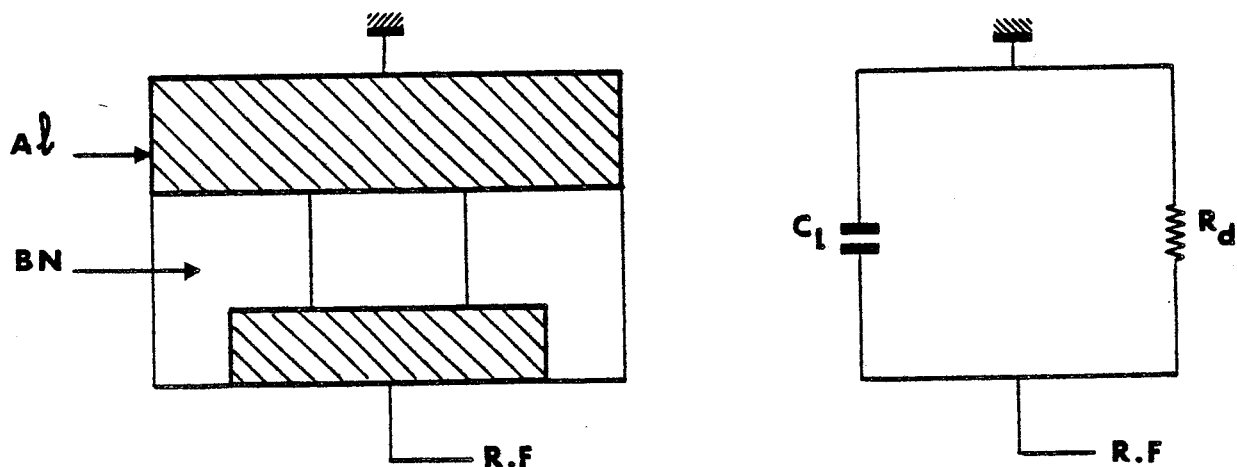


FIGURE IV-1 : Schéma d'une cavité laser avec son circuit électrique équivalent

Cependant, cette résistance prend une valeur très grande lorsque la décharge n'est pas amorcée (éteinte).

Le modèle de décharge discuté ci-dessus ne tient pas compte des effets de bords (proximité des électrodes du plasma). En pratique ceux-ci ont un effet significatif sur la forme de la décharge, conduisant à l'établissement de régions striées qui contribuent à l'augmentation de la capacité du laser par l'addition d'une capacité en parallèle qui peut être négligée sans affecter sérieusement notre analyse [42].

IV - 3 : AVANTAGES ET INCONVÉNIENTS DE L'EXCITATION R.F.

Les décharges R.F. présentent de nombreux avantages sur les décharges haute tension (H.T.) continues, parmi lesquels :

- La tension de fonctionnement est considérablement réduite, elle est de l'ordre de quelques centaines de volts, car le champ électrique est appliqué entre deux électrodes très proches (quelques millimètres). Par contre, cette tension dans le cas d'une excitation H.T. est de l'ordre de 0.3 à 1.5 KV/cm.

de décharge et sous un faible courant électrique (quelques milli-ampères) ce qui pose évidemment des problèmes et donc pour la sécurité de l'expérimentateur lorsque le laser est destiné à être pris en main.

En outre, les électrodes H.T. peuvent se détériorer au cours du temps en donnant un dépôt métallique dans les guides dont les performances sont alors diminuées.

- Le caractère positif de l'impédance de la décharge R.F. permet de ne plus utiliser les résistances ballast.

En effet, dans le cas d'une excitation longitudinale H.T. continue l'impédance de la décharge est négative. Pour limiter le courant électrique dans le laser, il est donc nécessaire d'introduire une impédance positive (résistance ballast) supérieure à la partie négative. Cependant, une partie non négligeable de la puissance électrique fournie est dissipée dans le ballast, et le rendement du laser, rapport de la puissance émise par la puissance fournie, en est réduit.

Le caractère positif de l'impédance permet aussi d'accroître la stabilité temporelle et l'uniformité spatiale de la décharge [32].

Ce procédé est employé actuellement couramment pour l'excitation du milieu amplificateur des lasers guide d'onde à CO_2 où de très bons résultats ont été obtenus.

Ainsi, selon D. He et D.R. Hall [15], un laser guide d'onde à CO_2 scellé, formé par deux parois métalliques (aluminium) et deux parois diélectriques (alumine) de section carrée 2.25 mm et dont la longueur de décharge 370 mm permet d'obtenir une puissance de sortie de 30.6 Watts soit 0.83 W/cm de décharge et un rendement de 13%, ce qui est très remarquable pour ce type d'excitation.

L'excitation R.F. a pour inconvénient l'induction d'un rayonnement parasite qui peut être intense surtout pour des lasers de puissance. Ce rayonnement peut en milieu hospitalier nuire au bon fonctionnement des appareils

électroniques placés dans un environnement proche. Par ailleurs, la conception et la réalisation de l'alimentation électrique est plus complexe.

IV - 4 : DESCRIPTION DU LASER

Dans cette partie nous allons décrire ce nouveau type de laser guide d'onde à CO₂ biomédical qui est en cours de réalisation dont sa conception est la suivante.

IV-4-1 : LASER GUIDE D'ONDE

La "Tête laser" est constituée par trois parties :

- L'ensemble constituant les deux cavités parallèles
- Le cylindre extérieur
- La boîte de connexion avec les différentes alimentations : gaz, eau de refroidissement et électricité.

La figure IV-2 montre la coupe longitudinale du tube laser.

IV-4-2 : CONSTITUTION DES GUIDES

Les deux guides d'onde parallèles sont formés par la juxtaposition de deux pièces en nitrure de Bore de 210 mm de longueur, de deux pièces latérales en aluminium de même longueur et d'une pièce centrale en dural commune aux deux cavités et de longueur 194 mm (figure IV-2).

Les deux pièces latérales en aluminium mises à la masse vont constituer les deux électrodes en regard de celle disposée au centre du laser et sur laquelle est appliquée le champ électrique radio-fréquence (figure IV-3).

Les faces en regard constituant les deux condensateurs plans sont polies pour assurer une bonne qualité de guidage de l'onde.

Les arêtes longitudinales des deux pièces en aluminium sont arrondies de façon à assurer un contact avec le cylindre extérieur.

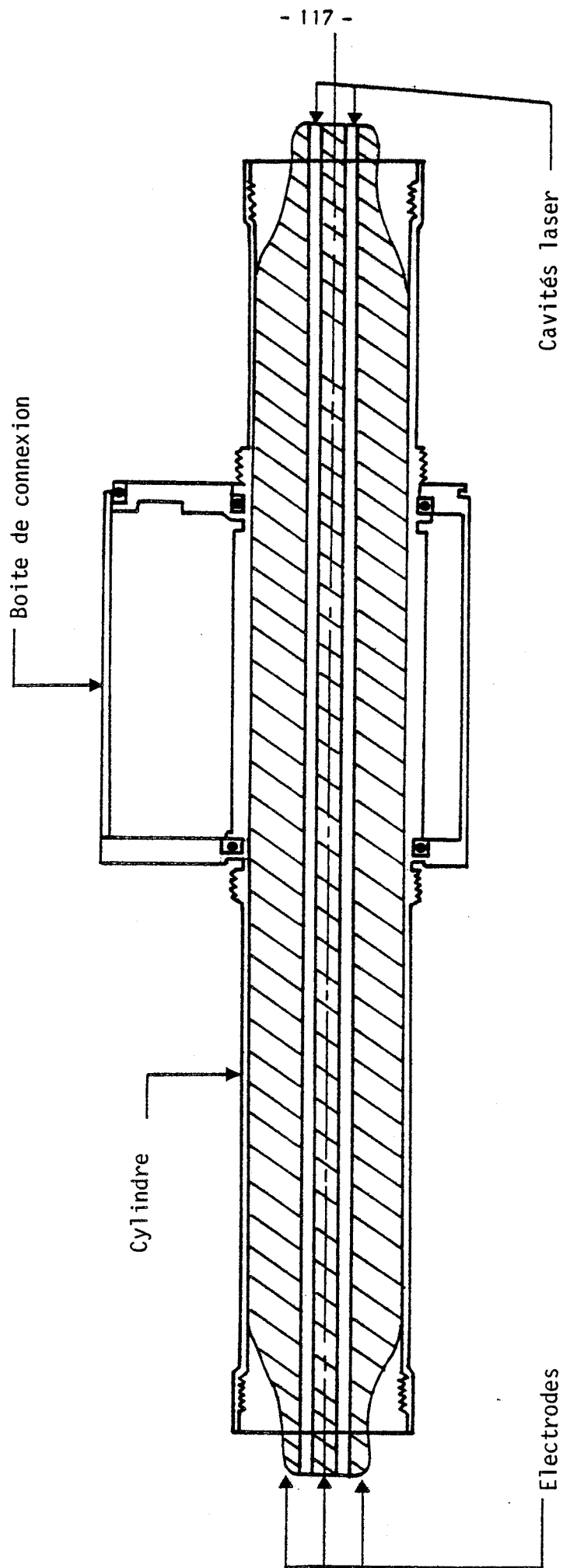


FIGURE IV-2 : Coupe longitudinale du tube laser.

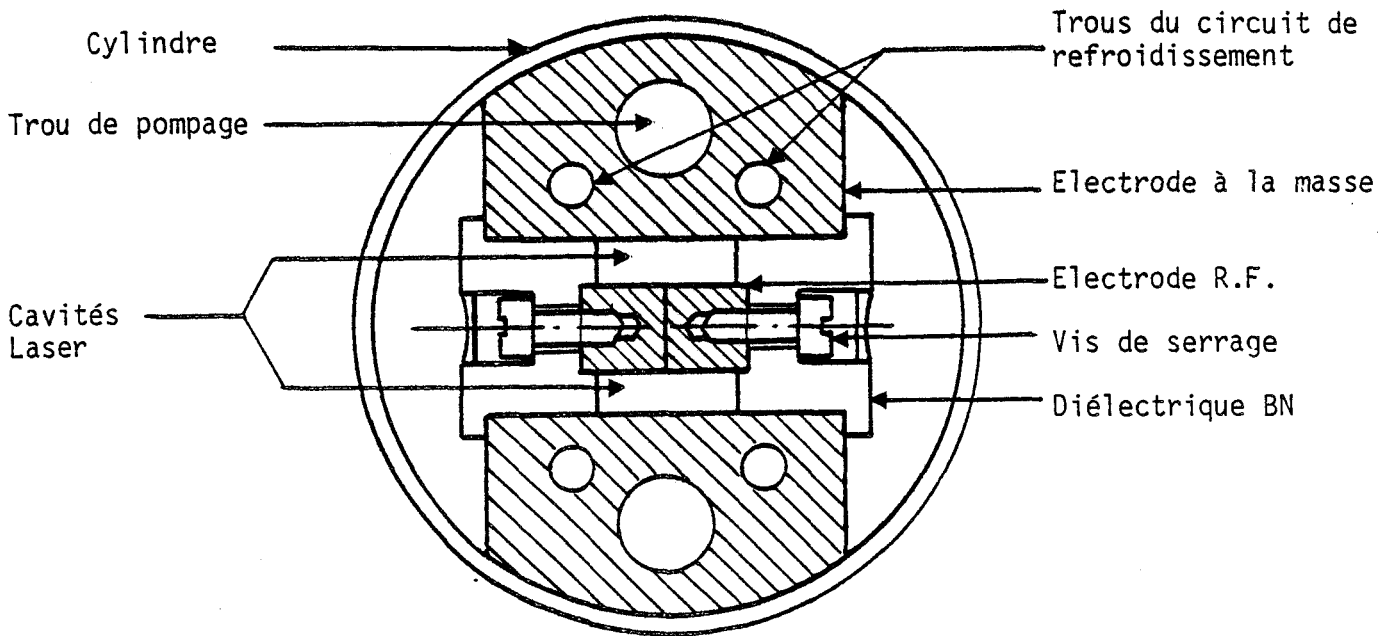


FIGURE IV-3 : Coupe transversale du tube laser.

L'électrode centrale de section rectangulaire 7 x 3.5 mm et de longueur 194 mm est maintenue contre les deux pièces en nitrure de Bore par un ensemble de vis.

Le cylindre en aluminium de diamètre intérieur 24 mm est conçu de façon à ce que l'on puisse y glisser ou y retirer à volonté l'ensemble composant les deux guides d'onde.

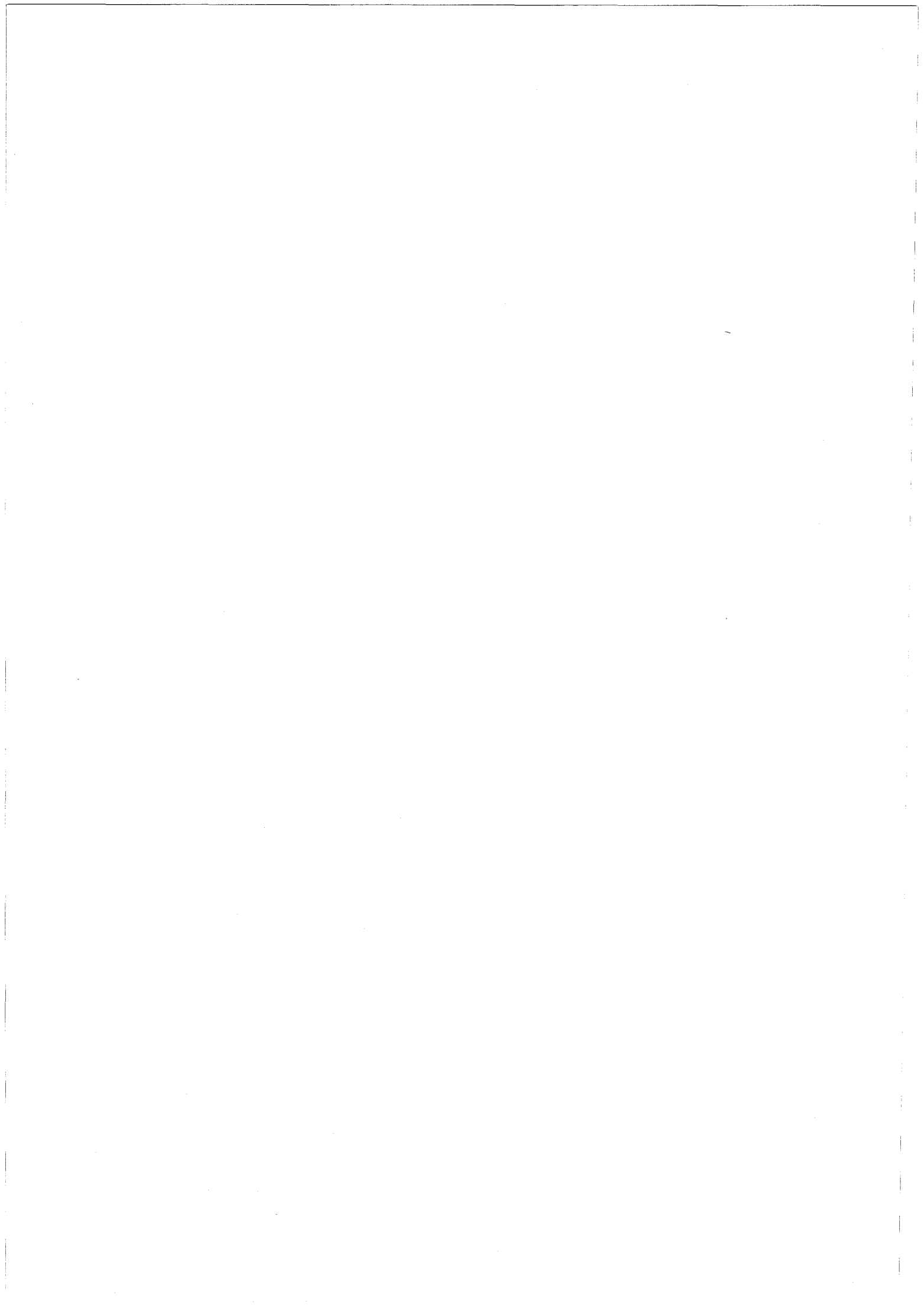
La double cavité résonnante est réalisée par deux miroirs (un miroir de coefficient de réflexivité maximale 99% et une lame de couplage de coefficient de transmission entre 10 et 25%) qui sont placés à 1 mm de chaque extrémité du guide.

Le mélange gazeux $\text{CO}_2\text{-N}_2$ et He arrive dans la boîte de connexion, puis pénètre dans les deux cavités par les extrémités et par deux encoches situées au milieu de chaque pièce en B.N.

Le pompage des gaz se fait par des conduits dans les deux électrodes latérales.

CONCLUSION

L'excitation R.F. semble une voie pleine d'avenir pour la réalisation de laser de faible encombrement pour un usage médical. En effet, les basses tensions de fonctionnement et l'impédance positive de la décharge R.F. qui élimine l'utilisation des circuits ballast ont pour conséquence d'éliminer le problème de la sécurité de l'utilisateur. Cependant l'objectif qui consiste à pouvoir réaliser un laser de petite dimension demande encore de gros progrès dans la conception de ces lasers. Celui qui est en cours de réalisation devait apporter une contribution intéressante dans ce domaine.



BIBLIOGRAPHIE



- |1| Opto (Octobre), Spécial laser médical (1980).
- |2| J.M. BRUNETAUD, B. DESCOMPS et J.C. GRIESMANN, Revue Phys.Appl. 15 (1980).
- |3| P. LENOIR, Thèse de Doct.Ing. - Université de Lille I (1982).
- |4| T.J. BRIDGES, E.C. BURKHARDT and P.W. SMITH, Appl.Phys.Lett. 20, 403 (1972).
- |5| R.E. JENSEN and H.S. TOBIN, Appl.Phys.Lett., 20, 508 (1972).
- |6| D. FRIART, Thèse de 3ème Cycle - Université de Paris VI (1977).
- |7| M. LYSZYK, Thèse de 3ème Cycle - Université de Lille I (1978).
- |8| S. AVRILLIER, Thèse de Doctorat d'Etat - Université de Paris Nord (1978).
- |9| R.L. ABRAMS, Appl.Phys.Lett. 25, 304 (1974).
- |10| R.L. ABRAMS and W.B. BRIDGES, IEEE J.Quant.Electron., QE-9, 940 (1973).
- |11| S.C. COHEN, IEEE J.Quant.Electron., QE-12, 237 (1976).
- |12| J.J. DEGNAN and H.E. WALKER, IEEE J.Quant.Electron., QE-9, 901 (1973).
- |13| R.J. CARBONE, IEEE J.Quant.Electron., QE-3, 373 (1967).
- |14| A. PAPAYOANOU, IEEE J.Quant.Electron., Janvier (1977).
- |15| D. HE and D.R. HALL, Appl.Phys.Lett. 43, 726 (1983).
- |16| P. BLETZINGER and A. GORSCADEN, Appl.Phys.Lett. 12, 289 (1968).
- |17| D. SOUILHAC and A. GUNDJIAN, Appl.Optics 20, 3097 (1981).
- |18| C.P. CHRISTENSEN, C. FREED, H.A. HAUSS, IEEE J.Quant.Electron., QE-5, 276 (1967).

- | 19| DEUTSCH, IEEE J.Quant.Electron., QE-3, 151 (1967).
- | 20| W.W. RIGROD, J.Appl.Phys. 36, 2487 (1965).
- | 21| W.W. RIGROD, J.Appl.Phys. 34, 2602 (1963).
- | 22| J.J. DEGNAN, J.Appl.Phys. 45, 257 (1974).
- | 23| E.A.J. MARCATILI and R.A. SCHMELTZER, B.S.T.J. 48, 2071 (1969).
- | 24| K.D. LAAKMANN and W.H. STEIR, Appl.Opt. 15, 1334 (1976).
- | 25| H. KRAMMER, IEEE J.Quant.Electron., QE-12, 505 (1976).
- | 26| G. SCHIFFNER, IEEE J.Quant.Electron., QE-8, 877 (1972).
- | 27| A.L. WAKSBERG and S. SIZGORIC, IEEE J.Quant.Electron., QE-7, 29 (1971).
- | 28| M. KHLEKHAL, Thèse de 3ème Cycle - Université de Lille I (1982).
- | 29| P. BARCHEWITZ, L. DORBEL, R. FARRENQ, A. TRUFFER et P. VAUTIER, C.R. Acad.Sc.Paris, 260 (1965).
- | 30| G. ALLCOCK and D.R. HALL, Optic.Comm. 37, 49 (1981).
- | 31| J.L. LACHAMBRE, J. Mac FARLANE, G. OTIS and P. LAVIGNE, Appl.Phys. Lett. 32, 652 (1978).
- | 32| K.D. LAAKMANN, Proceeding of the international conference on lasers 1978.
- | 33| C.P. CHRISTENSEN, Appl.Phys.Lett. 34, 211 (1979).
- | 34| H. KOGELNIK and T. LI, IEEE J.Quant.Electron. 54, 1312 (1966).
- | 35| H. KOGELNIK, B.S.T.J. 44 (1965).

- |36| ANGOT, Compléments de Mathématiques, p.329, Edition de la Revue d'Optique
- |37| J.J. DEGNAN, Appl.Phys. 11, 1 (1976).
- |38| E. LOH, Phys.Rev. 166, 673 (1968).
- |39| I. SIMON and H.O. Mac MAHON, J.Chem.Phys. 21, 23 (1953).
- |40| E.K. GORTON and J.R. REDDING, J.Phys.E. : Sci.Instruments 13, 335 (1968).
- |41| J.P. GOLDSBOROUGH, E.B. HODGOES and W.E. BELL, Appl.Phys.Lett. 8, 6 (1966).
- |42| F. MOGHBELI, D. HE, D. ALLCOK and D.R. HALL, J.Phys.E. : Sci. Instrum. 17, 1159 (1981)
- |43| D. HE and D.R. HALL, IEEE J.Quant.Electron., QE-20, 509 (1984).
- |44| R. JANCEL et Th. KAHAN, Electrodynamique des plasmas(T.1), 46, Dunod (1963).

RESUME : L'application de la technologie guide d'onde multi-canaux et le choix des matériaux nous ont permis de mettre au point, à notre connaissance, le premier prototype laser guide d'onde à CO₂ en écoulement gazeux à usage biomédical, où la source laser dont la puissance de sortie est ajustable jusqu'à 20 Watts est directement pris en main par le praticien à la manière d'un bistouri électrique.

La "tête laser" est composée de deux guides d'onde parallèles de section rectangulaire. L'excitation du milieu amplificateur est réalisée par un procédé à multiples décharges longitudinales continues.

L'étude théorique de la répartition de l'intensité des deux faisceaux lasers dans le plan focal de la lentille a été réalisée afin de contrôler avec précision l'action du faisceau laser sur les zones à traiter.

Le laser est maintenant utilisé au Centre Hospitalier de Lille, où plusieurs chirurgiens ont globalement déjà réalisé une cinquantaine d'interventions avec ce prototype. Plusieurs disciplines médicales peuvent bénéficier de cette nouvelle source qui peut soit découper les tissus soit les détruire.

MOTS CLES : Laser guide d'onde CO₂ de puissance Technologie/Application médicale
- Laser multiguides CO₂.