

N° d'ordre : 927

50376
1992
109

50376
1992
109

1.3.8

présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité "Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique"

par



Mohamed KHELKHAL



**ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A CO₂
PRIS EN MAIN A EXCITATION RADIOFREQUENCE**

Soutenue le 29 Juin 1992 devant la Commission d'Examen

P. GLORIEUX,	Professeur,	U.S.T. Lille,	Président,
J. REUSS,	Professeur,	Nijmegen - Pays-Bas,	Rapporteur,
M. OUHAYOUN	Docteur ès Sciences	S.A.T., Paris,	Rapporteur,
P. NIAY,	Professeur,	U.S.T. Lille,	Rapporteur,
J.M. BRUNETAUD	Professeur	Université Lille II,	Examineur,
F. HERLEMONT,	Docteur ès Sciences	U.S.T. Lille,	Examineur.



030 036393 8

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille en collaboration avec Monsieur F. HERLEMONT , Directeur de Recherche, que je remercie pour l'intérêt constant qu'il a porté à ce travail et ses précieux conseils.

Je remercie Monsieur le Professeur P. GLORIEUX, Directeur du L.S.H., qui a accepté de présider le Jury.

Je remercie Messieurs les Professeurs J. REUSS, P. NLAU et M. OUHAYOUN qui ont accepté de juger ce travail .

Je remercie Monsieur le Professeur J. M. BRUNETAUD qui a eu l'amabilité de se joindre au Jury.

Enfin je remercie Monsieur GERARD pour son entière disponibilité pour les problèmes d'excitation Radiofréquence et la maintenance des sources R.F.

Ce travail a été initié par la regretté Monsieur le Professeur J. LEMAIRE qui s'était beaucoup donné pour que la physique fondamentale ait des retombées pratiques. C'est ainsi que de par son enthousiasme pour la physique théorique et la technologie, il a mis au point une première version d'un laser à CO₂ pris en main qui a pu trouver des applications médicales. Je lui rends hommage pour ses nombreuses compétences scientifiques et pour ses qualités humaines.

*A ma femme
A Linda et Sonia*

SOMMAIRE

Introduction	1
Chapitre I : Laser à CO ₂ guide d'onde à excitation radiofréquence	5
I - Introduction	5
II - Modes d'émission du laser guide d'onde	6
1 - Introduction	6
2 - Modes de propagation du guide circulaire creux	7
3 - Constante de propagation	11
4 - Modes du résonateur passif	14
5 - Compétition de modes	17
6 - Signature du laser guide d'onde	18
III - Excitation radiofréquence	19
1 - Introduction	19
2 - Caractéristiques de la décharge R.F.	20
IV-Modélisation des propriétés électriques du laser guide d'onde à excitation radiofréquence.	24
1 - Introduction	24
2 - Géométrie des électrodes	25
3 - Modélisation électrique	26
4 - Efficacité de transfert de puissance	31
Chapitre II : Caractérisation de la tête laser	33
I - Introduction	33
II - La tête laser	33
III - Excitation électrique de la tête laser	35
A - La source radiofréquence	35
B - Le circuit d'adaptation	36
C - Détermination expérimentale de la résistance de la décharge	37
1 - Abaque de Smith	38
a - Utilisation de l'abaque	38
b - Détermination	40
2 - Méthode basée sur le calcul	42
IV - Procédures de test et résultats expérimentaux	45
A - Introduction	45

B - Etude du laser A	46
C - Etude du laser B	52
1 - Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'excitation pour différentes valeurs de pression.	52
2 - Etude de la puissance de sortie en fonction de la pression pour différents taux de couplage	53
3 - Puissance de sortie et rendement électrique	55
4 - Coefficient de gain linéaire et paramètre de saturation	57
a - Introduction	57
b - Approximation du champ moyen	57
c - Analyse basée sur le modèle de Rigrod	61
d - Analyse des résultats.	66
5 - Cas d'une cavité repliée à un seul couplage	70
6 - Cas d'une cavité repliée à deux couplages	73
D - Etude du laser C	75
V - Les modes d'émission	77
1 - Introduction	77
2 - Observations expérimentales	78
3 - Divergence du faisceau de sortie	79
a - Cavité non repliée	79
b - Cavité repliée	82
 Chapitre III : Médicalisation de la source laser	 85
I - Introduction.	85
II - Etude de la compatibilité électromagnétique	85
1 - Introduction	85
2 - Principe du blindage	86
a - Pertes par réflexion	88
b - Pertes par absorption	89
3 - Blindage de la tête laser	89
III - Commande de puissance	92
IV - Visualisation du faisceau infrarouge	93
 Conclusion	 95
 Annexe A : Détermination des valeurs effectives de constantes optiques de matériaux utilisés pour les lasers à CO ₂ guide d'onde	 96

Annexe B : Propriétés du Nitrure de Bore	103
Annexe C : Propriétés de guidage infrarouge des matériaux	112
Annexe D : Optimisation de l'uniformité de la décharge R.F.	115
Annexe E : Estimation des quantités intervenant dans l'efficacité du transfert de puissance d'excitation.	125
Références bibliographiques	130
Annexe F : Eléments d'étude des modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore	142
Annexe G : Conception et réalisation de la tête laser	158

FIGURES et TABLEAUX

Figure I-1 : Représentation du guide circulaire creux.	7
Figure I-2 : Représentation des lignes du champ électrique des premiers modes propres du guide circulaire creux.	10
Figure I-3 : Représentation des lignes du champ électrique des premiers modes linéairement polarisés de type LP _{nm} .	13
Figure I-4 : Représentation générale d'un laser guide d'onde avec une cavité optique constituée de deux miroirs courbes	14
Figure I-5 : Efficacité de couplage du mode EH ₁₁ pour différentes valeurs du paramètre $\alpha = \frac{ka^2}{R}$.	15
Tableau I-1 : Taux de couplage obtenu en fonction du rapport (rayon minimal du faisceau sur rayon du guide) et de la position de ce rayon du mode à l'entrée du guide pour quelques types de guide.	16
Tableau I-2 : Traitements multimodes reportés dans la littérature.	17
Figure I-6 : Schéma du guide d'onde de section rectangulaire à excitation R. F.	20
Figure I-7 : Schéma montrant la répartition de l'intensité lumineuse observée dans le visible pour une fréquence d'excitation de 52 MHz.	21
Figure I-8 : Schéma montrant la répartition de l'intensité lumineuse observée dans le visible pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation.	22
Figure I-9 : Schéma du guide d'onde.	25
Figure I-10 : Les différentes configurations des électrodes.	26
Figure I-11 : Circuits électriques équivalents des électrodes et de la décharge.	28
Figure I-12 : Circuit électrique équivalent des électrodes et de la décharge.	29

Figure I-13 : Circuit électrique équivalent simplifié du guide d'onde et de la décharge.	29
Figure I-14 : Différents types de circuits simples utilisés pour réaliser l'adaptation d'impédance entre la sortie du générateur et la tête laser.	31
Figure II-1 : Vue schématique de la tête laser dans sa configuration blindée.	34
Figure II-2 : Circuit électrique d'excitation de la tête laser.	35
Figure II-3 : Schéma d'excitation électrique de la tête laser.	36
Figure II-4 : Abaque de Smith.	38
Figure ii-5 : Schéma électrique représentant la tête laser et le circuit d'adaptation.	39
Figure II-6 : Méthode graphique de détermination des valeurs de la capacité et de la self inductance d'accord utilisant l'abaque de Smith.	40
Figure II-7 : Méthode graphique de détermination de la résistance de décharge utilisant l'abaque de Smith.	41
Tableau II-1 : Valeurs mesurées de la capacité d'accord et du T.O.S. déterminé par la mesure des puissances incidente et réfléchie lorsque l'on désadapte les impédances.	42
Figure II-8 : Méthode de détermination de la résistance de décharge à l'aide de courbes obtenues par calcul en situation de quasi-adaptation.	43
Tableau II-2 : Valeurs de la résistance de décharge comparées à quelques valeurs publiées par ailleurs pour des guides de section rectangulaire.	44
Figure II-9 : Schéma de principe de la cavité optique de la tête laser.	46
Figure II-10 : Evolution de la puissance de sortie avec la puissance d'excitation pour différentes valeurs de pression du milieu amplificateur.	53
Figure II-11 : Courbes de puissance en fonction de la pression du milieu amplificateur pour différents taux de couplage.	54

Figure II-12 : Puissance de sortie et rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation.	56
Figure II-13 : Schéma de principe du laser guide d'onde.	58
Figure II-14 : Evolution du coefficient de gain linéaire (a) et du paramètre de saturation (b) avec la pression du milieu amplificateur pour deux niveaux de puissance d'excitation (200 et 300 Watts) dans le cadre de l'approximation du champ moyen.	60
Figure II-15 : Représentation de la cavité optique et de l'évolution de l'intensité de l'onde le long du guide.	62
Figure II-16 : Evolution du coefficient de gain linéaire (a) et du paramètre de saturation (b) avec la pression du milieu amplificateur pour deux niveaux de puissance d'excitation (200 et 300 Watts) dans le cadre de l'analyse de Rigrod.	65
Figure II-17 : Courbes de puissance calculées à partir des valeurs du coefficient de gain linéaire et du paramètre de saturation déduites de l'analyse de Rigrod.	67
Tableau II-3 : Comparaison des valeurs du coefficient de gain et du paramètre de saturation déterminées avec quelques valeurs publiées par ailleurs.	70
Figure II-18 : Représentation de la cavité repliée à un seul couplage et de l'évolution de l'intensité du champ le long du guide.	71
Figure II-19 : Puissance de sortie calculée pour la cavité à un seul couplage.	74
Figure II-20 : Représentation de la cavité repliée à deux couplages.	73
Figure II-21 : Puissance de sortie calculée pour la cavité à deux couplages.	76
Figure II-22 : Puissance de sortie et rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation pour la tête laser C de longueur 20 cm.	78
Figure II-23 : Profil d'émission enregistré en champ lointain à 30 cm de la sortie du guide.	80

Figure II-24 : Profil d'émission enregistré en champ lointain à 130 cm de la sortie du guide.	81
Figure II-25 : Reconstitution du profil d'émission en champ lointain en sortie bifaisceaux à 30 et 130 cm.	83
Figure II-26 : Reconstitution du profil d'émission en champ lointain en sortie monofaisceau à 30 et 130 cm.	84
Figure III-1 : Nature et niveaux des champs en fonction du type de source leur ayant donné naissance et de la distance.	86
Figure III-2 : Impédance d'onde en fonction de la distance à la source.	87
Figure III-3 : Niveau de rayonnement de la tête laser non blindée pour une puissance d'excitation de 200 Watts.	91
Figure III-4 : Enregistrement du rayonnement induit résiduel lorsque la tête laser est blindée.	91
Figure III-5 : Dispositif de commande de puissance.	92
Figure III-6 : Dispositifs de visualisation du faisceau infrarouge.	94
Figure A-1 : Courbes donnant la réflectivité à l'incidence normale et la valeur du pseudo-angle de Brewster en fonction des valeurs de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction.	98
Figure A-2 : Dispositif expérimental de mesure de réflectivité.	99
Figure A-3 : Réflectivité de l'Alumine, de l'Oxyde de Béryllium et de la Silice en fonction de l'angle d'incidence.	99
Figure A-4 : Valeurs de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction de l'Alumine calculées à partir de paramètres de l'oscillateur classique.	100
Figure A-5 : Valeur calculée de la réflectivité de l'Alumine en fonction de l'angle d'incidence.	101

Tableau B-1 : Propriétés physique du Nitrure de Bore, de l'Alumine et de l'Oxyde de Béryllium.	104
Figure B-1 : Réflectivité mesurée du Nitrure de Bore en fonction de l'angle d'incidence.	109
Figure B-2 : Réflectivité mesurée du Nitrure de Bore en fonction de l'angle d'incidence pour différents degrés de polissage.	109
Figure C-1 : Pertes relatives des modes TE_{01} et EH_{11} en fonction de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction.	113
Figure C-2 : Courbes montrant l'égalité des pertes pour les modes TE_{01} et EH_{11} en fonction de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction.	113
Figure D-1 : Représentation d'un élément de ligne à pertes de longueur unité.	115
Figure D-2 : Variation de la tension le long du guide de longueur L.	117
Figure D-3 : Allure des variations de S en fonction de M.	119
Figure D-4 : Schéma électrique de la ligne de transmission à pertes.	121
Figure D-5 : variation de la tension le long de la ligne de transmission à pertes pour différentes valeurs de la capacité des électrodes.	124
Figure E-1 : Courant électrique parcourant les différentes branches des électrodes.	126
Figure E-2 : Schéma électrique équivalent de la tête laser et du circuit d'adaptation d'impédance.	127
Tableau E-1 : Valeurs calculées du coefficient de transfert de puissance, du courant qui circule dans le circuit d'adaptation et du coefficient de qualité du circuit d'adaptation.	129
Figure F-1 : Carte des modes d'émission relevée sur un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 30 cm de longueur.	144

Figure F-2 : Distribution d'intensité pour quelques modes observés sur le laser guide d'onde.	145
Figure F-3 : Carte des modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 30 cm de longueur.	149
Figure F-4 : Carte des premiers modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 29,76 cm de longueur.	152
Figure F-5 : Carte des premiers modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 1,212 mm de rayon intérieur et 30 cm de longueur.	153
Figure F-6 : Carte des premiers modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 30 cm de longueur avec une variation de 10% de la partie réelle de l'indice de réfraction.	154
Figure F-7 : Carte des premiers modes d'émission d'un laser guide d'onde en Nitrure de Bore de 1,2 mm de rayon intérieur et 30 cm de longueur pour les raies d'émission 10P(20) et 10P(24).	156
Figure G-1 : Vue schématique de la tête laser.	159
Figure G-2 : Schéma de la tête laser montrant les trous de distribution et d'évacuation des gaz, la circulation du liquide de refroidissement ainsi que la disposition des électrodes.	164
Figure G-3 : Schémas d'usinage de la tête laser.	165-170
Figure G-4 : Schéma de la tête laser montrant la disposition des électrodes et du circuit de refroidissement.	172
Figure G-5 : Schéma montrant le circuit d'adaptation d'impédance théorique et sa réalisation pratique.	173

INTRODUCTION

Le laser à gaz carbonique est caractérisé par une puissance de sortie et un rendement électrique élevés (une centaine de Watts par mètre de décharge pour un laser conventionnel). L'encombrement et la fragilité de la structure sous sa forme conventionnelle ont fait du laser à CO₂ longtemps un instrument de laboratoire. La mise au point de configurations scellées a permis de faciliter l'utilisation de ces sources et de réduire les coûts (1, 2). Ceci a conduit à une commercialisation plus aisée.

L'élévation de la pression du milieu amplificateur permet d'augmenter la densité d'énergie extraite et l'encombrement peut être ainsi diminué. Cependant pour refroidir le milieu amplificateur, le diamètre de l'enceinte contenant le milieu amplificateur doit être également diminué. Le faisceau libre ne peut plus se propager librement et on a recours au guidage diélectrique. Les années 70 ont vu se développer le laser à CO₂ sous cette forme guide d'ondes (3). Pour les sources de puissance, les miroirs de la cavité optique sont placés à proximité des extrémités du guide.

La demande toujours croissante de sources puissantes et compactes dans les domaines industriel, militaire et médical a eu pour conséquence la réalisation d'une grande variété de lasers guide d'onde à CO₂ de moyenne puissance (10 à 100 Watts). Ces sources sont souvent commercialisées sous une configuration scellée. L'inévitable réserve de gaz (généralement un litre pour 10 Watts émis) augmente leur volume, les rendant encombrantes et peu flexibles dans certaines applications. La chute progressive de puissance que l'on observe lors du fonctionnement et la nécessité de renouveler le milieu amplificateur limitent leur utilisation (4). Le milieu amplificateur est excité à l'aide d'une décharge continue haute tension (H.T.). L'impédance présentée par la décharge est négative et la nécessité de disposer de résistances ballast pour limiter le courant électrique de décharge réduit considérablement le rendement global de l'excitation. La tension élevée nécessaire à l'entretien de la décharge (0,5 à 1,5 kV par cm de décharge) limite la longueur du milieu amplificateur ainsi que la puissance pouvant être extraite. La forte chute de tension cathodique conduit à un taux élevé de dissociation du gaz carbonique en oxygène atomique et en monoxyde de carbone limitant ainsi la durée de vie des sources scellées par une oxydation des électrodes en contact avec le gaz. La dégradation des électrodes conduit par ailleurs à une pollution rapide du guide et des optiques (5). Ces problèmes sont en majeure partie résolus par une excitation radiofréquence (R.F.) du milieu amplificateur. Ce type d'excitation a été en premier lieu utilisée en parallèle avec l'excitation continue pour préioniser le gaz ou uniformiser la décharge dans les lasers pulsés de grande puissance de sortie (6-13). Elle fut par la suite utilisée pour exciter le milieu amplificateur de laser à CO₂ guide d'onde (14-24).

L'excitation R.F. consiste à soumettre le milieu amplificateur à un champ électrique du domaine radiofréquence (20 à 200 MHz) entre deux électrodes parallèles généralement situées le long de l'axe de la cavité optique. Elles peuvent alors être extérieures à l'enceinte contenant le mélange gazeux. Comparée à l'excitation continue, l'excitation radiofréquence offre plusieurs avantages. Cette excitation transversale (par opposition à l'excitation longitudinale continue) élimine le problème de contamination du guide et des optiques. Le champ électrique nécessaire à l'excitation du gaz est de seulement quelques centaines de Volts par centimètre de longueur de décharge. Le taux de dissociation du gaz carbonique est réduit. Les problèmes d'isolement électrique sont en majeure partie résolus et la miniaturisation des sources est plus aisée. Par ailleurs, l'excitation transversale du milieu actif se prête à une grande variété de choix de la forme des électrodes (25-35). Des sources multiguides pour lesquelles un couple d'électrodes réalise l'excitation de plusieurs longueurs amplificatrices situées côte à côte sont alors excitées avec une seule source R.F. Cette disposition permet l'utilisation de grandes longueurs d'amplification dans des volumes restreints. Des sources délivrant des puissances de 50 à 250 Watts avec un rendement électrique de l'ordre de 10% sont réalisables avec le repli de plusieurs guides (36-39). Un autre avantage qui n'en est pas moins appréciable est celui qui est lié à la structure de la décharge elle-même. Certains auteurs ont montré que la structure des modes d'émission du laser guide d'onde est différente suivant que le milieu amplificateur est excité à l'aide d'une décharge continue ou une décharge radiofréquence. La décharge R.F. permet d'obtenir une meilleure qualité de mode (40).

La décharge R. F. a été largement utilisée dans la dernière décennie au détriment de la décharge H.T. Etant donnée l'absence de fibres optiques performantes à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ pour déporter le faisceau infrarouge, les sources quoique moins fragiles et plus puissantes, restent toujours encombrantes pour certaines applications. A notre connaissance la seule source miniaturisée et commercialisée comparable à la nôtre pour la prise en main n'émet qu'une puissance maximale de 7 Watts (41).

Le but de notre travail est de réaliser une tête laser relativement puissante (10 à 40 Watts), suffisamment miniaturisée pour être prise en main, présentant une bonne qualité de mode et de coût de revient modéré qui est destinée principalement à un usage biomédical.

L'utilisation du laser à CO_2 dans le domaine biomédical est de nos jours très répandue (2 à 3 milliers d'unités vendues chaque année dans le monde). Le laser à CO_2 est surtout utilisé pour ses effets thermiques. Les atouts de ce type de source en dermatologie par exemple sont sa précision de tir (la lésion dermatologique est nette aussi bien en surface qu'en profondeur), l'hémostase (absence de saignement), la rapidité de cicatrisation, la diminution des risques de contamination et la réduction de la douleur postopératoire. Parmi les applications les plus courantes on peut citer le traitement des lésions virales de la peau et les lésions inesthétiques de la peau qu'elles soient d'origine vasculaire ou pigmentaire.

L'exploitation du faisceau laser à CO₂ dans le domaine biomédical nécessite actuellement l'utilisation d'une potence ou d'un bras articulé constitué d'un système de sept miroirs (42). Dans les deux cas la fragilité et la flexibilité limitée rendent ces deux systèmes fragiles et coûteux malgré d'importants progrès réalisés sur la flexibilité du bras articulé et la qualité des miroirs (43).

C'est pour s'affranchir du traditionnel bras articulé et des nombreux problèmes qui s'y rattachent qu'un premier laser guide d'onde à CO₂ miniaturisé a été conçu par Mr Le Professeur J. LEMAIRE dès le début des années 80 (44) en même temps que les premières investigations sur la décharge R.F. (45). Ce laser guide d'onde à écoulement de gaz est excité à l'aide d'une décharge continue et peut être pris en main. Le cordon d'alimentation est assez long de façon à laisser libre accès à l'équipe médicale au point d'opération. Ce système est léger, facile à manipuler et peut être utilisé dans plusieurs domaines chirurgicaux, en particulier sous microscope opératoire. La tension continue appliquée nécessite néanmoins de sévères précautions d'isolement électrique et ne permet pas de disposer de toute la puissance infrarouge sur un seul faisceau, ce qui peut se révéler intéressant dans certaines applications.

Pour pallier l'effet psychologique lié à l'utilisation d'une moyenne tension, pour augmenter la puissance et disposer d'une sortie monofaisceau de la puissance, nous avons développé une tête laser similaire à celle mise au point précédemment par Mr Le Professeur J. LEMAIRE mais excitée à l'aide d'une décharge R.F. en régime d'écoulement de gaz.

Les qualités requises pour la source (puissance, miniaturisation et qualité du mode d'émission) sont obtenues grâce à une technologie spécifique et à l'excitation du milieu amplificateur à l'aide d'une décharge radiofréquence. La miniaturisation de la source est basée sur une simplification extrême de la structure classique du laser guide d'onde. Cette simplification ultime de la structure est rendue possible par l'intégration de toutes les fonctions nécessaires à la réalisation d'un laser guide d'onde dans un seul matériau, le Nitrure de Bore. Ce matériau réalise le guidage de l'onde infrarouge, le confinement et la circulation du milieu amplificateur, le support des optiques et des électrodes et enfin le refroidissement du milieu amplificateur et des optiques. L'excitation du milieu amplificateur par une décharge radiofréquence permet non seulement d'augmenter la densité de puissance et le rendement électrique mais aussi de simplifier la technologie de la tête laser.

A partir de problèmes d'ordre mécanique, optique, thermique et électrique, nous avons été amenés à résoudre des problèmes plus fondamentaux. L'analyse du fonctionnement et des résultats des essais nécessitent de faire appel à des aspects plus fondamentaux pour une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu (études des propriétés optiques des matériaux et des modes d'émission du laser guide d'onde, paramètres de la décharge).

Dans le chapitre I nous rappelons les principes physiques essentiels sur lesquels repose le fonctionnement du laser guide d'onde, les propriétés de l'excitation R.F. et la modélisation électrique du laser guide d'onde qui sont à la base de la conception de la tête laser. Ces rappels

sont d'autre part nécessaires pour l'analyse des modes d'émission. Le chapitre II est consacré à la caractérisation de la tête laser. De nombreux points concernant la conception de ce laser sont originaux (matériau utilisé, géométrie des guides et des électrodes, excitation R.F. en régime d'écoulement des gaz). Nous avons donc déterminé les paramètres de ces lasers pour optimiser leurs performances. La technologie et l'excitation R.F. en régime d'écoulement des gaz ont donné lieu à une miniaturisation extrême de la tête laser et ont permis d'obtenir des performances élevées qui sont reportées dans ce chapitre. Nous avons également déterminé les caractéristiques du milieu amplificateur (impédance de la décharge, coefficient de gain linéaire et paramètre de saturation en fonction de la pression). Le chapitre III est relatif à la médicalisation de la source. Afin de pouvoir utiliser le laser en milieu hospitalier ou en milieu industriel, il est nécessaire de limiter le rayonnement parasite émis dans le domaine R.F., d'adjoindre une visualisation au faisceau infrarouge, un dispositif de commande de puissance et éventuellement une sortie de puissance sous forme d'un faisceau unique.

Le travail concernant les propriétés de guidage infrarouge de matériaux utilisés dans la construction de lasers à CO₂ guide d'onde et la structure des modes d'émission est reporté en annexe.

CHAPITRE I

LASER A CO₂ GUIDE D'ONDE A EXCITATION RADIOFREQUENCE

I-Introduction :

La découverte de la possibilité de confiner le milieu amplificateur dans des conduits creux guidant l'onde laser (3, 46, 47) a élargi le champ d'application du laser à gaz carbonique. La puissance élevée émise par unité de longueur, 0,5 Watt par cm de longueur de décharge (48, 49), la largeur spectrale d'amplification importante, jusqu'à un Gigahertz (50-56), et la miniaturisation des sources sont les caractéristiques les plus importantes du laser guide d'onde à CO₂ (les réf. 57, 58 et 59 sont des articles de revues et donnent une abondante bibliographie sur le laser guide d'onde). La forme de la section intérieure des guides est liée au mode de réalisation du guide. Elle est généralement circulaire ou rectangulaire .

L'excitation du milieu amplificateur peut être obtenue à l'aide d'une décharge continue haute tension (H.T.) entre deux électrodes en contact avec le milieu amplificateur et situées sur l'axe du guide près des deux extrémités. La tension nécessaire est élevée (typiquement de l'ordre de 0,5 à 1,5 kV par cm de longueur de décharge). Cette valeur limite la longueur du milieu amplificateur et par conséquent la puissance émise par la source. Lorsque plusieurs décharges sont utilisées, il est difficile de les amorcer simultanément (60). Par ailleurs, la décomposition du gaz carbonique ainsi que la dégradation du guide et des optiques constituent un sérieux handicap pour la durée de vie des sources scellées (4). La dernière décennie a vu se développer un autre type d'excitation bien plus avantageuse , l'excitation radiofréquence (R.F.) basse tension (14-17) . La tension nécessaire à l'entretien de la décharge est de l'ordre de 100 à 300 Volts efficaces. Le champ radiofréquence est appliqué au milieu amplificateur placé à l'intérieur d'un condensateur dont les plateaux forment les deux électrodes qui sont soit en contact avec le gaz, soit recouvertes d'un matériau diélectrique. Les deux autres parois constituant le guide sont en diélectrique.

Les matériaux utilisés pour réaliser le guidage sont essentiellement la Silice (46, 61, 62), l'Oxyde de Béryllium (50, 63-65) et l'Alumine (61, 66, 67). Ces matériaux présentent toutes les caractéristiques mécaniques, électriques et thermiques nécessaires à la réalisation du laser guide d'onde (un faible coefficient de dilatation thermique, un excellent coefficient de conductivité thermique, une bonne rigidité diélectrique). Par ailleurs, ils sont chimiquement inertes. Les propriétés de guidage infrarouge sont liées à la valeur de l'indice de réfraction à $\lambda=10 \mu\text{m}$. De faibles pertes par guidage sont obtenues avec ces matériaux (62, 68-70). La valeur de l'indice de réfraction conditionne non seulement les pertes optiques mais également le

déphasage relatif des ondes se propageant selon les différents modes d'émission du laser guide d'onde. Le Nitrure de Bore a été rarement utilisé pour la construction de lasers guide d'onde à CO₂ (71-74). Les propriétés physiques de cette céramique polycristalline sont comparables à celles de l'Alumine ou l'Oxyde de Béryllium (annexe B). A notre connaissance, aucune information sur ses propriétés de guidage infrarouge n'a été publiée. Nous avons donc développé une méthode de mesure de constantes optiques afin de déterminer son indice de réfraction à $\lambda=10 \mu\text{m}$ (annexe A)

Nous rappellerons dans une première partie la structure des modes d'émission puis nous détaillerons dans une seconde partie les propriétés électriques de l'excitation radiofréquence.

II-Modes d'émission du laser guide d'onde :

1-Introduction :

Un laser guide d'onde est constitué d'une cavité optique contenant le milieu amplificateur. Les modes du résonateur optique sont des répartitions des champs électrique et magnétique qui se reproduisent après un aller et retour dans la cavité. Dans un guide d'onde, les dimensions transversales de l'enceinte qui contient le milieu amplificateur sont faibles de sorte que l'onde électromagnétique ne se propage pas librement. Elle est guidée par les parois de l'enceinte. Pour définir les modes du laser, il faut donc faire appel aux modes propres de propagation du guide creux. Le degré de guidage du conduit creux peut être caractérisé par un nombre de Fresnel $N = \frac{a^2}{\lambda L}$ (a , L et λ sont respectivement le rayon intérieur du guide, la longueur du guide et la longueur d'onde du champ électromagnétique dans le guide). On peut considérer que l'onde est guidée lorsque ce nombre est voisin ou inférieur à 1 (75). Cette condition signifie que l'angle de diffraction ($\frac{\lambda}{a}$) est plus grand que l'angle sous lequel est vu le rayon à une distance L égale à la longueur de ce guide à partir de l'extrémité. Pour déterminer les modes d'émission du laser guide d'onde, la première approche consiste à considérer en premier lieu un guide creux vide. On néglige donc la présence du milieu amplificateur dans le guide pour rendre compte de la propagation. Le problème est relativement simple à résoudre en effectuant des approximations et les modes du résonateur passif sont connus (76-78). En général la cavité laser comporte une partie de parcours où l'onde est guidée et une autre partie où l'onde se propage librement. Ceci correspond au cas où les miroirs sont placés à une distance non négligeable des extrémités du guide. Les modes d'émission du laser guide d'onde sont alors différents des modes propres de propagation du guide. Une situation particulière est celle correspondant au cas où les miroirs sont placés très près des extrémités du guide. Dans ce cas particulier, les modes du résonateur se réduisent aux modes propres du guide. Pour chaque

mode, la propagation dans le guide est décrite par une constante de propagation $k=\beta+j\alpha$. Le terme α caractérise l'atténuation de l'onde au cours de la propagation. Le terme de phase β intervient dans la condition de phase $2L\beta=2N\pi$ (N est un nombre entier) sur un aller et retour dans la cavité de longueur L pour qu'il ait résonance pour ce mode.

En réalité, dans un laser guide d'onde, le guide est rempli d'un milieu amplificateur qui est un milieu non linéaire et qui, de plus, est caractérisé par un coefficient de gain et un paramètre de saturation à dépendance radiale. La détermination des modes de propagation devient alors plus complexe. La présence du milieu amplificateur peut modifier de façon notable les modes de propagation obtenus dans le cadre de l'étude du résonateur passif. En particulier les inhomogénéités spatiales du milieu amplificateur vont jouer un rôle important sur l'établissement du mode. Nous avons mis nettement en évidence expérimentalement ce fait en excitant deux guides similaires en Nitrure de Bore, l'un à l'aide d'une décharge continue et l'autre à l'aide d'une décharge radiofréquence (annexe F).

2-Modes de propagation du guide circulaire creux :

Les modes de propagation dans un guide circulaire creux ont été étudiés par E.A.J. Marcatili et R.A. Schmeltzer dès 1964, bien avant l'apparition des lasers guide d'onde (77). J.J. Degnan et D.R. Hall (78, 79) en ont donné les expressions des champs électrique et magnétique.

E. A. J. Marcatili et R. A. Schmeltzer considèrent un guide diélectrique creux de rayon intérieur a , de constante diélectrique ϵ et de perméabilité magnétique μ_0 (Fig. I-1). L'air dans le creux du guide est assimilé au vide et est donc caractérisé par les deux constantes ϵ_0 et μ_0 .

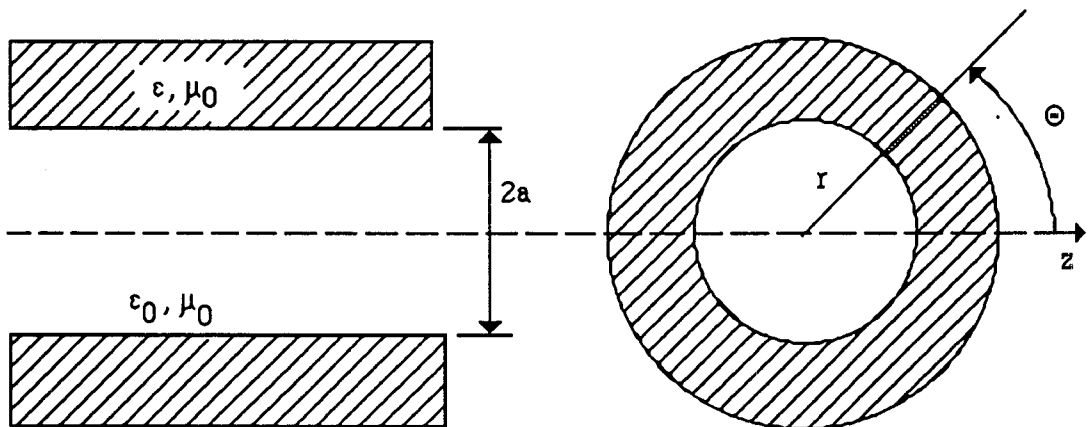


Fig. I-1 : Représentation du guide circulaire creux.

La résolution des équations de Maxwell conduit aux expressions des champs et de la constante de propagation moyennant des hypothèses simplificatrices (77, 80). L'épaisseur des parois du guide est considérée comme infinie de sorte que la surface externe n'intervient pas dans le guidage de l'onde. L'atténuation de l'onde dans le milieu diélectrique absorbant qui résulte de la valeur non nulle du champ dans ce diélectrique contribue seulement à augmenter les pertes subies par l'onde lors de sa propagation à l'intérieur du guide. Le rayon intérieur du guide a est beaucoup plus grand que la longueur d'onde λ dans le vide. Enfin l'étude est restreinte aux modes de faibles pertes pour lesquels la valeur de la constante de propagation γ est proche de celle de l'espace libre. Analytiquement ces deux dernières hypothèses sont traduites par les expressions suivantes (77, 80) :

$$ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \gg |v| u_{nm} \quad \text{I-1}$$

$$\left| \frac{\gamma}{k-1} \right| \ll 1 \quad \text{I-2}$$

avec :

γ : constante de propagation axiale du mode considéré.

$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ constante de propagation dans l'air.

u_{nm} : $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation de Bessel de première espèce $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$.

$v = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$: indice de réfraction complexe du matériau.

Comme l'ont montré ces auteurs, le guide circulaire possède trois catégories de modes de propagation :

a- Les modes circulaires transverses électriques TE_{0m} ($m \geq 1$) de composantes :

$$\left| \begin{array}{l} E_{\Theta} = J_1\left(u_{0m} \frac{r}{a}\right) \exp[j(\gamma z - \omega t)] \\ H_r = - \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} E_{\Theta} \\ E_r = E_z = H_{\Theta} = H_z = O\left(\frac{\lambda}{a}\right) \end{array} \right. \quad \text{I-3}$$

b-Les modes circulaires transverses magnétiques TM_{0m} ($m \geq 1$) de composantes:

$$\left. \begin{aligned}
 E_r &= J_1\left(u_{0m}\frac{r}{a}\right)\exp[j(\gamma z - \omega t)] \\
 H_\Theta &= \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} E_r \\
 E_\Theta = E_z = H_r = H_z &= O\left(\frac{\lambda}{a}\right)
 \end{aligned} \right\} \text{I-4}$$

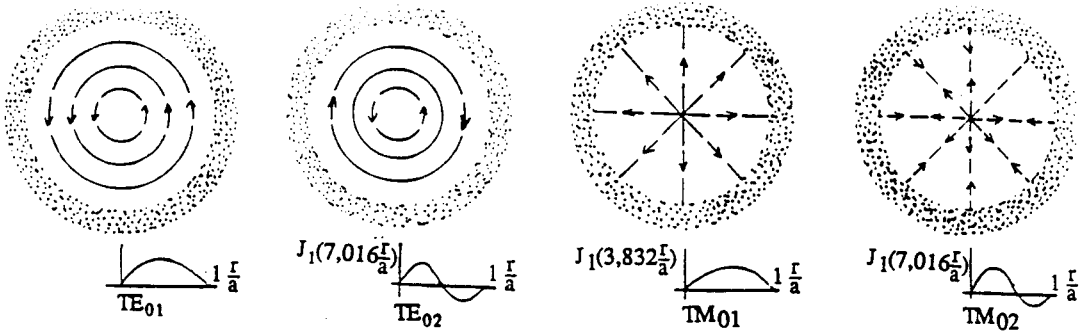
c-Les modes hybrides EH_{nm} ($n \neq 0$ et $m \geq 1$) de composantes :

$$\left. \begin{aligned}
 E_\Theta &= J_{n-1}\left(u_{nm}\frac{r}{a}\right)\cos(n\Theta)\exp[j(\gamma z - \omega t)] \\
 E_r &= J_{n-1}\left(u_{nm}\frac{r}{a}\right)\sin(n\Theta)\exp[j(\gamma z - \omega t)] \\
 H_\Theta &= \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} E_r \\
 H_r &= -\left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} E_\Theta \\
 E_z = H_z &= O\left(\frac{\lambda}{a}\right)
 \end{aligned} \right\} \text{I-5}$$

$O\left(\frac{\lambda}{a}\right)$ signifie que la composante correspondante est réduite en amplitude par rapport aux composantes principales d'un facteur $\left(\frac{\lambda}{a}\right)$. Les termes d'ordre supérieur à 1 en $\left(\frac{\lambda}{a}\right)$ sont négligés.

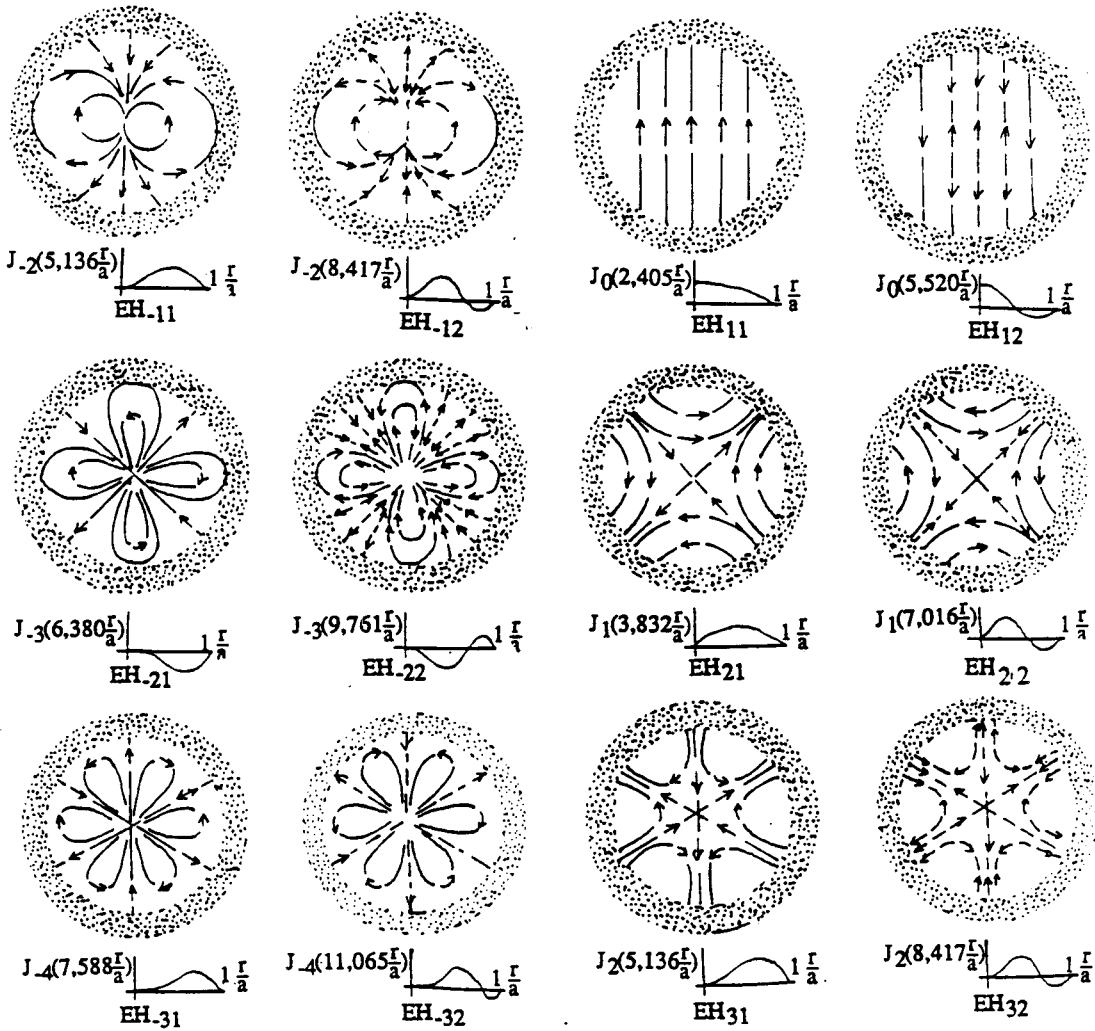
Pour des dimensions habituelles des guides (1 à 3 mm) et $\lambda=10 \mu\text{m}$, ce rapport est égal à 0,01-0,001, de sorte que ces composantes peuvent être considérées comme nulles.

La figure I-2 montre la répartition des lignes du champ électrique pour les premiers modes du guide circulaire creux.



(a) Modes circulaires transverses électriques

(b) Modes circulaires transverses magnétiques



(c) Modes hybrides

Fig. I-2 : Représentation des lignes du champ électrique des premiers modes propres du guide circulaire creux d'après E. A. J. Marcatali et R. A. Schmeltzer (77).

3-Constante de propagation :

La constante de propagation complexe a pour expression (77) :

$$\gamma = k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_{nm}}{ka} \right)^2 \left[1 - 2j \left(\frac{v_n}{ka} \right) \right] \right] \quad \text{I-6}$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la constante de propagation pour une onde plane se propageant librement dans le vide.

v_n dépend de la constante diélectrique du matériau constituant le guide et est donnée par :

$$v_n = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{v^2 - 1}} & \text{pour les modes TE}_{0m} \\ \frac{v^2}{\sqrt{v^2 - 1}} & \text{pour les modes TM}_{0m} \\ \frac{v^2 + 1}{2\sqrt{v^2 - 1}} & \text{pour les modes EH}_{nm} \end{cases} \quad \text{I-7}$$

$v = n - j\kappa = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ est l'indice de réfraction complexe du diélectrique.

La constante d'atténuation en amplitude du champ est donnée par la partie imaginaire de la constante de propagation γ . L'atténuation de l'onde résulte du fait qu'une partie de l'énergie se propage dans le milieu diélectrique.

$$\alpha_{nm} = \text{Im}(\gamma) = \frac{1}{a^3} \left(\frac{u_{nm}}{k} \right)^2 \text{Re}(v_n) \quad \text{I-8}$$

Le terme de phase est donné par la partie réelle de cette même constante :

$$\beta_{nm} = \text{Re}(\gamma) = k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_{nm}}{ka} \right)^2 \left(1 + \text{Im} \left(2 \frac{v_n}{ka} \right) \right) \right] \quad \text{I-9}$$

L'atténuation donnée par l'expression I-8 est obtenue dans le cadre d'approximations qui ont été rappelées et pour un guide géométriquement parfait. En fait, le guide réel peut être assez éloigné du modèle qui a servi à obtenir cette expression. On peut alors tenir compte d'effets supplémentaires tels que la courbure du guide et la rugosité des parois (81-83).

Les modes de même constante de propagation complexe sont dits dégénérés. Toute combinaison linéaire de tels modes est une solution de l'équation de propagation. Elle se retrouve inchangée après un parcours dans le guide en subissant l'atténuation qui est commune à ces modes. Compte tenu de l'égalité des racines de l'équation de Bessel de première espèce $u_{-|n|,m}$ et $u_{|n|+2,m}$, les modes $EH_{-|n|,m}$ et $EH_{|n|+2,m}$ ($m \geq 2$) ont la même constante de propagation et sont donc dégénérés. Il en est de même des modes TE_{0m} et EH_{2m} ($u_{0m} = u_{2m}$) lorsque v est proche de l'unité (57, 77).

J. J. Degnan (78) a introduit la notation LP_{nm} pour caractériser l'ensemble de ces modes polarisés linéairement. Ces modes se répartissent en trois catégories qui sont notées :

$$\begin{aligned} LP_{0m} &= EH_{1m} \\ LP_{1m} &= TE_{0m} + EH_{2m} \\ LP_{nm} &= EH_{-n+1,m} + EH_{n+1,m} \quad n > 1 \end{aligned} \tag{I-10}$$

Les modes LP_{1m} résultant de la superposition cohérente des modes TE_{0m} et EH_{2m} existent seulement lorsque v est proche de l'unité.

L'expression du champ électrique du mode LP_{nm} à l'intérieur du guide est donnée par l'expression (78) :

$$E_{nm}(\Theta, r) = J_n\left(\frac{u_{nm}}{a} r\right) \cos(n\Theta) \tag{I-11}$$

Ces modes sont souvent observés lorsque un élément optique tel qu'un réseau, une fenêtre de Brewster ou un composant anisotrope impose une polarisation linéaire et que la longueur de cavité optique est telle que la différence de phase entre les composantes du mode soit nulle (84, 85). La figure I-3 montre la répartition du champ électrique pour quelques modes de chaque catégorie.

La constante d'atténuation dépend en premier lieu du mode considéré par l'intermédiaire de la racine u_{nm} de l'équation de Bessel. Les pertes les plus faibles sont obtenues pour les modes d'ordre le plus bas, en particulier pour le mode fondamental EH_{11} pour la plupart des matériaux diélectriques. C'est donc leur mode prédominant.

Elle dépend également des dimensions du guide. Elle décroît suivant l'inverse du cube du rayon intérieur du guide. Cette dépendance est bien connue mais elle est délicate à vérifier expérimentalement (62, 86).

Enfin elle dépend de la valeur de l'indice de réfraction complexe du matériau. C'est ainsi que les matériaux comme la Silice, l'Alumine et l'Oxyde de Béryllium ont une valeur d'indice de réfraction telle que le mode EH_{11} soit le mode de plus faible perte. Mais ce n'est pas toujours le cas. Ainsi selon les valeurs des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, les modes

TE_{01} et EH_{11} peuvent présenter des pertes comparables et peuvent entrer fortement en compétition dans un laser guide d'onde. Dans l'annexe C, nous avons étudié la classification du comportement des guides en fonction de l'indice de réfraction du matériau. Dans un guide de type métallique, les plus faibles pertes sont obtenues pour les modes TE_{0m} alors que dans un guide de type diélectrique, elles sont obtenues pour les modes hybrides EH_{nm} .

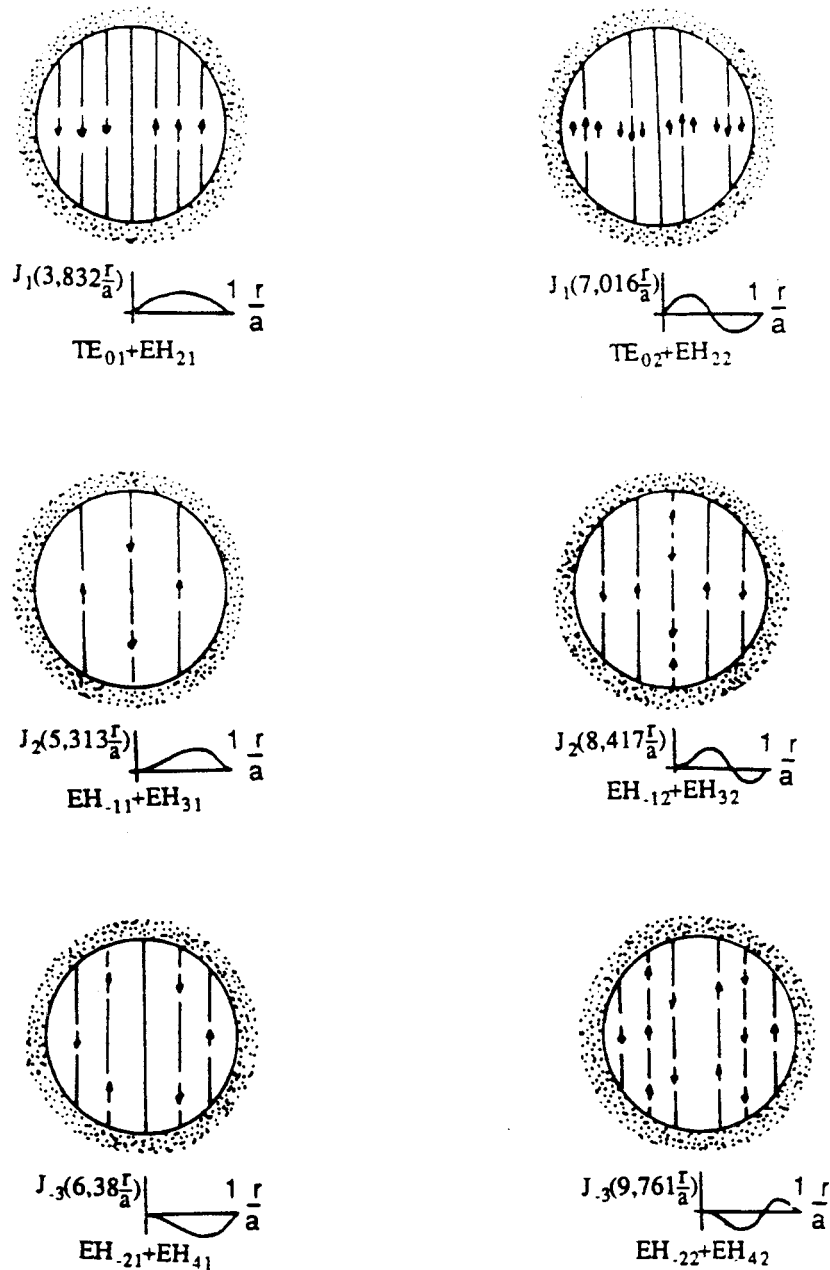


Fig. I-3 : Représentation des lignes du champ électrique des premiers modes linéairement polarisés de type LP_{nm} d'après E. A. J. Marcatili et R. A. Schmelzter (77)

4-Modes du résonateur passif :

Nous considérerons un résonateur constitué d'un guide d'onde de diamètre intérieur $2a$, de longueur L et de deux miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 placés à des distances Z_1 et Z_2 des extrémités du guide (Fig. I-4).

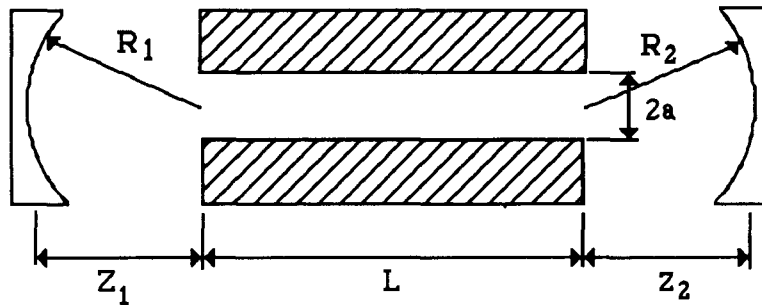


Fig. I-4 : Représentation générale d'un laser guide d'onde avec une cavité optique constituée de deux miroirs courbes.

De façon générale, une telle cavité comporte une partie de longueur de propagation guidée et une partie de longueur de propagation libre. L'étude analytique des modes est alors quasi-impossible dans une telle configuration. La méthode la plus générale est la méthode matricielle qui se révèle être très puissante pour l'étude des guides multimodes (79, 87). Cette méthode consiste à décomposer le champ à l'intérieur du guide sur la base des modes propres du guide et à le décomposer à l'extérieur du guide sur la base des modes de la propagation libre. Sur un aller et retour dans la cavité, le champ subit quatre types de propagation décrit chacun par une matrice. En considérant le champ initial, la composition du champ et les pertes subies pour un aller et retour dans la cavité, il est possible de déduire les pertes subies par chaque mode. Cette méthode a été utilisée en prenant en compte un ou plusieurs modes propres du guide.

Le cas le plus simple consiste à ne considérer pour la propagation dans le guide que le mode fondamental EH_{11} et pour la propagation libre le mode TEM_{00} . Le calcul du couplage de l'onde émise par le guide sur ce guide après réflexion sur le miroir est fait soit par diffraction scalaire du mode EH_{11} (79), soit par décomposition du mode EH_{11} sur la base formée par les modes Gaussiens de la propagation libre (88).

Dans le premier cas, le front d'onde à la sortie du guide est considéré comme une source et le champ est de nouveau déterminé à l'entrée du guide après un parcours libre, réflexion sur le miroir et retour vers le guide.

Dans le deuxième cas, le mode EH_{11} du guide circulaire creux est projeté sur la base formée par les modes Gaussiens à symétrie cylindrique de la propagation libre. On admet alors

que le rayon de courbure de l'onde Gaussienne est adapté au rayon de courbure du miroir de renvoi (égalité des rayons de courbure).

Dans les deux cas, le calcul de la proportion de la puissance non réinjectée dans le guide donne l'efficacité du couplage. Trois situations intéressantes correspondant à des couplages à faibles pertes se présentent. Elles apparaissent nettement sur la figure I-5 qui donne le pourcentage de la puissance du mode EH₁₁ recouplée dans le guide (efficacité de couplage du mode EH₁₁) pour différentes valeurs du paramètre sans dimension $\alpha = \frac{ka^2}{R}$ (k, a et R sont respectivement le module du vecteur d'onde dans le vide, le rayon intérieur du guide et le rayon de courbure du miroir).

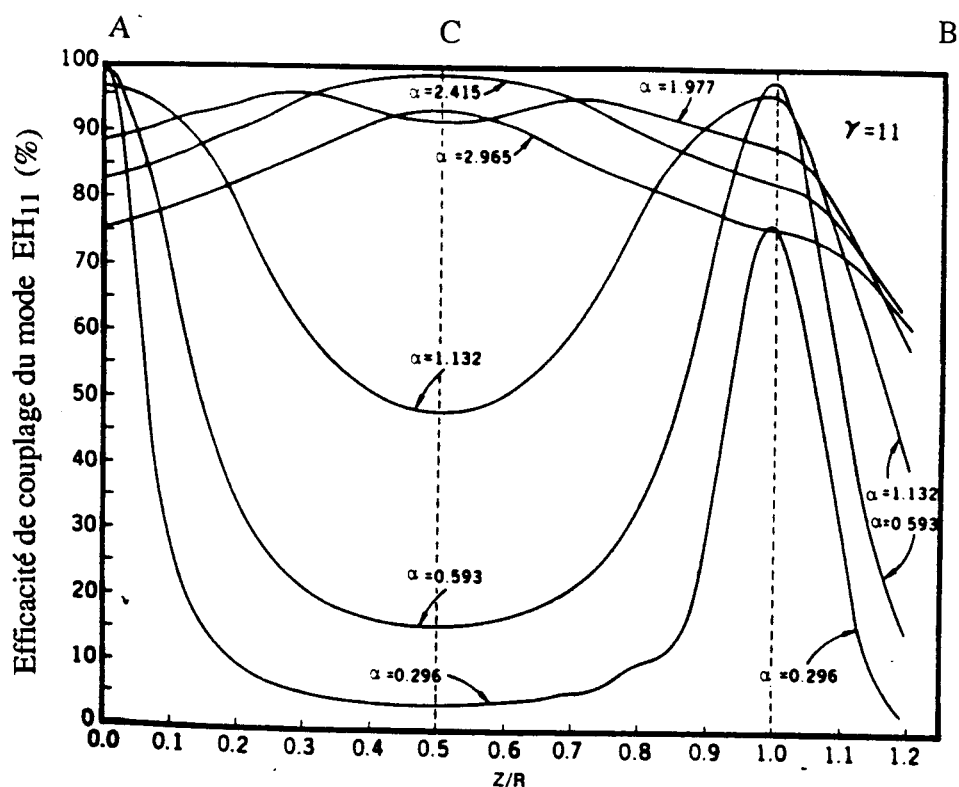


Fig. I-5 : Efficacité de couplage du mode EH₁₁ pour différentes valeurs du paramètre $\alpha = \frac{ka^2}{R}$ d'après J. J. Degnan et D. R. Hall (79).

Le mode EH_{11} présente des pertes faibles pour les trois configurations de cavité suivantes :

-Miroirs plans ou de grand rayon de courbure placés à proximité des extrémités du guide (position A). Cette configuration est appelée classe I par la suite.

-Miroirs de grand rayon de courbure placés à la distance $Z=R$ des extrémités du guide (position B) correspondant à la classe III.

-Miroirs de rayon de courbure R tel que le paramètre α soit égal à 2,415 placés à la distance $Z = \frac{R}{2}$ (position C) correspondant à la classe II.

Les deux méthodes précédentes qui consistent à ne considérer qu'un seul mode propre du guide sont simples et permettent de mettre en évidence les trois principales configurations de cavités. Le traitement monomode a été appliqué à des guides circulaires. Le tableau I-1 donne les caractéristiques du guide, le taux de couplage du mode TEM_{00} sur le mode EH_{11} (Γ_{11}), la valeur du rapport du rayon minimal (waist) du mode TEM_{00} sur le rayon intérieur a du guide ($\frac{w_0}{a}$) qui optimise ce taux et la distance de la position du waist à l'extrémité du guide (z_0).

Guide	Taux de couplage	$\frac{w_0}{a}$	Position	Réf.
Pyrex : 300 mm x 1 mm	0,98	0,51	$z_0=0$	(46)
Pyrex et Alumine : 300 mm $0,75 < 2a < 2$ mm	0,74	0,643	$z_0=0$	(62)
Alumine : 180 mm $1,5 < 2a < 2$ mm	Γ_{11} en fonction de $\frac{w_0}{a}$ pour $z_0=0$ et Γ_{11} en fonction de z_0	variable	variable	(72)

Tableau I-1 : Taux de couplage obtenu en fonction du rapport (rayon minimal du faisceau sur rayon de guide) et de la position de ce rayon du mode à l'entrée du guide pour quelques types de guide.

Les différentes études conduisent à un rapport $\frac{w_0}{a}$ de l'ordre de 0,5 et un rayon minimal du mode TEM_{00} placé à l'entrée du guide pour réaliser un couplage efficace entre le mode de la propagation libre et celui du guide.

Il est possible, comme l'a montré R. L. Abrams (88), d'analyser plus en détail le couplage entre les modes du guide et les modes de propagation libre, en tenant compte d'autres modes que le mode EH_{11} . Dans ce cas on considère la base des modes propres EH_{1m} du guide et la base des modes TEM_{0p} de la propagation libre sur lesquels on décompose le champ à

chaque changement de type de propagation. Plusieurs études ont été faites dans ce sens. Le tableau I-2 donne un résumé non exhaustif des études qui ont été faites.

Guide	EH_{1m}	TEM_{pq}	résultats	Réf.
Circulaire	EH_{11}	$p=0, q$ de 1 à 5	Γ_{11}	(88)
Circulaire	EH_{1m} m de 1 à 11	$p=0, q$ de 1 à 10	τ_c	(89)
Circulaire	EH_{1m} m de 1 à 3		τ_c	(90)
Circulaire	EH_{11}	$p=0, q$ de 1 à 5	Γ_{11}	(91)
Circulaire	EH_{1m} m de 1 à 4		Γ_{11} et Γ_{12}	(79)
Rectangulaire	EH_{11}	$p=0$ à 12	Γ_{11}	(92)
Rectangulaire	EH_{nm}	$p=0, q=0$	τ_c	(93)
Rectangulaire	EH_{nm}		Γ_{11}	(94)

Tableau I-2 : Traitements multimodes reportés dans la littérature. Γ_{11} et τ_c représentent respectivement le taux de couplage du mode EH_{11} et les pertes totales sur un aller et retour dans la cavité.

Les différentes études qui ont été rappelées concernent des cavités laser dont les miroirs sont supposés parfaitement alignés. D'autres études ont été faites pour tenir compte du désalignement de ces miroirs (83, 95-99).

Ces méthodes donnent la composition des modes du résonateur passif mais ne prennent pas en compte l'influence du milieu amplificateur et le phénomène de compétition de modes qui peuvent modifier notablement les modes prévus par ces analyses (100-102).

5-Compétition de modes :

Dans les lasers à CO_2 à faible pression, l'élargissement Doppler est d'environ 50 MHz (75) et l'intervalle en fréquence entre deux modes longitudinaux consécutifs est de l'ordre de 75-150 MHz pour une longueur typique de cavité optique comprise entre 1 et 2 mètres. Le laser oscille sur un seul mode longitudinal. Dans les lasers guide d'onde à CO_2 , l'élargissement par pression est prédominant. L'élargissement à mi-hauteur des transitions rovibrationnelles pour lesquelles est réalisée l'inversion de population est de l'ordre de 4 à 5 MHz par Torr (50, 75, 103, 104). Pour une pression typique de 100 Torrs, l'élargissement collisionnel est de l'ordre de 400 à 500 MHz alors que l'intervalle spectral libre pour une cavité de 20 cm de longueur est de 750 MHz. En principe dans le cas d'un élargissement homogène, seul un mode peut

s'établir. Si l'on considère deux modes, à valeurs de pertes égales, c'est le mode de gain le plus élevé qui prend naissance. A valeurs de gain égales, c'est le mode de plus faibles pertes qui oscille. Dans les deux modes, ce sont les mêmes molécules qui interagissent avec l'onde et le phénomène de compétition ne permet l'oscillation que d'un seul mode. Mais dans certains lasers ce phénomène de compétition des modes n'est pas toujours efficace. Il est possible qu'un mode résonnant au centre pour la fréquence centrale de la raie d'émission puisse osciller en même temps qu'un mode de moindres pertes résonnant pour une fréquence éloignée de la fréquence centrale de la raie. Ces modes peuvent correspondre à la même raie ou à des raies d'émission différentes. Le laser est dit multimode et/ou multiraie. Cette émission simultanée sur des modes de fréquences différentes peut conduire à un phénomène d'interférence. Ce phénomène d'interférence entre modes différents est dit "mode hooting", "mode beating" ou "mode ringing" en anglo-saxon (81, 105).

Si l'on souhaite qu'un seul mode ne s'établisse dans la cavité, il est possible de réduire la section intérieure du guide afin d'accroître les pertes des modes d'ordre élevé. Il en résulte généralement une perte de puissance liée à la diminution du volume du milieu amplificateur. Par ailleurs, la section du faisceau diminue et l'accroissement de la densité de puissance qui en résulte peut conduire à une détérioration rapide des miroirs. Une autre solution consiste à prendre une configuration de cavité de classe III. Mais dans ce cas, on a une augmentation de la longueur de cavité et des pertes par couplage plus importantes.

Ce phénomène de compétition des modes fait appel à de nombreux paramètres et rend difficile la prédiction de l'évolution de la puissance, de la structure du mode et de la raie d'émission lorsque la longueur de la cavité est changée (signature du laser).

6-Signature du laser guide d'onde :

La signature d'un laser guide d'onde est définie comme l'évolution de la puissance, de la fréquence et de la nature du mode d'émission lorsque la longueur de la cavité optique change.

La prédiction précise des caractéristiques d'émission d'un laser guide d'onde reste encore un problème difficile. Seule l'étude du comportement qualitatif est possible. Plusieurs études de signatures ont été faites dans ce sens (81-84, 86, 105-108)

La signature d'un laser guide d'onde dépend de nombreux facteurs parmi lesquels nous pouvons citer :

-La configuration de la cavité (courbure et position des miroirs) : l'étude (§ II-4) a conduit aux trois principales situations qui favorisent le fonctionnement en mode fondamental EH_{11} .

-Les dimensions du guide (section et longueur du guide) : une variation de 1% du rayon intérieur du guide conduit à un écart en fréquence de résonance pour les modes EH_{11} et EH_{31}

de 5,6 MHz (50, 68). Ainsi deux guides similaires dont le rayon intérieur diffère de seulement quelques μm peuvent présenter des signatures fort différentes. C. A. Hill et coll. (86) ont étudié la possibilité de discriminer les modes par la variation des dimensions du guide. Etant donné les tolérances d'usinage des guides (un centième de millimètre), ceci est très difficile à réaliser en pratique.

-Les caractéristiques optiques du matériau constituant le guide : la valeur de l'indice de réfraction complexe du matériau détermine non seulement les pertes mais aussi la constante de propagation des différents modes d'émission. Les annexes C et F montrent respectivement le rôle joué par la valeur de l'indice de réfraction dans les pertes des modes et dans l'écart en fréquence entre les modes .

-La nature de la décharge utilisée pour exciter le milieu amplificateur : les variations transverses du coefficient de gain et du paramètre de saturation sont telles que l'excitation continue favoriserait les modes à amplitude centrale nulle (modes d'ordre élevé) et l'excitation radiofréquence favoriserait les modes à amplitude centrale maximale (modes d'ordre peu élevé) (40). Cependant la méconnaissance des caractéristiques précises des deux types de décharges rend difficile leur prise en compte.

L'étude de la signature des lasers que nous avons réalisés est analysée dans l'annexe F.

III-Excitation radiofréquence :

1-Introduction :

C'est en 1965 que P. Barchewitz et coll. (7) ont pour la première fois utilisé l'excitation haute fréquence pour obtenir une émission laser continue. Elle fut par la suite abandonnée au profit de l'excitation continue haute tension. A la fin des années 70, l'excitation R.F. est de nouveau utilisée grâce au développement de sources radiofréquence solides.

Dans les décharges continue et radiofréquence, l'inversion de population nécessaire à l'obtention de l'effet laser est réalisée grâce à la collision d'électrons libres avec les atomes ou les molécules neutres du gaz.

Dans la décharge continue la cathode et l'anode sont définies et le champ électrique qui accélère les électrons a toujours le même sens. Par contre dans la décharge R.F., la polarité des électrodes est inversée à chaque demi-période du champ alternatif. Fondamentalement les deux types de décharges sont identiques si ce n'est l'aspect temporel de l'interaction électron-atome ou molécule qui évolue à la fréquence du champ. Dans les deux cas des électrons prélèvent de l'énergie au champ appliqué et le transfert de l'énergie des électrons aux atomes ou molécules se fait via les collisions.

Ces collisions peuvent induire des excitations vibrationnelles ou électroniques, des ionisations d'espèces neutres ou des pertes d'électrons par le phénomène de recombinaison. La

multiplication des électrons est réalisée grâce aux ionisations dans le coeur du plasma, au processus d'émission secondaire lors du bombardement des électrons ou bien aux deux phénomènes combinés. En même temps que des électrons sont créés, d'autres sont perdus par recombinaison électron-ion, attachement à des atomes ou molécules neutres. La décharge atteint son équilibre lorsque le taux de création d'électrons est égal à celui de perte d'électrons. Les propriétés de la décharge R.F. résultent de cet équilibre et doivent être considérées localement. A faible pression et à basse fréquence d'excitation, le temps de renversement du champ électrique est suffisamment long pour que des électrons aient le temps d'arriver sur les électrodes. Si la pression augmente, plusieurs collisions peuvent se produire dans le même laps de temps, de l'énergie est alors prélevée au champ pour être transférée aux espèces neutres du gaz. Nous pouvons donc facilement concevoir que la fréquence d'excitation, la pression du milieu amplificateur et même les dimensions transversales de l'enceinte seront des paramètres essentiels pour optimiser l'efficacité de l'excitation R.F.

2-Caractéristiques de la décharge R.F. :

L'excitation radiofréquence d'un laser guide d'onde à CO_2 consiste à soumettre le gaz à un champ radiofréquence entre deux électrodes. Ces électrodes constituent deux parois du guide, les deux autres parois de l'enceinte contenant le gaz sont en diélectrique. Les électrodes sont souvent recouvertes de diélectrique pour être isolées du milieu amplificateur. La géométrie de la section du guide la plus adaptée à l'excitation radiofréquence est de forme rectangulaire. Néanmoins, cette section peut être de forme circulaire ou elliptique. Les phénomènes observés sont identiques dans tous les cas de figures que les électrodes soient ou non en contact avec le milieu amplificateur. Pour simplifier, nous considérons donc un guide de section rectangulaire ($a \times b$) de longueur L dont les électrodes sont en contact avec le milieu amplificateur (Fig. I-6).

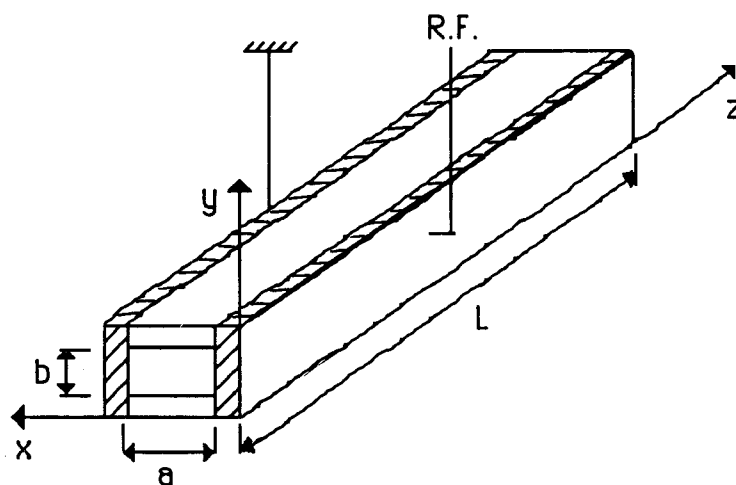


Fig. I-6 : Schéma du guide d'onde de section rectangulaire à excitation radiofréquence.

Lorsque un champ du domaine radiofréquence est appliqué entre les deux électrodes, le gaz est ionisé. L'observation visuelle du plasma remplissant le guide montre une inhomogénéité longitudinale suivant l'axe z de l'intensité lumineuse émise dans le visible. Cette inhomogénéité dans le degré d'ionisation du gaz résulte de la variation de l'amplitude du champ le long du guide. C'est l'effet de propagation de l'onde radiofréquence sur la longueur du guide qui n'est pas infiniment courte devant la longueur d'onde radiofréquence. A cette inhomogénéité longitudinale s'ajoute une inhomogénéité transversale suivant l'axe x. Observée transversalement, la décharge présente l'apparence de la figure I-7 qui montre l'intensité lumineuse émise dans le visible dans l'espace interélectrode pour une fréquence d'excitation de 52 MHz d'après D. R. Hall et C. A. Hill (58). On y distingue deux bandes intenses qui sont parallèles aux électrodes. La largeur de ces bandes varie avec la fréquence d'excitation mais la symétrie par rapport au plan médiateur entre les électrodes est conservée. Entre ces deux bandes, la région centrale présente une luminosité moins importante. Adjacentes aux électrodes, deux bandes de faible largeur présentent une luminosité comparable à celle de la région centrale.

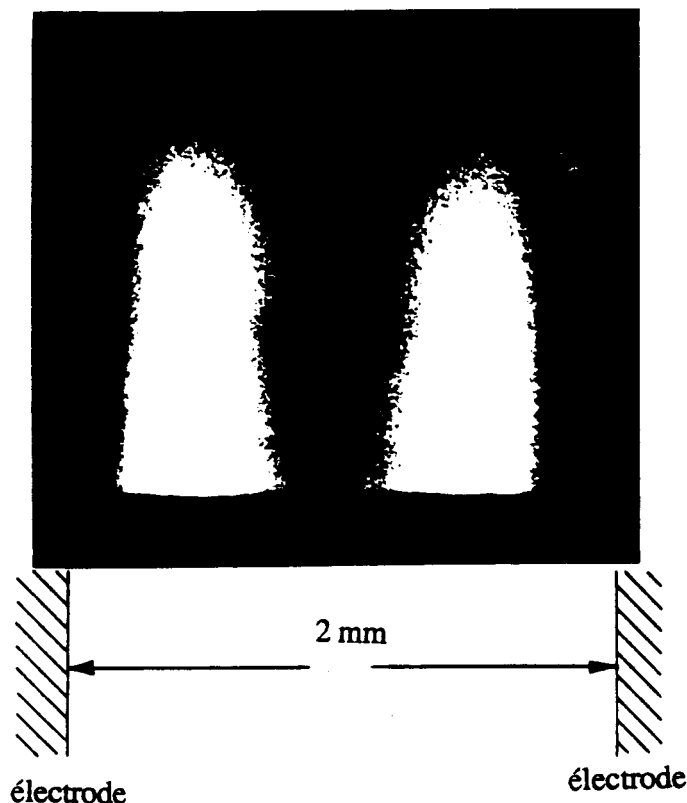


Fig. I-7 : Schéma montrant la répartition de l'intensité lumineuse observée dans le visible pour une fréquence d'excitation de 52 MHz (58)

L'étude de plasmas est un problème fort complexe du fait des multiples interactions qui s'y produisent. Elle constitue encore une voie de recherche ouverte. Cependant on peut donner une explication qualitative de l'existence des deux bandes lumineuses qui jouent un rôle important dans l'efficacité de la décharge et sur les modes d'émission du laser guide d'onde.

Lorsque la largeur de la région de décharge est grande devant l'amplitude d'oscillation des électrons, on peut considérer que la densité des électrons et la densité des ions du plasma sont uniformes et la décharge ne présente pas l'aspect strié. Par contre la présence des électrodes rapprochées dans la configuration guide d'onde donne naissance aux deux bandes lumineuses. La forte luminosité de ces deux bandes est due à une quasi-absence d'électrons et à une forte excitation des ions dans ces régions. Dans une région de largeur de l'ordre d'une amplitude d'oscillation, les électrons ont une forte chance d'être absorbés par les électrodes ou dans la région centrale où ils perdent leur énergie. Lorsque le champ électrique appliqué est dirigé de l'électrode vers le centre de la décharge, les électrons sont absorbés par la paroi conductrice. Quand le champ est inversé, les électrons sont attirés vers le centre du plasma où ils perdent leur énergie par interaction avec les différentes espèces qui y sont présentes. Le déséquilibre spatial de charge électrique qui résulte de la présence d'ions positifs majoritaires dans la zone lumineuse crée un champ induit dont l'effet s'ajoute au champ d'excitation pour accélérer les électrons loin des électrodes. Lorsque la fréquence d'excitation augmente, l'excursion des électrons diminue et la largeur des deux bandes diminue également laissant place à une région centrale plus large. Si la fréquence d'excitation devient suffisamment importante, une autre bande lumineuse de même nature que les deux bandes latérales peut apparaître au centre de la décharge (Fig. I-8).

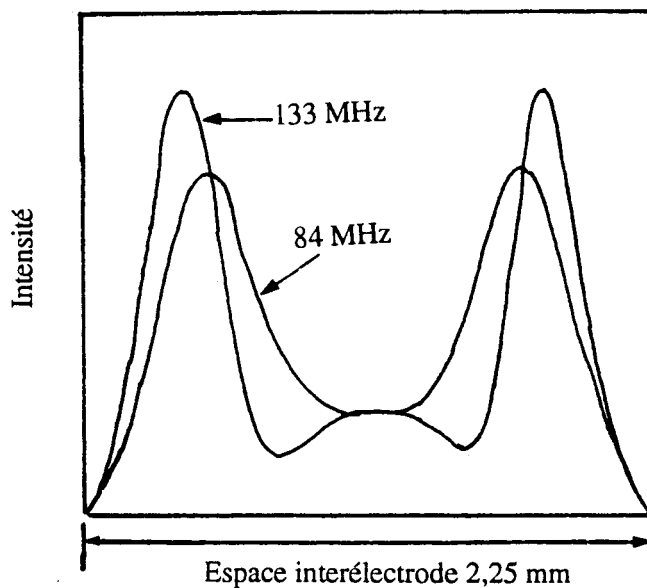


Fig. I-8 : Schéma montrant la répartition de l'intensité lumineuse observée dans le visible pour différentes valeurs de fréquence d'excitation d'après D. He et D. R. Hall (111).

Les zones lumineuses sont caractérisées par une excitation électronique importante qui s'effectue au détriment de l'excitation rovibrationnelle. On peut donc concevoir que le gain de la décharge dans ces régions sera faible. La variation de la largeur de ces zones avec la fréquence d'excitation peut être exploitée pour en réduire la largeur et rendre l'excitation plus efficace (111-113). La largeur de ces zones est de l'ordre de l'amplitude d'oscillation des électrons. Cette amplitude d'oscillation peut être déterminée en considérant l'équation de mouvement des électrons soumis à un champ alternatif. Pour simplifier, les ions dont la masse est beaucoup plus grande que celle des électrons seront considérés comme quasi-immobiles.

Un électron de masse m_e , de charge e , de vitesse v , soumis à un champ oscillant d'amplitude E et de fréquence angulaire ω est siège d'un mouvement décrit par l'équation suivante :

$$m_e \frac{dv}{dt} + m_e \nu v = eE \exp(j\omega t) \quad \text{I-12}$$

où ν la fréquence de collision électrons-molécules.

L'intégration de l'équation I-12 conduit à l'amplitude de la vitesse des électrons :

$$v_0 = \frac{eE}{m_e(\nu^2 + \omega^2)^{1/2}} \quad \text{I-13}$$

La fréquence de collision (10^{11} - 10^{13} Hz pour les plasmas denses de laboratoire) est dans la plupart des cas très supérieure à la fréquence angulaire du champ radiofréquence ω (20 à 200 MHz) et l'amplitude d'oscillation des électrons s'exprime par :

$$x = \frac{eE}{m_e \omega (\nu^2 + \omega^2)^{1/2}} = \frac{eE}{m_e \omega \nu} \quad \text{I-14}$$

Cette expression montre que l'amplitude d'oscillation des électrons est proportionnelle à l'amplitude du champ appliqué et inversement proportionnelle à la fréquence d'excitation.

K. Schröder (109) a développé un modèle théorique de la décharge R.F. Pour une composition typique du mélange gazeux des lasers à CO_2 et une largeur du guide de 2 mm, il obtient une amplitude d'oscillation de 0,53 mm pour une amplitude du champ R.F. de $5 \cdot 10^4$ V/m, une fréquence d'excitation de 50 MHz et une pression du milieu amplificateur de 70 Torr. Cette amplitude est réduite à 0,36 mm pour une fréquence d'excitation de 100 MHz et 0,23 mm pour une fréquence d'excitation de 150 MHz (110).

S. M. Levistskii et d'autres auteurs ont montré que deux types de décharges peuvent être entretenues entre deux électrodes (58, 114-117). Ces décharges sont caractérisées soit par un faible courant électrique (décharge α), soit par un fort courant électrique (décharge γ). Physiquement, la décharge α est caractérisée par des bandes lumineuses où la densité électronique est faible et qui sont donc peu conductrices. Ce type de décharge présente donc une faible densité de courant et une forte impédance. Au contraire, la décharge γ présente une forte densité de courant et une impédance plus réduite. Dans la décharge γ , les électrons sont produits par l'ionisation à proximité des électrodes recouvertes de diélectrique. Les zones lumineuses de faible densité de courant sont plus étroites et la conductivité du plasma est plus importante, ce qui correspond à un fort courant et une faible impédance de décharge. Les deux types de décharges peuvent être observées dans les lasers guide d'onde à CO₂ dont l'espace interélectrode est de l'ordre de 1 à 3 mm. Cette coexistence possible des deux types de décharges conduit à un important problème qui est celui du contrôle de la répartition spatiale de l'excitation du milieu amplificateur. Une répartition non uniforme se traduit par une diminution de l'efficacité de l'excitation et de la puissance émise par le laser. Lorsque la puissance R.F. appliquée est faible, la décharge s'amorce près du point d'application et s'étend peu de part et d'autre. La puissance augmentant, l'étendue de la décharge augmente jusqu'à remplir toute la longueur du guide. Si la puissance augmente encore, le courant de décharge croît, l'émission dans le visible se déplace vers le centre de la décharge et le courant de décharge augmente brutalement, signe d'une chute soudaine de l'impédance de la décharge. La décharge α transite alors vers la décharge γ en certains points du guide et les performances du laser guide d'onde diminuent. Plusieurs études ont été faites pour analyser les décharges laser et prédire les performances quantitatives des lasers (118-121). Ces performances dépendent de la densité électronique dont la valeur optimale a été estimée être de l'ordre de 10^9 /cm³ (122, 123). Les paramètres tels que la fréquence d'excitation, le niveau de puissance R.F. d'excitation, l'espace interélectrode, le contact ou non des électrodes avec le gaz seront donc essentiels pour déterminer les caractéristiques de la décharge et son efficacité pour l'excitation du milieu amplificateur du laser guide d'onde.

IV-Modélisation des propriétés électriques du laser guide d'onde à excitation radiofréquence :

1-Introduction :

L'étude des propriétés électriques du laser guide d'onde a un double but, celui de réaliser un transfert d'énergie du générateur R.F. vers la tête laser avec un maximum d'efficacité et celui de remédier à une situation souvent néfaste dans les lasers guide d'onde excités à l'aide d'une décharge R.F., la non uniformité longitudinale de la décharge (annexe D).

Les éléments électriques de la tête laser sont l'enceinte contenant le milieu amplificateur qui est ionisé et les électrodes permettant cette ionisation et constituant souvent deux des parois du guide (Fig. I-9).

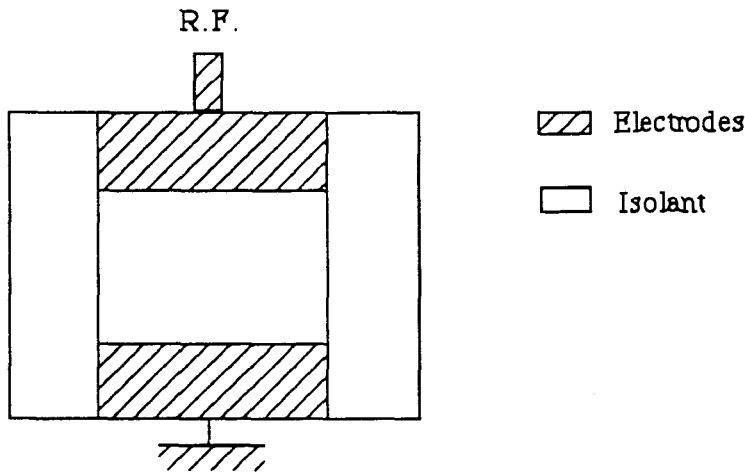


Fig. I-9 : Schéma du guide d'onde.

La structure mécanique se réduit en fait aux deux électrodes en regard constituant une capacité et la décharge se réduit principalement à une impédance en parallèle avec la capacitance des électrodes. La partie imaginaire de l'impédance modifie peu la valeur de la capacité. On ne considère donc généralement que la partie réelle de l'impédance de la décharge (58, 123).

2-Géométrie des électrodes :

Les lasers guide d'onde à CO₂ excités à l'aide d'une décharge R.F. les plus souvent réalisés sont de section carrée ou rectangulaire : deux parois en regard forment les électrodes. Les deux autres parois sont en matériau diélectrique (Al₂O₃, BeO,...). La disposition relative des électrodes et de l'isolant conduit à deux types principaux de configurations des électrodes correspondant aux schémas (a) et (b) de la figure I-10.

Dans la configuration (a) les électrodes métalliques sont prises en sandwich entre deux pièces en diélectrique pour minimiser la capacité des électrodes. Dans la configuration (b), ce sont au contraire les pièces en diélectrique qui sont prises en sandwich entre les électrodes conduisant ainsi à une structure à forte capacité. La configuration (c) que nous avons mise en oeuvre ressort du cas (a) mais avec une capacité encore plus faible. L'épaisseur et la faible constante diélectrique ($\epsilon_r=4,1$) du diélectrique entre les deux électrodes ainsi que la faible section des électrodes conduisent à une très faible valeur de capacité pour notre laser. Le rôle de

la valeur de la capacité des électrodes est d'une grande importance dans l'efficacité de l'excitation (transfert d'énergie du générateur à la tête laser, uniformité de la décharge) comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

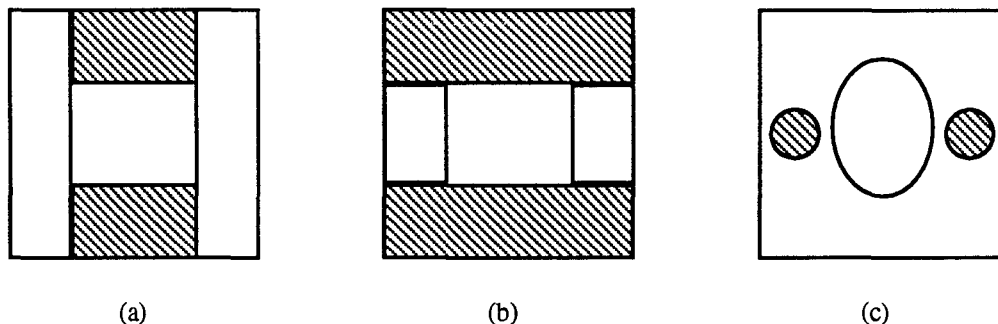


Fig. I-10 : Les différentes configurations des électrodes.

- (a) structure à faible capacité
- (b) structure à forte capacité
- (c) structure à très faible capacité

3-Modélisation électrique :

Le circuit électrique équivalent de la composante mécanique (électrodes) peut être représenté par une résistance R_e et une inductance L_e en série avec la capacité C_e (Fig. I-11).

Pour déterminer les grandeurs électriques de la décharge, on considère l'équation de mouvement des électrons de masse m_e soumis à un champ électrique oscillant d'amplitude E et de fréquence angulaire ω . Cette équation a pour expression (124) :

$$m_e \frac{dv}{dt} + m_e \nu v = eE \exp(j\omega t) \quad \text{I-15}$$

v est la vitesse de l'électron. ν et e sont respectivement la fréquence de collision et la charge des électrons.

La solution de cette équation différentielle du premier ordre peut être écrite sous la forme:

$$v(t) = v_0 \exp(j\omega t) \quad \text{I-16}$$

Ce résultat est obtenu avec les hypothèses suivantes :

- Le déplacement des ions est négligé (leur masse est au moins 1836 fois plus grande que celle des électrons)

- La pression est importante de sorte que la fréquence de collision est beaucoup plus grande que la fréquence d'excitation ($\nu \gg \omega$).

Les moments dipolaires induits ne perturbent pas trop les constantes de perméabilité et de permittivité du gaz qui sont supposées être celles du gaz en absence de décharge.

- Les effets magnétiques sont négligés. La vitesse des particules est beaucoup plus faible que celle de la lumière.

L'équation de mouvement conduit à l'expression complexe de v_0 :

$$v_0 = \frac{eE}{m_e(\nu + j\omega)} \quad \text{I-17}$$

et la vitesse des électrons s'écrit alors :

$$v(t) = \frac{eE \exp(j\omega t)}{m_e(\nu + j\omega)} \quad \text{I-18}$$

On en déduit l'expression du courant électrique :

$$I(t) = n e A v \quad \text{I-19}$$

n est la densité des électrons et A est l'aire des électrodes.

L'expression du courant peut encore être écrite sous la forme :

$$I(t) = \frac{n e^2 A V \exp(j\omega t)}{m_e(\nu + j\omega)d} \quad \text{I-20}$$

où d est la distance interélectrode et V la tension appliquée.

L'expression de l'impédance est alors donnée par :

$$Z_d = \frac{m_e d (\nu + j\omega)}{n A e^2} = R_d + j\omega L_d \quad \text{I-21}$$

L'expression I-21 montre que la décharge peut être représentée par une résistance R_d en série avec une inductance L_d d'expressions :

$$R_d = \frac{m_e \nu d}{n A e^2} \quad \text{et} \quad L_d = \frac{R_d}{\omega} \quad \text{I-22}$$

Nous pouvons voir que la résistance R_d et l'inductance L_d sont proportionnelles à la distance interélectrode et inversement proportionnelles à l'aire des électrodes.

Pour des valeurs typiques de la vitesse des électrons qui sont de l'ordre de $7 \cdot 10^6$ cm/s et un coefficient d'ionisation $\frac{E}{N}$ (rapport de l'amplitude du champ appliqué sur la densité de molécules) de $3,5 \cdot 10^{-16}$ V.cm² (123), la fréquence de collision calculée est de l'ordre de $\frac{eE}{2vm_e} = 1,2 \cdot 10^{11}$ Hz à 70 Torr. L'hypothèse $v \gg \omega$ est vérifiée pour les fréquences R.F. habituelles (20 à 200 MHz). Ainsi dans la plage de fréquence autour de 100 MHz, la partie réelle de l'impédance est beaucoup plus grande que la partie imaginaire et l'impédance de la décharge se réduit à la résistance R_d .

La décharge est équivalente à une résistance R_d en série avec une inductance L_d (58).

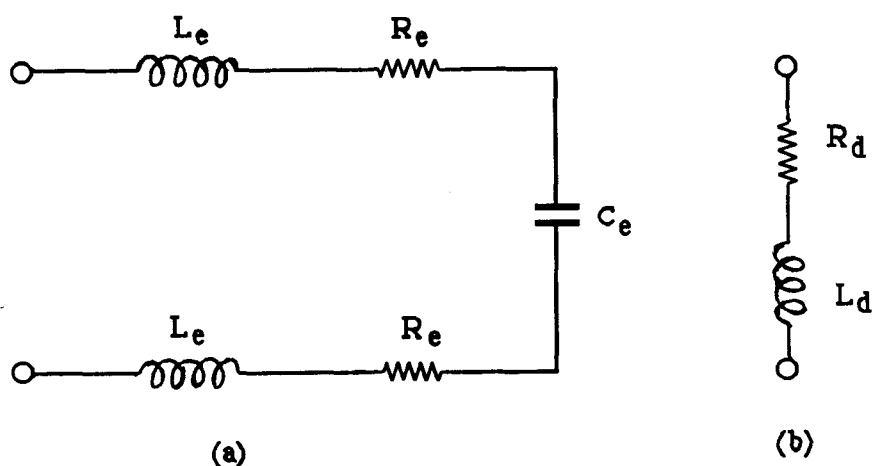


Fig. I-11 : Circuits électriques équivalents des électrodes (a) et de la décharge (b).

Il est possible d'inclure dans le modèle l'influence des bandes striées dans la décharge de type α . La conductance de ces zones peut être caractérisée par une résistance R_s en série avec la résistance R_d de la décharge et en parallèle avec une capacité C_s (58). Le circuit électrique équivalent global est alors celui représenté sur la figure I-12.

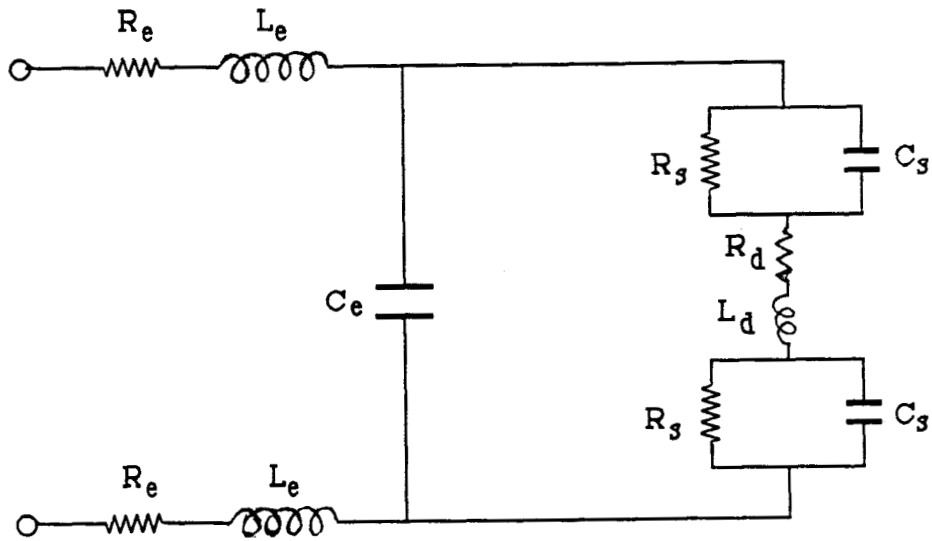


Fig I-12 : Circuit électrique équivalent des électrodes et de la décharge.

Si maintenant on tient compte de situations pratiques, des simplifications sont possibles. L'inductance L_d et la résistance R_s des électrodes sont faibles, la capacité série C_s est négligeable devant la capacité des électrodes C_e , la conductance ($\frac{1}{R_s}$) des zones lumineuses est grande devant celle de la décharge ($\frac{1}{R_d}$). La fréquence de collision ν (10^{11} Hz) est beaucoup plus grande que la fréquence d'excitation (20 à 200 MHz) de sorte que la résistance de la décharge R_d est beaucoup plus grande que celle des zones lumineuses R_s . L'inductance L_e et la résistance R_e parasites à l'entrée de la tête laser sont également faibles (respectivement inférieures à 50 nH et $0,5 \Omega$ dans la plupart des cas). Le schéma électrique simplifié de la tête laser est alors celui représenté sur la figure I-13.

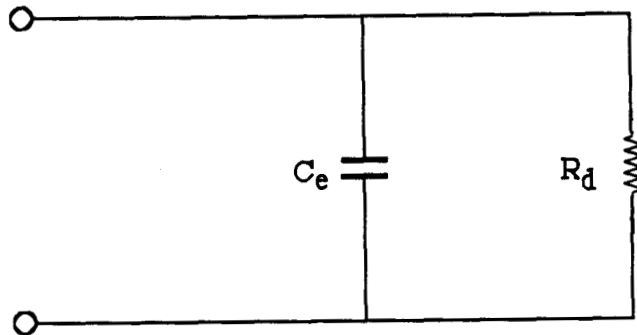


Fig. I-13 : Circuit électrique équivalent simplifié du guide et de la décharge .

L'étude du plasma (124) conduit à l'expression de la conductivité du plasma et à l'expression de la densité d'énergie absorbée par celui-ci qui sont respectivement données par :

$$\sigma = \frac{n e^2 \nu}{m_d(\omega^2 + \nu^2)} \quad \text{I-23}$$

$$P_L = \frac{1}{2} \frac{n e^2}{m_e} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} E^2 \quad \text{I-24}$$

où ω et E sont la fréquence angulaire d'excitation et l'amplitude du champ électrique.

Compte tenu de l'expressions I-24, la résistance peut être exprimée sous la forme :

$$R_d = \frac{1}{2} \frac{d}{A} \frac{E^2}{P_L} \frac{\nu^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad \text{I-25}$$

Cette expression montre la dépendance de la résistance avec :

-la géométrie des électrodes : le facteur $\frac{d}{A}$ montre que la résistance augmente avec la distance interélectrode et diminue avec l'aire des électrodes.

-La puissance absorbée P_L : la résistance diminue avec la multiplication des électrons résultant de l'augmentation de la puissance absorbée par le plasma (125).

-La pression et la composition du mélange gazeux : la fréquence de collision ν est une fonction de la pression et de la composition des gaz. Il est reconnu que l'addition d'un gaz comme le Xénon au mélange CO_2 , He et N_2 du laser à CO_2 a pour effet d'abaisser l'impédance du plasma (125). La pression optimale de travail augmente avec la concentration de Xénon, ce qui est expliqué en partie par la diminution de l'impédance avec une réduction correspondante du rapport du champ électrique sur le nombre de molécules ($\frac{E}{N}$) (126). Lorsque on augmente la puissance d'excitation, la largeur des deux stries lumineuses et qui sont parallèles aux électrodes diminue et la conductivité du plasma augmente.

L'interdépendance souvent compliquée de certains de ces paramètres ne permet pas de déterminer à priori des conditions optimales de fonctionnement de la tête laser et seule l'expérience peut conduire à réaliser un compromis entre ces différents paramètres pour une tête laser spécifique. Cependant la diminution de la résistance avec la puissance et la fréquence d'excitation est bien établie (58, 111). Une étude a montré que l'optimum d'efficacité pour une tête laser donnée est obtenue pour une fréquence bien déterminée (111).

La difficulté d'accès aux paramètres du plasma et la variation de sa résistance avec les différentes grandeurs font que peu de choses sont connues sur cette grandeur essentielle. Seule une détermination expérimentale dans chaque cas particulier est possible.

4-Efficacité de transfert de puissance :

Un des problèmes importants liés à l'utilisation d'une excitation R.F. est celui du transfert de puissance depuis le générateur à la tête laser. L'impédance de sortie du générateur est habituellement de 50Ω alors que le circuit électrique de la tête laser possède une impédance souvent très éloignée de 50Ω . Il est donc impératif d'incorporer un circuit d'accord qui permette de réaliser un transfert maximal de puissance. En reprenant les conventions portées sur la figure I-13, l'impédance de la tête laser peut se mettre sous la forme :

$$Z_L = \frac{R_d - j R_d^2 C_e \omega}{1 + R_d^2 C_e^2 \omega^2} \quad \text{I-26}$$

Le circuit d'accord doit permettre de transformer l'impédance complexe de la tête laser en l'impédance conjuguée de la sortie du générateur, en l'occurrence 50Ω . Ce circuit d'accord peut être plus ou moins élaboré. La figure I-14 montre trois types de circuits d'accord simples.

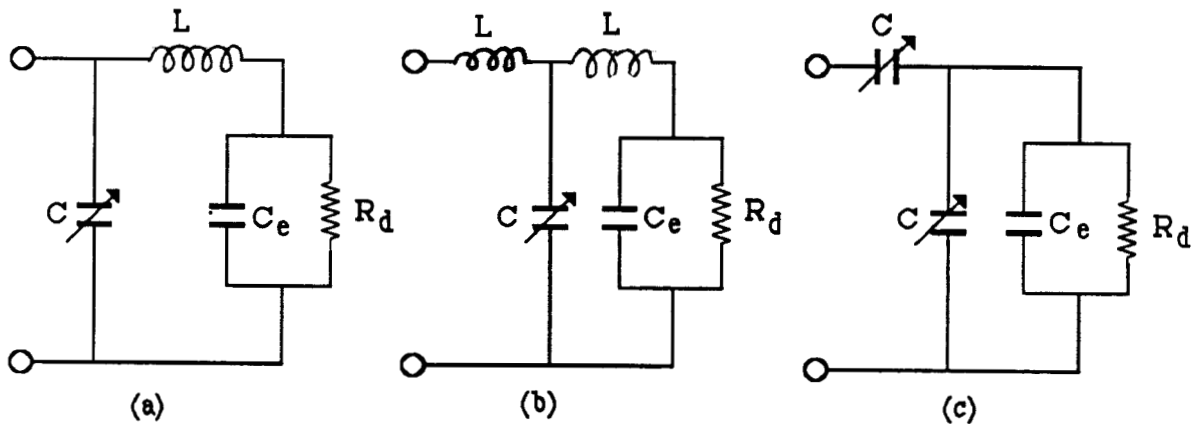


Fig. I-14 : Différents types de circuits simples utilisés pour réaliser l'adaptation d'impédance entre la sortie du générateur et la tête laser.

L'efficacité de transfert de puissance peut être définie comme étant le rapport de la puissance absorbée par le gaz sur la puissance délivrée par l'alimentation électrique (17, 105). Ce point est détaillé dans l'annexe E dans le cas du laser miniaturisé où nous montrons que l'efficacité peut prendre la forme :

$$\eta = \frac{R_d}{R_d + R_S (1 + R_d^2 C_e^2 \omega^2)}$$

I-27

où R_S est la résistance en série des liaisons électriques.

Le maximum de l'efficacité est obtenu pour $R_d C_e \omega = 1$. Pour une résistance parasite R_S fixée, il existe donc un produit $R_d C_e \omega$ qui optimise le rendement de l'excitation.

La résistance de décharge R_d dépend des conditions de fonctionnement (niveau de puissance d'excitation, pression et composition du mélange gazeux, géométrie du guide) mais aussi de la fréquence d'excitation. Cette résistance varie en sens inverse de la fréquence d'excitation. La capacité des électrodes C_e est un paramètre important à considérer dans l'efficacité de l'excitation. Pour des structures laser à forte capacité, la capacitance est faible et d'importants courants circuleront à travers les éléments du circuit d'adaptation, ce qui conduit à une perte de puissance $R \cdot I^2$ par effet Joule. Au contraire, pour les structures à faible capacité, il faut augmenter le produit ωR_d . La gamme de fréquences d'excitation est limitée. En pratique, il est plus facile d'augmenter ce produit par une diminution de la fréquence d'excitation. Cependant, la fréquence d'excitation ne peut pas toujours être diminuée fortement. Une fréquence trop faible conduit à l'élargissement des zones lumineuses de gain nul. L'efficacité maximale de l'excitation est souvent obtenue pour des valeurs de fréquence d'excitation intermédiaires (autour de 100 MHz).

En pratique, le circuit d'accord (a) est le plus simple à mettre en oeuvre et peut supporter une forte puissance. C'est donc celui que nous avons retenu car il est commode à incorporer sur la tête laser sans en augmenter notablement les dimensions.

CHAPITRE II

CARACTERISATION DE LA TETE LASER

I-Introduction :

La source laser à CO₂ qui est requise actuellement en milieu médical doit être puissante (10 à 50 Watts), maniable et pluridisciplinaire (miniaturisée et robuste), sécurisante (suppression de l'effet psychologique lié à l'utilisation d'une moyenne tension), présenter une bonne qualité de mode et enfin avoir un coût de revient adapté au prix du marché.

Nous avons respecté ce cahier de charge en concevant une tête laser relativement puissante (jusqu'à 37 Watts de puissance de sortie), de faible poids (environ 200 grs), de dimensions très réduites (250 mm ou 200 mm de longueur et 22 mm de diamètre moyen). Dans le choix des méthodes de fabrication, nous avons privilégié les solutions à faible coût de revient (utilisation du Nitrure de Bore).

Ces caractéristiques sont obtenues grâce à l'excitation du milieu amplificateur à l'aide d'une décharge R.F. en régime d'écoulement des gaz. Les avantages de l'excitation R.F. sont nombreux : la tension nécessaire à l'entretien de la décharge est faible (100 à 300 Volts efficaces), la puissance extraite par unité de volume actif et le rendement électrique sont importants, la géométrie de la décharge favorise le mode fondamental EH₁₁ avec une polarisation rectiligne. L'écoulement des gaz permet de miniaturiser les sources laser ou de réaliser des sources laser de niveaux de puissance élevés par un meilleur refroidissement du milieu amplificateur.

Nous reportons dans ce chapitre une description sommaire de la tête laser, son excitation électrique ainsi que les résultats des tests que nous avons fait pour caractériser les performances de trois maquettes expérimentées. Nous déterminons également le coefficient de gain linéaire et le paramètre de saturation qui caractérisent les propriétés optiques de la décharge R.F. pour différentes valeurs de la pression du milieu amplificateur. Enfin nous reportons les caractéristiques du mode d'émission du laser guide d'onde pour les deux configurations de cavité : sortie de la puissance sur deux faisceaux ou sur un seul faisceau par un repli de la cavité.

II-La tête laser :

Les différentes têtes réalisées et expérimentées ont une forme cylindrique de diamètre extérieur 22 mm et de longueur 250 mm (ou 200 mm pour une variante de puissance plus faible).

L'originalité de la tête laser est due à sa structure intégrée (brevet Université/CNRS). Le guidage de l'onde infrarouge, le support des électrodes, la circulation du milieu amplificateur, le circuit de refroidissement ainsi que les supports des composants optiques sont réalisés dans un unique barreau de matière. L'intégration de toutes ces fonctions entrant dans la conception d'un laser guide d'onde est rendue possible grâce à l'utilisation d'un matériau rarement employé dans la construction de lasers guide d'onde, le Nitrure de Bore dont les propriétés physiques dont celles optiques sont résumées dans l'annexe B.

Si l'on se base sur les valeurs maximales de puissance d'émission par unité de longueur de décharge qui ont été publiées (de l'ordre de 0,8 Watt/cm), la puissance requise ne peut être obtenue dans un seul conduit de 25 cm de longueur. Nous avons donc opté pour une configuration multiguide en disposant deux guides d'onde parallèles de 25 cm de longueur dans la tête laser. La puissance de sortie peut être obtenue sous forme de deux faisceaux parallèles et indépendants distants de 4 mm. Il est également possible d'extraire la puissance sous forme d'un seul faisceau par un repli de la cavité optique à l'aide d'un dièdre optique d'angle 90°.

La figure II-1 montre une vue schématique générale de la tête laser en configuration blindée.

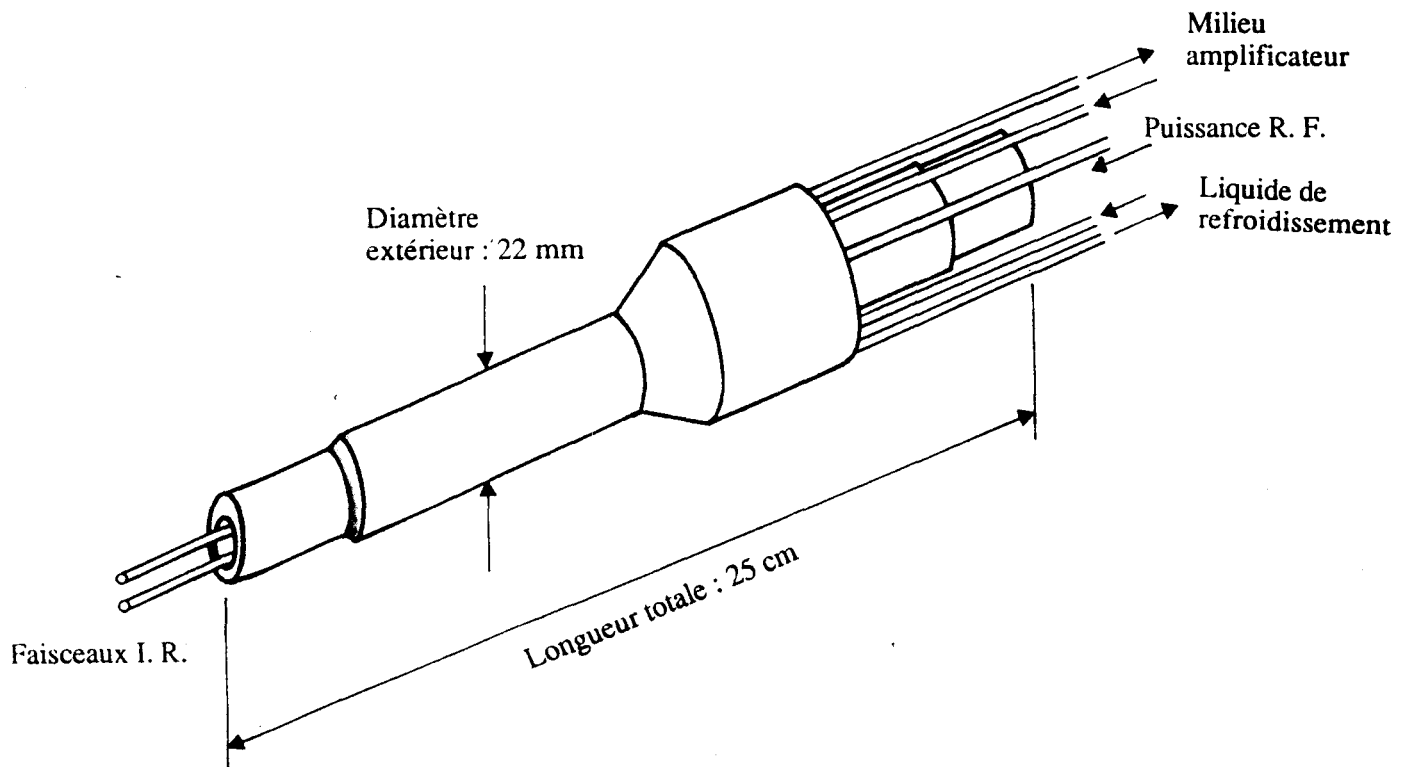


Fig. II-1 : Vue schématique de la tête laser dans sa configuration blindée.

La structure extérieure de la tête laser a été étudiée pour une prise en main à la manière d'un gros stylo. Les gaz et le liquide de refroidissement sont amenés et évacués à l'aide de tuyaux en silicone. Le transfert de la puissance d'excitation depuis la générateur jusqu'à la tête laser est réalisé à l'aide d'un câble coaxial souple d'impédance caractéristique 50Ω .

III-Excitation électrique de la tête laser :

A-La source radiofréquence :

La figure II-2 montre le dispositif expérimental de l'excitation R.F. utilisé pour les différents essais réalisés sur les têtes laser.

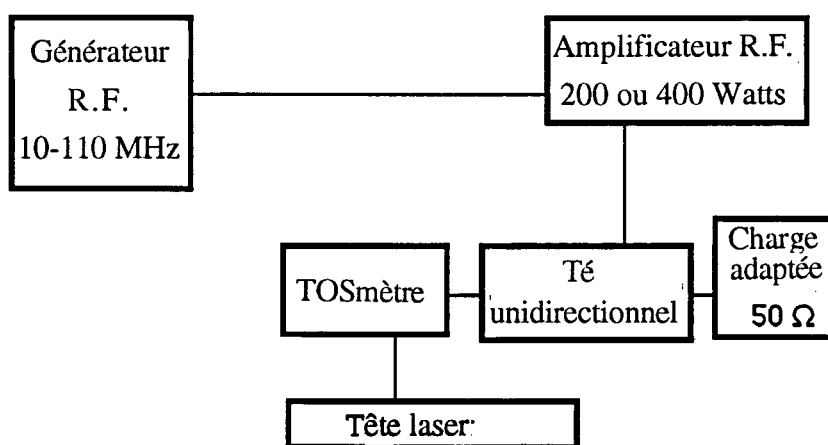


Fig. II-2 : Circuit électrique d'excitation de la tête laser.

La puissance R.F. est obtenue à partir d'un générateur de fréquence 10-110 MHz - Hewlett Packard. Pour les niveaux de puissance d'excitation inférieurs à 200 Watts, nous avons utilisé une alimentation commerciale de 200 Watts de marque Kalmus (80-120 MHz, 56 dB, modèle 123 CR). Elle est constituée d'une alimentation régulée 28 Volts, d'un préamplificateur 5 Watts, d'un amplificateur 200 Watts, d'un mesureur de taux d'onde stationnaire (T.O.S.) et d'un circuit de protection. Ce circuit de protection détecte la puissance R.F. réfléchiée par la charge et réagit sur la tension d'alimentation d'entrée pour la baisser à 20 Volts correspondant à une puissance de sortie de 100 Watts. Pour les niveaux de puissance supérieurs, nous avons utilisé un amplificateur 400 Watts non protégé (Média Electronique). Dans le premier cas, le signal R.F. est simplement amplifié. Dans le deuxième cas, le signal R.F. est au préalable préamplifié et ensuite amplifié par l'amplificateur 400 Watts. Dans les deux cas, un circulateur de bande de fréquence 95-105 MHz isole l'amplificateur de la puissance réfléchiée lors d'un désaccord éventuel d'impédance entre la sortie de l'amplificateur et

la tête laser. La puissance en sortie du circulateur est mesurée par un mesureur de puissance R.F. avant d'être appliquée sur la tête laser.

B-Le circuit d'adaptation :

Le circuit électrique équivalent de la tête laser est essentiellement constitué par la capacité des électrodes C_e en parallèle avec la résistance de la décharge R_d (Fig. I-13 du chapitre I). L'impédance complexe de la tête laser est donnée par l'expression I-26 du chapitre I.

La valeur de la capacité des électrodes C_e isolée est comprise entre 13 pF et 15 pF suivant les têtes. Les valeurs mesurées sont en bon accord avec les valeurs que nous avons estimées en retenant une valeur de constante diélectrique du Nitrure de Bore égale à 4.1 (127). La résistance de la décharge R_d est infinie avant l'amorçage et devient finie lorsque la décharge est établie. L'impédance résultante est complexe et souvent fort éloignée de 50 Ω . Il est alors nécessaire d'inclure un circuit d'accord pour que l'impédance, vue par l'amplificateur de puissance, soit égale à 50 Ω . Le circuit d'accord d'impédance que nous avons retenu est constitué d'une self inductance dont la valeur est prédéterminée L (170 à 280 nH) et d'une capacité variable C dont la valeur peut facilement être ajustée entre 20 et 80 pF.

Le schéma de la figure II-3 montre le circuit électrique de l'ensemble alimentation-circuit d'accord-tête laser.

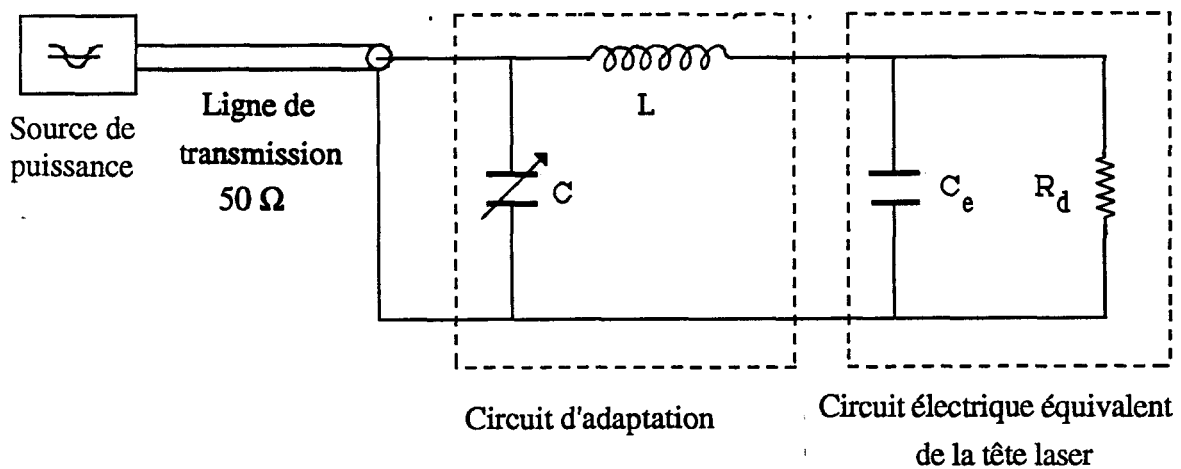


Fig. II-3 : Schéma d'excitation électrique de la tête laser.

L'impédance de la tête laser et du circuit d'adaptation a pour expression:

$$Z = \frac{R_d(1 - LC_e\omega^2) + jL\omega}{(1 - CL\omega^2) + jR_d\omega(C + C_e - LCC_e\omega^2)} \quad \text{II-1}$$

L'adaptation entre l'impédance Z et une impédance caractéristique réelle Z_c est réalisée pour les valeurs de la capacité et de la self inductance qui sont données par les relations suivantes :

$$C = \frac{1}{Z_c \omega} \left[\frac{a}{R_d} \right]^{1/2} \quad \text{II-2}$$

$$L = \frac{1}{\omega} \frac{(R_d^2 - Z_c)}{R_d C_e \omega - \left(\frac{a}{R_d} \right)^{1/2}} \quad \text{II-3}$$

où le paramètre suivant est introduit pour simplifier l'écriture :

$$a = Z_c \omega^2 C_e^2 R_d^2 + Z_c - R_d \quad \text{II-4}$$

Pour une capacité de la tête laser $C_e=13$ pF, une résistance de décharge $R_d=500 \Omega$ et une impédance caractéristique de 50Ω , les relations II-2 et II-3 conduisent à des valeurs de capacité et d'inductance d'accord égales respectivement à 28 pF et 223 nH. En pratique, la résistance de décharge n'est pas connue précisément, il convient de déterminer sa valeur pour optimiser les paramètres intervenant dans le transfert de puissance R.F. à la tête laser.

C-Détermination expérimentale de la résistance de la décharge :

Dans le domaine de fréquence utilisé (20 à 200 MHz) les composantes électriques de la tête laser sont essentiellement la capacité des électrodes C_e et la résistance de la décharge R_d . On suppose que la longueur de la tête laser (25 cm) est suffisamment petite devant la longueur d'onde du champ radiofréquence (73 cm à 100 MHz pour la ligne dans le Nitrure de Bore) pour négliger les effets de propagation. Nous pouvons alors considérer que nous avons des constantes localisées. La résistance de la décharge dépend de nombreux paramètres tels que la fréquence et le niveau de puissance d'excitation, la pression et la composition du milieu amplificateur ainsi que la géométrie du guide. Sa détermination nécessite donc de fixer tous ces paramètres.

La première méthode consiste à substituer à la décharge un circuit électrique pour reproduire les mêmes conditions de fonctionnement (128). Cette méthode est précise mais elle nécessite un matériel non disponible.

La deuxième méthode est basée sur la mesure de la puissance absorbée lorsqu'on change les conditions expérimentales. Cette méthode est moins précise mais elle a l'avantage de pouvoir être mise facilement en oeuvre. C'est donc celle que nous avons retenue.

Nous avons estimé la résistance de la décharge par une détermination graphique de deux façons : en utilisant l'abaque de Smith et en utilisant un graphe obtenu par le calcul.

1-Abaque de Smith :

a-Utilisation de l'abaque :

L'abaque de Smith permet de résoudre la plupart des problèmes relatifs aux lignes de transmission H.F.(129). Elle permet une détermination graphique simple des valeurs des éléments qui constituent le circuit d'adaptation d'impédance. L'abaque de Smith est un réseau de courbes (Fig. II-4)

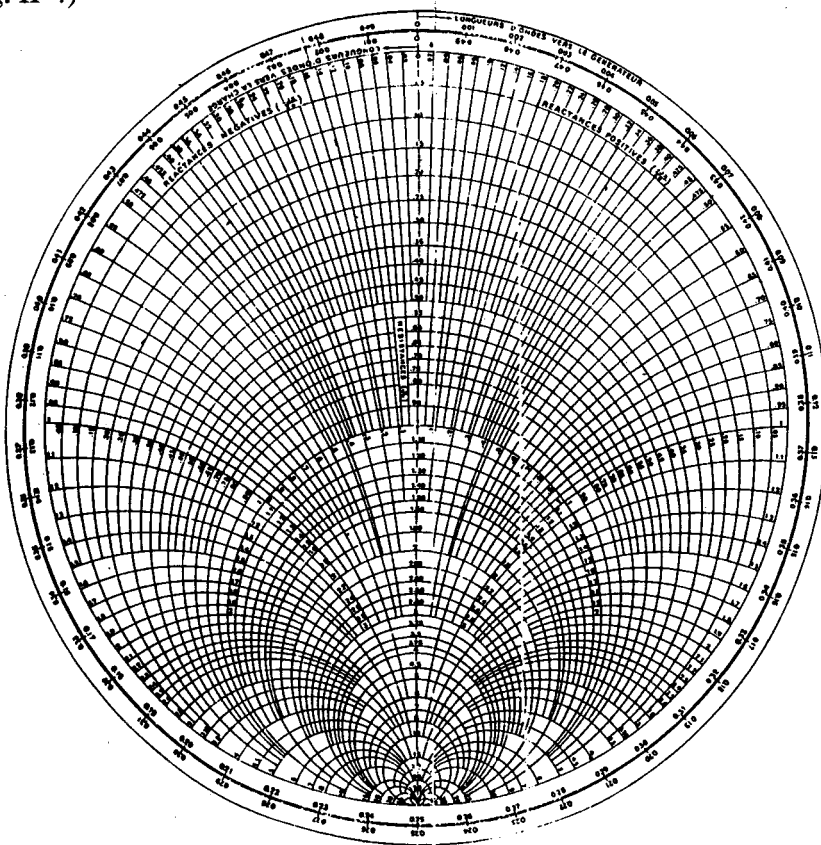


Fig. 5-4. Abaque de Smith.

2. SUTER - Théorie des impédances, III, 12

Fig. II-4 : Abaque de Smith.

Sur l'abaque, une impédance complexe est donc représentée par un point. Les grandeurs sont représentées par leurs valeurs réduites (valeurs nominales divisées par l'impédance caractéristique Z_0). Ce point est obtenu en portant la partie réelle de l'impédance mesurée à partir du point O sur l'axe OR et la partie imaginaire sur le cercle passant par ce dernier point en tournant à gauche ou à droite suivant que cette partie imaginaire est négative (impédance capacitive) ou positive (impédance inductive). Ainsi le point O de côtes (1, 0) correspond à

l'impédance réelle caractéristique (en général 50Ω). Le passage de l'impédance réduite à l'admittance réduite se fait en prenant le point symétrique par rapport au centre O du point représentant l'impédance réduite. La distance entre le point représentatif de l'impédance de charge et celui représentatif de l'impédance caractéristique mesure le Taux d'Onde Stationnaire (T.O.S.), c'est à dire le taux de la puissance réfléchi par l'impédance de charge considérée.

Nous avons vu (Chapitre I-§ III-3) que la tête laser est essentiellement constituée par la résistance de décharge R_d en parallèle avec la capacité des électrodes C_e . Le circuit d'adaptation utilisé est constitué d'une capacité C en parallèle avec une inductance L . Il doit permettre de transformer l'impédance complexe de la tête laser en l'impédance caractéristique 50Ω pour considérer que la ligne de transmission a une longueur infinie. Le problème est alors de déterminer les valeurs de C et L permettant cet accord d'impédance qui réalise le transfert maximal de la puissance R.F. Le schéma de l'ensemble ligne de transmission-circuit d'adaptation-tête laser est représenté sur la figure II-5.

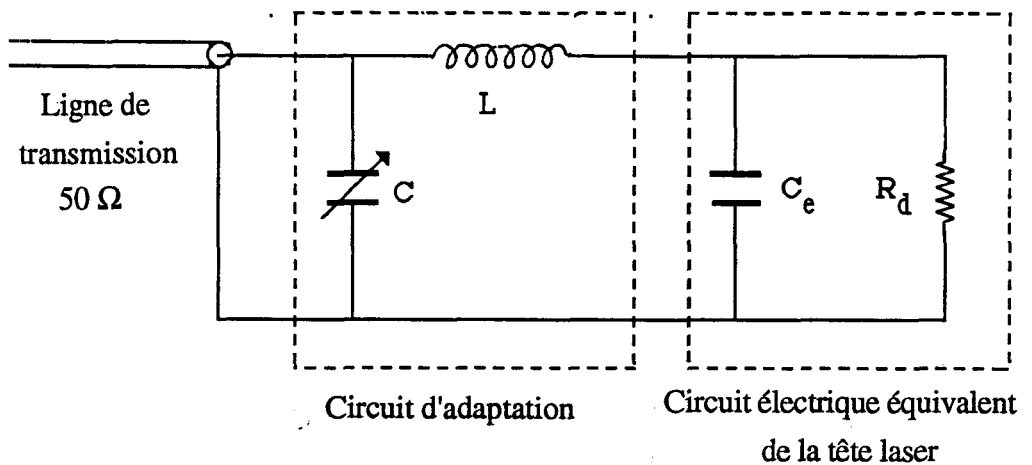


Fig. II-5 : Schéma électrique représentant la tête laser et le circuit d'adaptation.

Si la capacité C_e des électrodes et la résistance R_d de décharge sont connues, il est possible de déterminer les valeurs L et C qui réalisent l'adaptation d'impédance.

La résistance R_d est représentée sur l'abaque de Smith par le point A sur l'échelle des impédances réelles (Fig. II-6). Le point A', symétrique du point A par rapport au point O correspond à l'admittance de décharge. On ajoute l'admittance de la capacité dans le sens positif (longueur A'B). Le point B représente alors l'admittance de C_e et R_d en parallèle. Le point B', symétrique du point B par rapport au point O correspond à l'impédance de ce circuit. Nous ajoutons ensuite l'impédance de l'inductance d'accord L (longueur B'C). Le point C' symétrique du point C est l'admittance des éléments R_d , C_e et L . A cette admittance, nous ajoutons enfin l'admittance de la capacité d'accord C (longueur C'D). L'adaptation est parfaite

si le point D correspond au point O. Ce graphe permet non seulement de déterminer sans calcul les valeurs des éléments du circuit d'adaptation mais permet aussi de prévoir le sens de variation des valeurs des différents éléments lorsque l'un d'entre eux est modifié. Il permet aussi de fixer le domaine de variation possible de ces valeurs.

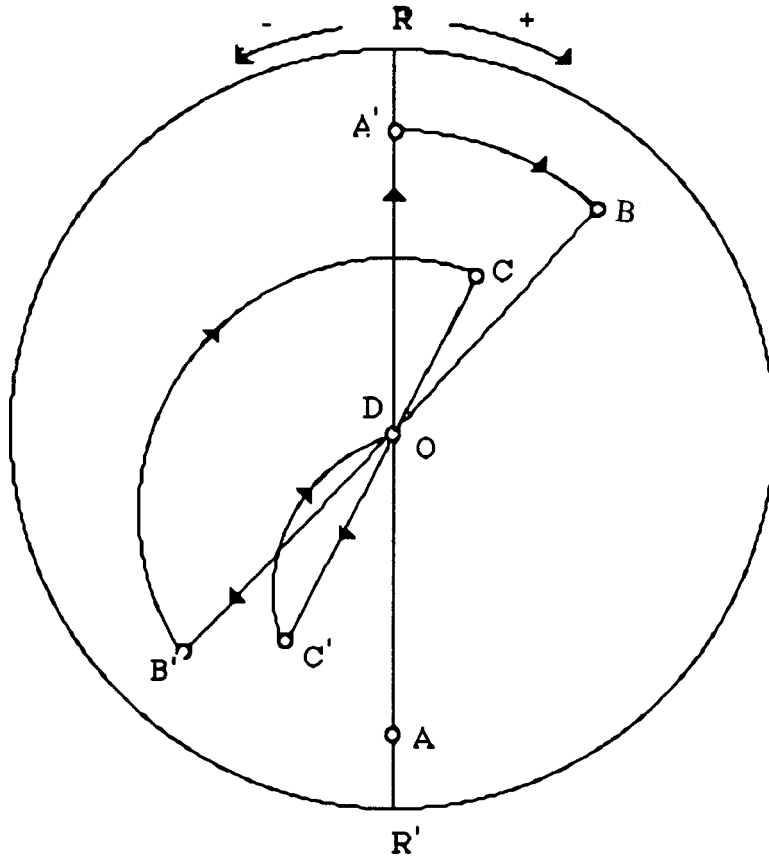


Fig. II-6 : Méthode graphique de détermination des valeurs de la capacité et de la self inductance d'accord utilisant l'abaque de Smith.

b-Détermination :

En pratique, la résistance de la décharge R_d n'est pas connue. Sa valeur est fixée par les conditions expérimentales (fréquence et puissance d'excitation, pression et composition du milieu amplificateur, géométrie du guide et des électrodes). L'adaptation est réalisée expérimentalement en ajustant les valeurs des éléments du circuit d'accord pour minimiser le T.O.S. L'abaque de Smith peut être utilisée pour déterminer la valeur de la résistance de décharge. Pour cela, on fixe des valeurs L et C qui minimisent la puissance réfléchie. L'impédance de l'ensemble tête laser-circuit d'adaptation est alors réelle et sa valeur est proche de 50Ω . Cette valeur réelle de l'impédance résulte du fait que pour minimiser le T.O.S, on

Points	A	B	C
T.O.S.	1,12	1,22	1,55
C (pF)	41	36	52

Tableau II-1 : Valeurs mesurées de la capacité d'accord et du T.O.S déterminé par la mesure des puissances incidente et réfléchi lorsque l'on désadapte les impédances.

A l'aide de cette méthode, nous avons estimé l'impédance de décharge pour deux niveaux de puissance d'excitation (200 et 300 Watts) à une pression moyenne du mélange gazeux de 120 Torr et une fréquence d'excitation de 100 MHz.

La résistance estimée est de l'ordre de 500 Ω et 400 Ω pour respectivement 200 et 300 Watts de puissance d'excitation. Compte tenu de l'imprécision sur la valeur des différentes grandeurs et de la détermination graphique, nous pouvons estimer que la précision est de l'ordre de 20%. L'abaque de Smith conduit aussi à la valeur de la capacité des électrodes dans le circuit qui est de l'ordre de 17-19 pF. Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur de la capacité entre les électrodes que l'on peut mesurer lorsqu'elle est isolée (13-14 pF). Cette différence montre probablement l'influence des capacités parasites de liaison que l'on peut donc estimer de 3 à 5 pF ou à une surestimation de la valeur de la self inductance.

Une autre méthode de détermination de la résistance de la décharge est celle basée sur le calcul.

2-Méthode basée sur le calcul :

Lorsque l'adaptation est presque parfaite ($T.O.S \leq 1,05$), on peut considérer en première approximation que les valeurs de la capacité C et de la self inductance L sont données par les relations II-2, II-3 et II-4 rappelées au paragraphe III-B.

Pour différentes valeurs des paramètres C_e et R_d , les deux relations donnent deux séries de courbes dans le plan (C, L) reportées sur la figure II-8. Ces courbes sont obtenues à partir des expressions de C et L (relations II-2 et II-3) pour différentes valeurs des paramètres C_e et R_d pour une fréquence d'excitation de 100 MHz et une impédance caractéristique Z_c de 50 Ω .

La mesure de L et C en situation de quasi-adaptation conduit à l'estimation de la résistance de décharge dont la valeur correspond à celle de la courbe (R_d) qui passe par le point représentatif (C, L). La courbe (C_e) donne la valeur de la capacité des électrodes incorporée dans le circuit. Les valeurs déterminées à l'aide de cette méthode sont 600 Ω et 450 Ω respectivement pour 200 et 300 Watts de puissance d'excitation. La valeur de la capacité des

électrodes C_e est là aussi de l'ordre de 17-19 pF. Dans cette méthode la précision est du même ordre de grandeur que celle estimée précédemment c'est à dire de l'ordre de 20%.

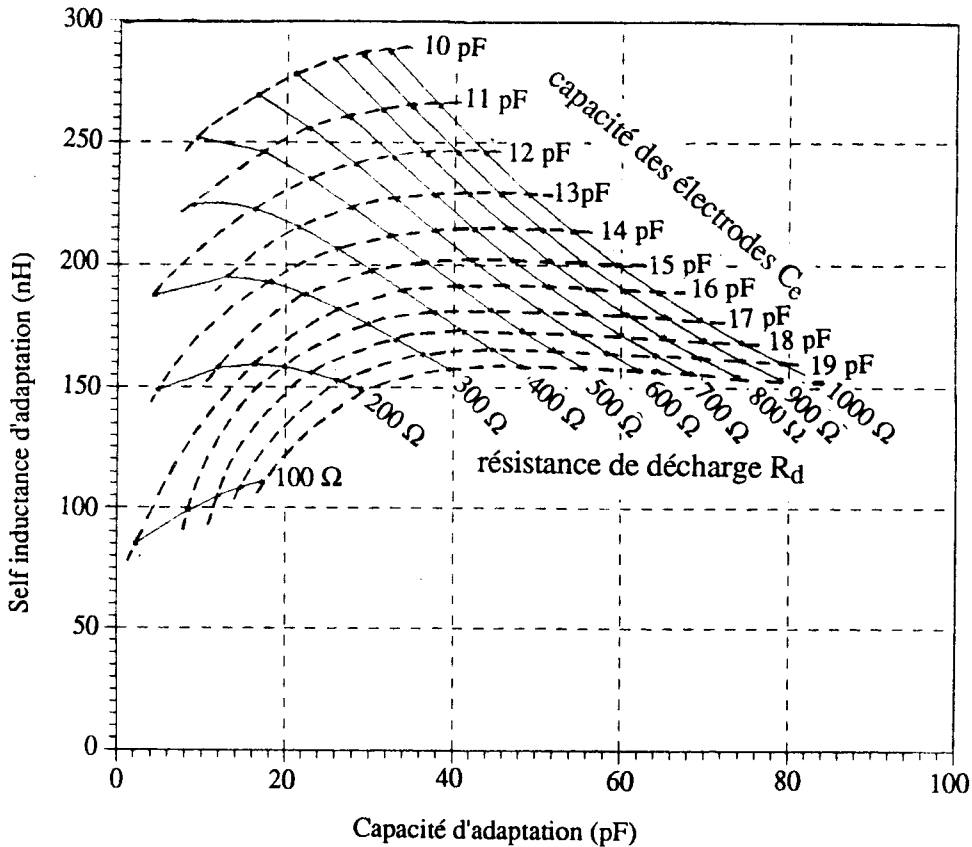


Fig. II-8 : Méthode de détermination de la résistance de décharge à l'aide de courbes obtenues par calcul en situation de quasi-adaptation.

Comme nous l'avons vu, la résistance de décharge dépend de nombreux facteurs dont la géométrie des électrodes et le volume de décharge. A titre comparatif, nous reportons dans le tableau II-2 quelques valeurs obtenues par d'autres auteurs en normalisant la puissance d'excitation absorbée à l'unité de volume excité (cm^3) d'après la puissance d'excitation et la géométrie des guides utilisés.

La disparité des résultats montre la forte dépendance de la valeur de la résistance de la décharge avec la densité de puissance d'excitation et la fréquence d'excitation mais aussi avec la configuration du guide. La valeur relativement grande que nous avons obtenue est principalement due à la faible surface des électrodes utilisées (2 à 3 fois moins que la surface habituellement utilisée) et à la distance qui les sépare (2 fois la distance généralement utilisée).

Résistance de décharge (Ω)	Fréquence de travail (MHz)	Pression (Torr)	Densité de puissance (W/cm^3)	Références
608	100	70	170	(123)
510	145	80	155	
110	133	110	134	(126)
350-50	50-200	110	133,5	(111)
400	55	40	11	(130)
3100	61	80	25	(18)
1000	61	80	75	
600	60	80	62-125	(131)
850	60	40	62-125	

Tableau II-2 : Valeurs de la résistance de décharge comparées à quelques valeurs publiées par ailleurs pour des guides de section rectangulaire.

La valeur de la résistance détermine l'efficacité du transfert de puissance du générateur à la tête laser. Le coefficient de transfert de puissance est donné par l'expression suivante (18, 123) :

$$\eta = \frac{R_d}{R_d + R_s (1 + R_d^2 C_e^2 \omega^2)} \quad \text{II-5}$$

Pour une valeur de résistance parasite de liaison R_s donnée, ce coefficient de transfert de puissance est maximal pour une valeur de la résistance R_d qui satisfait la relation $R_d C_e \omega = 1$. La valeur de la résistance dépend de plusieurs facteurs dont la géométrie des électrodes, la composition et la pression du milieu amplificateur mais aussi la fréquence d'excitation. Si cette fréquence d'excitation est imposée, l'efficacité de l'excitation dépendra donc des valeurs relatives de la résistance de décharge et de la capacité des électrodes. Ainsi une faible valeur de résistance peut être compensée par une forte valeur de capacité des électrodes. Une faible valeur de résistance permet de travailler à des niveaux de pression importants pour un rapport du champ appliqué sur le nombre de molécules actives par unité de volume ($\frac{E}{N}$) donné. Cependant une trop forte diminution de la résistance conduit à une instabilité de la décharge qui peut alors transiter vers une décharge de type γ . La puissance de sortie et le rendement du laser diminuent alors. D'un autre côté, l'étude de l'évolution du coefficient de transfert de puissance avec le rapport de la résistance de la décharge R_d sur la résistance parasite des connexions électriques R_s montre que l'efficacité augmente avec le rapport ($\frac{R_d}{R_s}$).

Pour les lasers guide d'onde à forte capacité, il est indispensable d'avoir une valeur de résistance R_d faible ou travailler avec une fréquence d'excitation élevée alors que pour les lasers à faible capacité, la résistance peut demeurer importante comme c'est le cas pour nos têtes lasers.

La capacité des électrodes dans les têtes laser que nous avons réalisées est comprise entre 13 et 15 pF. Cette valeur conduit à une valeur de résistance R_d qui réalise l'optimum de transfert de puissance comprise entre 667 et 770 Ω pour une fréquence d'excitation de 100 MHz compte tenu des pertes du circuit d'accord.

La valeur expérimentale de la résistance obtenue est de cet ordre de grandeur. Cela expliquerait en partie les performances élevées que nous avons obtenues pour ces têtes laser.

IV-Procédures de test et résultats expérimentaux :

A - Introduction :

Les différents tests que nous avons réalisés sur les têtes laser ont des objectifs multiples. Le premier objectif est celui d'évaluer la performance de ces têtes et de déterminer les conditions optimales de fonctionnement. Le deuxième objectif est celui de déduire les paramètres qui caractérisent l'efficacité de la décharge R.F. dans un laser à CO_2 guide d'onde en régime d'écoulement des gaz. Ces paramètres sont essentiellement le coefficient linéaire de gain et le coefficient de saturation. La détermination de ces deux grandeurs est nécessaire pour prédire les performances de la tête laser dans d'autres types de configuration (cavité repliée par exemple). Enfin, même si l'on ne trouve aucune information sur les caractéristiques de lasers R.F. à écoulement de gaz dans la littérature, il est intéressant de savoir si les performances obtenues peuvent être comparables à celles des lasers scellés étant donné les nombreux problèmes qui résultent de la miniaturisation de la tête et de l'écoulement des gaz (refroidissement du mélange amplificateur, inhomogénéités de la décharge).

Dans le cadre de cette étude, les grandeurs qui caractérisent la source laser sont la puissance, le rendement électrique et la structure du faisceau émis. Nous avons donc mesuré la puissance de sortie pour différentes conditions de puissance d'excitation, de pression du milieu amplificateur et de taux de couplage de la puissance de sortie. Le rendement a été ensuite déterminé pour l'optimum de pression et de couplage. La puissance pouvant être extraite d'un laser peut être évaluée à partir du coefficient linéaire (g_0) de gain et du paramètre de saturation (I_s). Une première méthode de détermination de ces paramètres consiste à mesurer l'amplification d'un faisceau laser transmis à travers le milieu amplificateur. Cela suppose de fixer la structure du faisceau sonde, de connaître le taux de couplage dans le guide et les pertes subies par guidage. Une deuxième méthode consiste à déterminer les deux paramètres à partir

de la mesure de la puissance de sortie du laser. C'est celle que nous avons retenue pour sa simplicité et son aptitude pour déterminer les paramètres qui caractérisent l'amplification du milieu

amplificateur dans un laser guide d'onde à CO₂. La qualité de mode d'émission d'une source laser est relative à la structure du faisceau émis. Pour un laser guide d'onde, le mode fondamental EH₁₁ est recherché car c'est le mode dont la structure se rapproche le plus de celle du mode TEM₀₀ (distribution d'intensité circulaire avec un maximum au centre). C'est la répartition d'intensité la plus adaptée à la propagation libre. Nous avons donc enregistré le profil du mode d'émission en champ lointain et étudié sa divergence.

Nous ne reportons ici que les résultats des essais qui ont été nécessaires pour la caractérisation de la tête laser (puissance en fonction des différents paramètres, rendement électrique, mode d'émission). Le travail de mise en oeuvre des matériaux, des techniques de montage, des procédures de test et d'analyse critique des performances qui ont conduit par amélioration successive aux performances actuelles de la tête laser ne seront pas reportés.

Ces résultats ont été obtenus sur trois maquettes de la tête laser. Les deux premières maquettes ont une longueur de 25 cm (lasers A et B). La troisième maquette, conçue pour une meilleure maniabilité et une puissance plus faible, a une longueur de 20 cm (laser C).

B-Etude du laser A :

L'article reproduit dans les pages suivantes reporte les résultats des essais réalisés sur la première maquette.

La configuration de la cavité laser commune aux trois maquettes que nous avons expérimentées est schématisée sur la figure II-9.

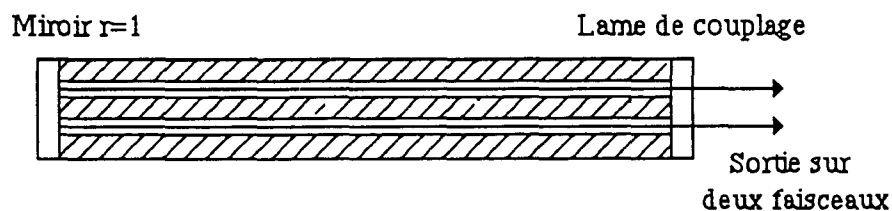


Fig. II-9 : Schéma de principe de la cavité optique de la tête laser.

La tête laser comporte deux guides en parallèle et la cavité optique constituée de deux miroirs plans est commune aux deux guides. La puissance de sortie s'effectue sur deux faisceaux indépendants.

A 30 WATTS MINIATURIZED FLOWING GAS RF EXCITED CO₂ WAVEGUIDE LASER

M. KHELKHAL* and F. HERLEMONT

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, C.N.R.S. U.A.-249, Université des Sciences et Techniques de
Lille Flandres Artois, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

(Received 18 December 1991)

Abstract—This paper reports the performance of a compact laser head (250 mm length and 22 mm diameter). The excitation of the amplifying medium is achieved with an RF discharge in a gas flowing configuration. Extreme miniaturization is achieved by using a boron nitride ceramic. The dual non-coupled channels waveguide system delivers an output peak power of 30 W with an efficiency of the order of 10%.

INTRODUCTION

This paper emphasizes the use of boron nitride ceramic to achieve an ultracompact laser head with relatively high power ability in a flowing gas configuration. The physical properties of this polycrystalline ceramic provide many technological alternatives for reducing the dimensions of the source, because it is easy to machine with conventional tools. Many RF excited CO₂ waveguide lasers are commercially available in a sealed-off configuration. The quasi-lack of efficient optical fiber to transfer the 10.6 μm beam severely limits their fields of application, especially in the medical or robotic areas where a high quality beam is required. To overcome some disadvantages of these lasers, we have conceived and experimented on a miniaturized CO₂ waveguide laser which can be held in the hand.

Since the first CO₂ waveguide laser operation,⁽¹⁾ many reports have dealt with the development of such sources which are characterized by a high output power per unit active volume. Reviews on CO₂ waveguide lasers can be found in Refs (2-4). Efforts were made in order to obtain high power compact devices. The use of the d.c. discharge excitation during the 1970s was for a long time a severe obstacle towards the miniaturization of the CO₂ waveguide lasers. In addition, the voltage required to maintain the discharge, limited the length of waveguides and thus the extracted power. The need of autonomous and low cost CO₂ lasers has led to sealed-off devices which were generally strongly lifetime limited.⁽⁵⁾

During the 1980s, the sealed-off CO₂ waveguide laser devices have received growing interest because the attractive alternative of being able to excite them with an RF discharge gives rise to compact and rugged construction. The gas ballast which is associated with these lasers gives them a long lifetime. For a review on RF excited CO₂ laser waveguide lasers see for example Ref. (6). The RF discharge technique advantageously overcomes some of the restrictions inherent in d.c. discharge. The electrode configuration is suitable for exciting more than one IR waveguide with the same RF supply. The real part of the impedance of the plasma is positive and ballast resistances are no longer required. Multichannels or folded waveguide devices can be easily realized giving a noticeable increase of the amplification volume and as a consequence of the extracted power without increasing the interelectrode voltage. The low voltage needed to maintain the discharge is of great advantage for an extreme device miniaturization which is only limited by the volume of the gas ballast linked to the amplifier chamber.

As a result, extreme miniaturization of the source can be advantageously obtained from an RF excitation in a flowing gas configuration. In addition the use of boron nitride to manufacture the

*Permanent address: Department of Electronics, University of Tizi-Ouzou, Algeria.

laser head leads to a significant reduction of dimensions with a reasonable machining cost. We present here the overall characteristics and the preliminary performance of the laser head. The first part is related to a short description of the laser device and its excitation. In the second part, results and performance data are reported.

WAVEGUIDE LASER DEVICE

The laser head is manufactured in a boron nitride rod of 250 mm length and 22 mm diameter. The boron nitride is a polycrystalline ceramic. Examination of the mechanical and electric properties of this material shows that it is suitable for CO₂ waveguide laser construction. This ceramic was retained for its high thermal conductivity (40–60 W/mK), its weak expansion coefficient ($< 10^{-7} \text{ K}^{-1}$) and its excellent dielectric rigidity (2–3 times the alumina one). In addition it is moderate in cost and easy to machine. Very smooth and straight waveguide channels can be machined with conventional tools. The use of boron nitride in the CO₂ waveguide laser was pioneered by A. Papayoanou in 1977.⁽⁷⁾ More recently H. Xiaoyong *et al.*⁽⁸⁾ have experimented with its use as demonstrated in the sealed-off configuration. Boron nitride is a porous ceramic which is therefore not suitable for a sealed-off CO₂ waveguide laser configuration. It is however quite convenient for flowing gas CO₂ waveguide lasers.

The waveguide is formed by two parallel independent channels with 4 mm interaxis distance. The section of the guides is nearly elliptic and the cross section area is 6 mm² (Fig. 1). Two longitudinal holes are drilled along the guides to ensure the distribution and the evacuation of the flowing gas mixture. The gas enters the guides at different points as can be seen in Fig. 1, to reduce the eventual pressure gradient and to limit accidental longitudinal non-uniformities of the discharge. Four other longitudinal holes, not represented in the figure, are present to ensure that cooling by water circulation keeps the laser head temperature at around 20°C. The optical cavity constitutes two flat ZnSe reflectors mounted at the extremities of the guides. This disposition permits not only a reduction of both the laser head dimensions and the coupling losses, but also the reflectors heating. In this configuration the drift frequency of the optical cavity is limited by the weak expansion coefficient of the boron nitride. The reflectors are attached to the laser head with a cylindrical aluminium piece screwed directly on the boron nitride rod. Figure 2 shows a schematic external view of the laser head. The cylindrical metallic piece mounted on the laser head is present in order to limit the undesirable RF signal generated by the matching electrical circuit mounted directly on the laser head. The coupling of the RF power to the laser head is performed in the manner shown in Fig. 3.

The RF power is derived from an 0–110 MHz RF generator which drives a 400 W power amplifier. An RF power meter is inserted between the amplifier and the laser head to monitor the RF power delivered to the laser. In sealed-off devices, owing to the dimensions of these sources, it is easy to incorporate the amplification stage in the laser head. The miniaturization of the device

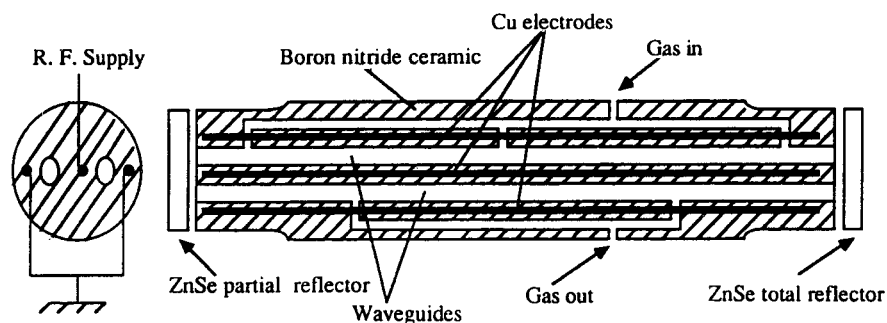


Fig. 1. Schematic view of the waveguide laser.

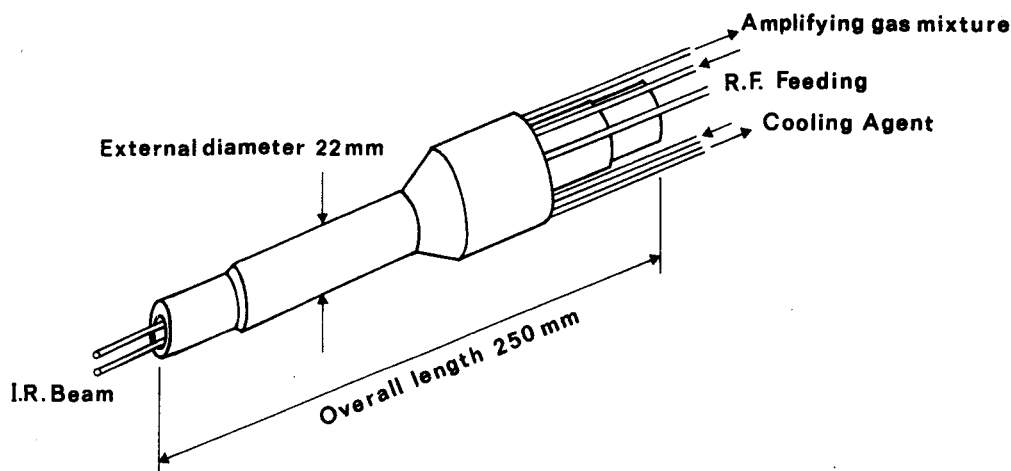


Fig. 2. External configuration of the laser head.

we report does not permit this advantageous disposition, so the RF power is coupled into the laser head with a 50 Ω coaxial cable via a LC impedance network circuit mounted directly on the laser head. The electrode capacitance in parallel with the discharge resistance makes the laser head exhibit a complex impedance. The discharge resistance depends on many parameters such as the RF frequency, the gas mixture pressure and its composition, the RF power loaded in the glow discharge. When all these parameters are fixed, the impedance of the laser head is complex and often very different from the real 50 Ω output impedance of the RF supply. Then it is necessary to include a matching circuit to transform the laser head impedance to a value as close as possible to 50 Ω for a convenient power transfer. For the sake of simplification, the matching network is formed by a predetermined inductance in series with the laser head and with a variable capacitance in parallel (Fig. 3). This simplified matching circuit was retained for its ability to be incorporated in the laser head without substantially increasing its external volume. The configuration of the RF electrodes presents a measured capacitance of 15 pF. The inductance was set at a fixed value of 180 nH. The matching is obtained by adjusting the parallel capacitance. We have estimated the discharge impedance to be nearly 500 and 400 Ω for 200 and 320 W RF loading power, respectively, at 100 MHz working frequency.

LASER OUTPUT POWER AND EFFICIENCY

In order to characterize the CO₂ waveguide laser, we have studied the maximal output power, the output power per unit length and efficiency. These parameters generally give an accurate insight in the laser device performances.

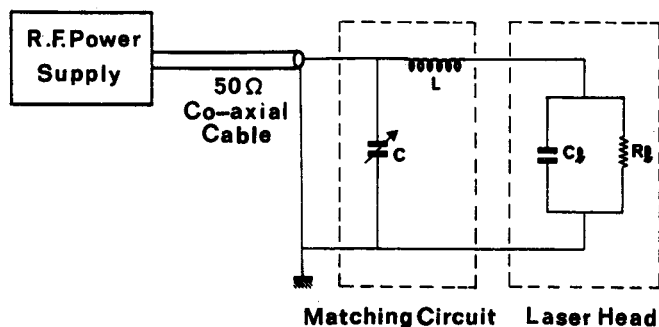


Fig. 3. Laser head equivalent circuit with LC matching circuit.

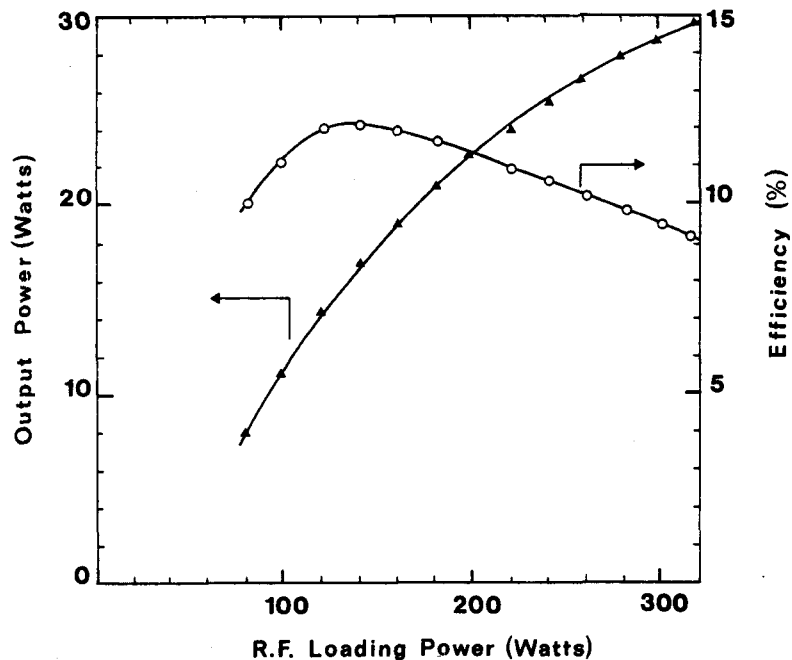


Fig. 4. Laser output power and efficiency as a function of excitation power.

Figure 4 shows the results of experiments in which the laser output power is measured as a function of the RF input power delivered to the laser head in a near matched condition. The RF power is measured at the amplifier output with a Bird thurline meter. It includes the weak reflected power due to the residual impedance mismatch and the 10–15% power lost in the flexible cable ensuring the power transfer from the amplifier to the laser head. Since the RF impedance of the laser discharge depends on the level of power loading, for each measurement the matching circuit is adjusted to achieve optimum power transfer. The operating gas pressure is taken as the average between the pressure measured at the entrance and exit of the laser head. All measurements were performed with a premixed gas mixture. The composition is respectively 8, 13 and 79% of CO_2 , N_2 and He. The gas flow rate has been determined to be in the order of 15 l/min. The output coupling mirror has a 5% transmittance.

The peak output power is 30 W for 320 W RF input power at a pressure of 120 torr for the two independent channels. Owing to the effective total length of the discharge (in the order of 46 cm corresponding to the length of electrodes), it corresponds to an output power of 0.66 W per cm distance discharge.

The efficiency at this power level is 9.6%. The maximum efficiency is 12% obtained at 140 W RF power and corresponding to an output power of 17.2 W. The loaded power of 320 W corresponds to a deposited power density of 110 W/cm^3 (neglecting the loss in the flexible cable). The output power curve in Fig. 4 indicates that the extracted power can still be enhanced by increasing the excitation power.

The study of mode polarization reveals the reason for the elliptic configuration of the guides, in regard to the circular one. Visual observation of emitted modes shows that they are linearly polarized in the direction of the great axis of the ellipses. This feature follows from the relative mode losses in the two directions of the ellipses. In a first approximation, when applying the losses formula for the circular waveguide, taking as radius either the great half axis or the small half axis of the ellipse, we find a factor 2 in our case. Consequently, the component of the field in the direction of the small axis is discriminated strongly in regard to the one in the perpendicular direction. This fixed polarization state can be of great interest in some applications of the laser beam.

In the present work, comparison with results published elsewhere is not straightforward mainly for three reasons. First, all reports dealing with CO₂ waveguide laser excited with an RF discharge are in a sealed-off configuration where Xe is generally added to the gas mixture while in the present case the gas mixture is flowing without any Xe. Addition of Xe in these conditions would lead to an exorbitantly high working cost. Secondly, the waveguides reported are often made of alumina or beryllia for which the performance in IR guiding is well known. These two ceramics are characterized by a refractive index smaller than unity at $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, favouring the total reflection occurring in the guide for the IR wave. A third point is that the present CO₂ laser device is designed to be held by the user and the limitation of the overall volume requires necessarily reduced performance. The peak output power corresponds to 0.66 W/cm for the 46 cm total discharge length. This is close to the reported value of 0.83–0.84 W/cm.^(9,10) These last values were obtained with a sealed-off device and with the addition of 5% Xe to the gas mixture; the addition of Xe can improve the gain and thus the output power up to 25%.⁽¹¹⁾

The performance appears to be as for sealed-off RF waveguide lasers. This performance is believed to be due to good uniformity of the discharge along the guides and to the benefit gas flow. The results we have reported herein are preliminary results obtained with a non-optimized device. The CO₂ waveguide laser in the gas flowing configuration, achieved with the use of boron nitride and excited with an RF discharge is presently under study. In particular, the guiding properties of boron nitride and determination of small signal gain and saturation parameters are investigated. The results are to be published in the future.

CONCLUSION

We have reported the realization and performance of a miniaturized laser head exhibiting 30 W output power. The extreme miniaturization we report is based on the union of the RF discharge excitation and of the flowing gas configuration. Radiofrequency excitation requires much lower isolation than d.c. discharge. On the other hand, the gas ballast is avoided by the use of a flowing gas technique. The longitudinal non-homogeneities of the RF discharge that could be a problem with flowing gas technique are shown not to be a serious limit towards the design of devices exhibiting a high extracted power per unit volume ratio. Boron nitride ceramic has the advantage of being available in various shapes and sizes. This work reveals the potential for using this polycrystalline ceramic for CO₂ laser waveguide devices in a flowing gas configuration.

REFERENCES

1. P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 132 (1971).
2. J. J. Degnan, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 1 (1976).
3. R. L. Abrams, *Laser Handbook* Vol. 3, p. 41. North Holland, Amsterdam (1978).
4. P. W. Smith, O. R. Wood II and P. J. Maloney, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 1166 (1981).
5. U. E. Hochuli and P. R. Haldemann, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 2238 (1986).
6. P. K. Cheo, *Handbook of Molecular Lasers*, p. 166. Marcel Dekker, New York (1987).
7. A. Papayoanou, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-13**, 27 (1975).
8. H. Xiaoyong, L. Fenngmei, Z. Taixun, Z. Jingshan and L. Shhuquin, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 546 (1991).
9. D. He and D. R. Hall, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 326 (1983).
10. L. A. Newman and R. A. Hart, *Laser Focus* **80** (June 1987).
11. D. He and D. R. Hall, *J. Appl. Phys.* **56**, 856 (1984).

C-Etude du laser B :

Ce prototype nous a permis d'évaluer les performances du laser guide d'onde excité par une décharge R.F. Nous avons, entre autres, étudié la puissance de sortie en fonction de la pression du mélange gazeux pour différents niveaux de puissance d'excitation et différents taux de couplage de la puissance de sortie. Ces études nous ont permis d'évaluer le rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation R.F. , de déterminer le coefficient de gain linéaire g_0 et le paramètre de saturation I_s .

1-Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'excitation pour différentes valeurs de la pression :

Nous avons mesuré la puissance émise par les deux faisceaux en fonction de la puissance d'excitation pour différentes valeurs de pression du milieu amplificateur. Les mesures de pression sont effectuées en amont et en aval de la tête laser. Nous considérerons donc que la pression à l'intérieur de la tête est approximativement la moyenne arithmétique des deux valeurs mesurées. Le débit de gaz dépend de la différence des deux valeurs de pression mesurées. Il n'a pas été mesuré pour chaque valeur de pression. Cependant, nous pouvons estimer qu'il évolue comme la pression moyenne. Sa valeur maximale est de 15 litres par minute. Le milieu amplificateur est un mélange constitué de Gaz Carbonique, d'Azote et d'Hélium dans les proportions respectives suivantes : 8%, 13% et 79%. Le coefficient de transmission de la lame de couplage qui permet d'extraire la puissance infrarouge est de 5%. L'ensemble des mesures est reporté sur la figure II-10.

Pour des niveaux de puissance d'excitation supérieurs à 200 Watts, la puissance de sortie croît avec la pression jusqu'à 120 Torr. Au delà de cette valeur, la puissance diminue. Comme nous le verrons dans le paragraphe IV-4, c'est le résultat d'une diminution importante du coefficient de gain. Pour une pression donnée, la puissance de sortie croît avec la puissance d'excitation et atteint un pallier à partir d'une valeur de puissance d'excitation qui dépend de la pression. Cette valeur donne une estimation de la puissance R.F. optimale qui peut être injectée dans le plasma. Le volume de décharge du laser expérimenté est d'environ 3 cm³. A 50 Torr, la puissance d'excitation utile est de l'ordre de 70 Watts/cm³, elle atteint 120 Watts/cm³ pour une pression de 120 Torr. Cette dernière valeur est proche de la valeur maximale de 134 Watts/cm³ reportée par ailleurs (120, 132).

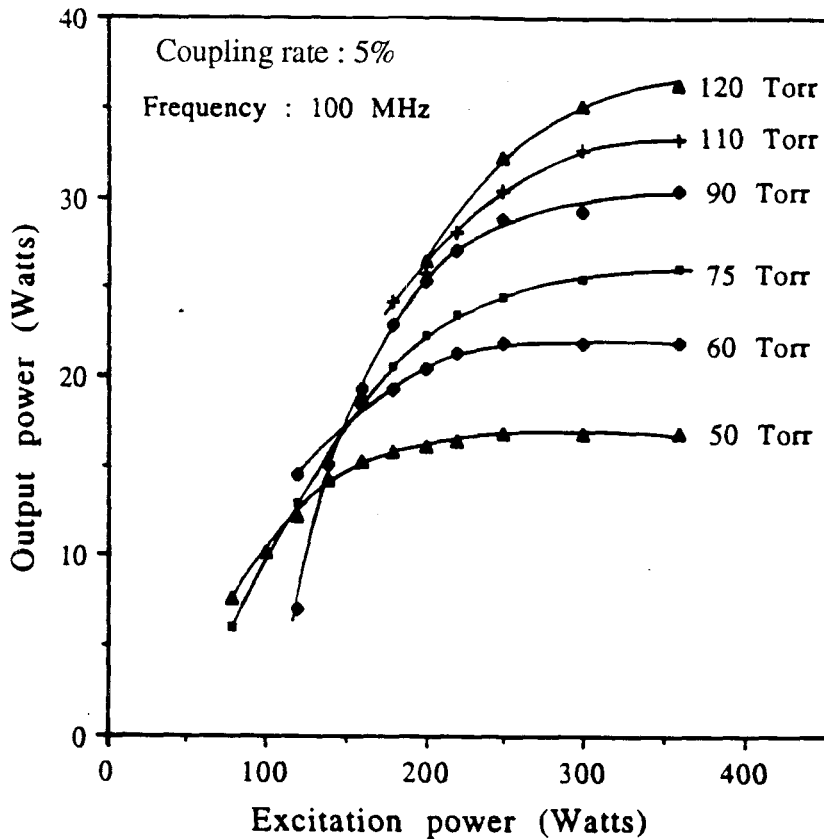
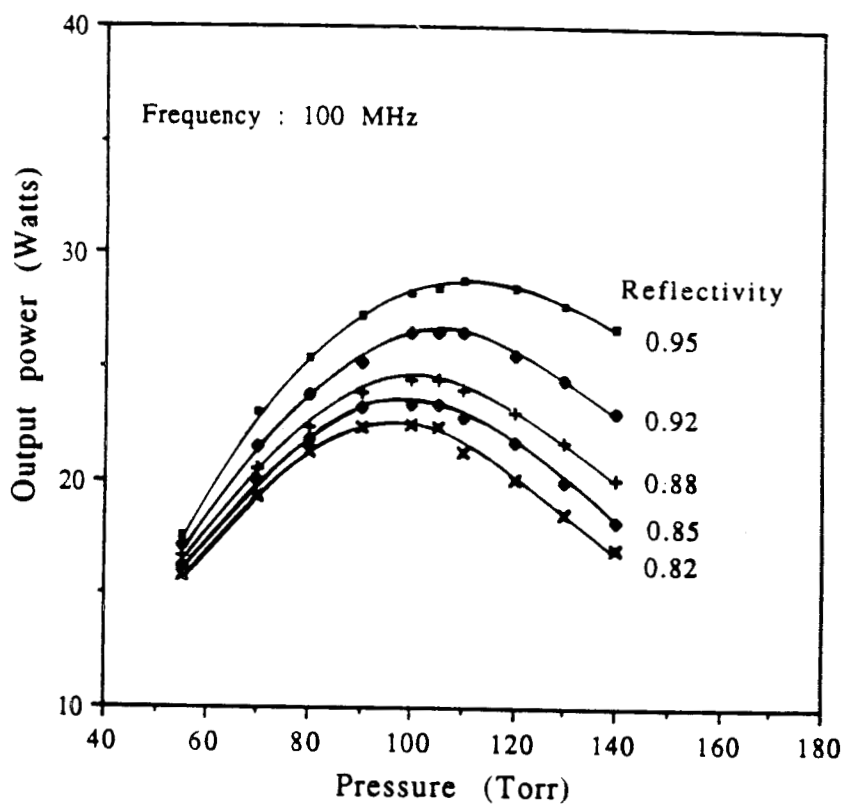


Fig. II-10 : Evolution de la puissance de sortie avec la puissance d'excitation pour différentes valeurs de pression du milieu amplificateur.

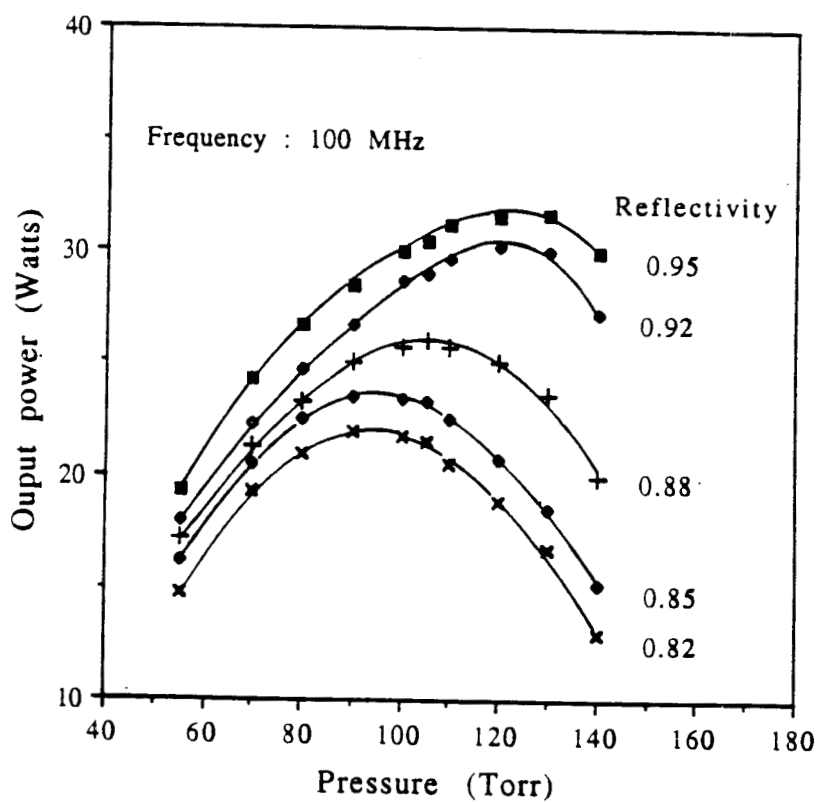
2-Etude de la puissance de sortie en fonction de la pression pour différents taux de couplage :

Nous avons mesuré la puissance de sortie en fonction de la pression du milieu amplificateur pour différents taux de couplage (18%, 15%, 12%, 8% et 5%) pour deux niveaux de puissance d'excitation (200 et 300 Watts). Ces mesures sont nécessaires pour la détermination du taux optimal de couplage de la puissance de sortie. Les courbes de puissance de sortie sont reproduites sur la figure II-11.

Les courbes de puissance en fonction de la pression évoluent toutes de la même manière. La puissance augmente avec la pression, atteint un maximum pour diminuer ensuite. Comme le montrent les figures obtenues pour différents taux de couplage, la puissance de sortie augmente sur tout le domaine de pression exploré lorsque le couplage diminue. Pour les couplages dont nous disposons, la plus forte valeur de puissance est obtenue pour un coefficient de transmission de 5%. Nous n'avons pas vérifié que cette valeur était optimale. Cependant une diminution de couplage conduirait éventuellement à une augmentation de la



(a)



(b)

Fig. II-11: Courbes de puissance en fonction de la pression du milieu amplificateur pour différents taux de couplage. Puissance d'excitation : 200 Watts (a) et 300 Watts (b).

puissance de sortie. Si l'on se réfère aux valeurs maximales de puissance de sortie obtenues pour 8% et 5% qui sont respectivement 30 et 32 Watts, les puissances à l'intérieur de la cavité correspondantes sont de l'ordre de 375 et 650 Watts. Ainsi une augmentation de puissance de sortie conduirait vite à une valeur de la puissance intracavité à la limite de celle qui peut être tenue par les optiques utilisées sans être rapidement détériorées (de 10 à 15 kW/cm²).

Ces courbes de puissance obtenues pour différents taux de couplage de la puissance infrarouge nous permettrons de déduire le coefficient de gain linéaire g_0 et le paramètre de saturation I_s .

3-Puissance de sortie et rendement électrique :

La puissance totale de sortie, la puissance extraite par unité de longueur de décharge et le rendement donnent une bonne idée des performances du laser guide d'onde.

La puissance extraite est mesurée pour une pression moyenne de 120 Torr, un débit des gaz d'environ 15 litres par minute et une fréquence d'excitation de 100 MHz. La cavité optique est constituée d'un miroir totalement réfléchissant ($r > 0,995$) et d'une lame semi-transparente ($r = 0,95$) tous deux en ZnSe.

Sur la figure II-12, nous avons reporté la puissance extraite et le rendement électrique en fonction de la puissance totale d'excitation. Cette puissance totale, mesurée à la sortie de l'amplificateur, inclut les éventuelles réflexions de puissance sur la tête laser et des pertes non négligeables dans le câble reliant le mesureur de puissance et la tête laser.

La puissance maximale que nous avons obtenue est de 37 Watts pour une puissance d'excitation totale injectée de 350 Watts. Le rendement qui est de 13% à 100 Watts atteint un maximum de 14,5% à 160 Watts et diminue ensuite jusqu'à 10,3% pour un niveau de puissance d'excitation de 350 Watts. Compte tenu de la longueur de décharge (2 longueurs d'environ 23 cm), la puissance extraite par centimètre est de l'ordre de 0,8 Watt. Cette valeur est le double de celle habituellement obtenue avec l'excitation continue (48, 49)

La comparaison avec les valeurs publiées par ailleurs ne peut être qu'indicative. En effet, à notre connaissance, aucune autre valeur de ces paramètres n'a été publiée pour un laser guide d'onde excité à l'aide d'une décharge R.F. en régime d'écoulement des gaz.

En configuration scellée, les plus fortes valeurs de puissance extraite publiées sont 0,83 et 0,84 Watt/cm (37, 132). Ces valeurs ont été obtenues avec l'addition de 5% de Xénon au mélange gazeux. Il est bien connu que l'addition de Xénon peut augmenter l'efficacité de l'excitation de 25% et fournir un gain et une puissance extraite en conséquence (111, 125, 126, 132-135). Le rôle du Xénon est essentiellement de modifier la distribution d'énergie électronique pour favoriser le transfert d'énergie vers le niveau supérieur de la transition laser. Les zones lumineuses de la décharge sont connues pour avoir une température électronique élevée et un faible coefficient de gain à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. L'excitation électronique domine sur

l'excitation vibrationnelle (136, 137). Le Xénon abaisse la température électronique de 50% pour la ramener à 1-2 eV. De ce fait, la largeur des zones lumineuses diminue et la largeur utile de la décharge augmente. La pression optimale de travail augmente avec la concentration en Xénon. Ceci est le résultat de la réduction d'impédance et du rapport de l'amplitude du champ sur la densité de molécules actives ($\frac{E}{N}$). Le rôle du Xénon est surtout sensible à haute fréquence. Cependant le coût élevé de ce gaz rend son utilisation non envisageable en régime d'écoulement des gaz.

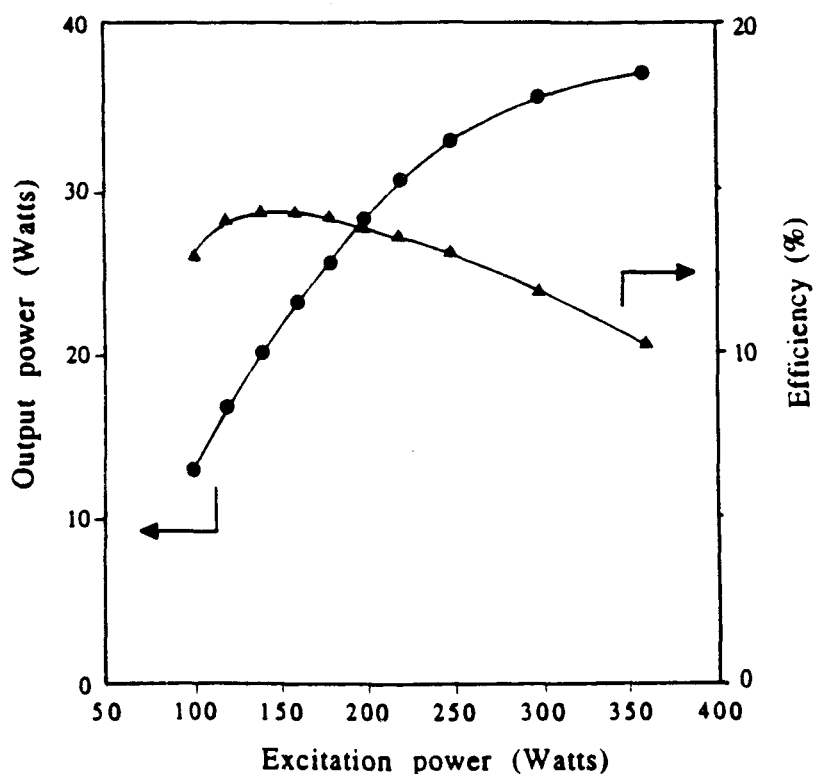


Fig. II-12 : Puissance de sortie et rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation.

Les valeurs de rendement sont proches de celles obtenues par ailleurs (29, 36, 37, 111, 132, 138, 139). Le rendement est de l'ordre de 10% pour les niveaux de puissance d'excitation élevés. La plus forte valeur de rendement a été rapportée par P. Vidaud et coll. (138), elle est de 18,6% pour une densité de puissance R.F. d'excitation de 50 Watts/cm³.

Si l'on tient compte de la puissance perdue dans le câble d'alimentation R.F. et de la puissance réfléchiée sur la tête, nos résultats sont comparables aux meilleures performances des lasers R.F. scellés. On peut estimer que l'effet du Xénon en configuration scellée est compensé par celui d'un refroidissement du milieu amplificateur plus efficace dû à l'écoulement des gaz.

4-Coefficient de gain linéaire et paramètre de saturation :

a-Introduction :

Le coefficient de gain linéaire et le paramètre de saturation sont deux grandeurs essentielles qui caractérisent le milieu amplificateur et dont dépendent directement les performances du laser. Ces grandeurs sont fonction de nombreux paramètres comme la pression, la température, le niveau de puissance d'excitation, la géométrie du guide ainsi que le type de décharge utilisée pour exciter le milieu amplificateur.

Le but de cette étude est double :

1) Voir dans quelle mesure un modèle simple peut rendre compte du comportement du laser relaté par les évolutions de puissance obtenues.

2) Ce modèle doit fournir des indications sur les performances attendues d'un laser à cavité optique repliée.

Le modèle le plus simple consiste à se placer dans le cadre de l'approximation du champ moyen. Cette approximation, quoique souvent faite (104, 140), est assez difficile à justifier lorsqu'on l'applique à un laser guide d'onde à CO₂. Nous effectuerons donc ensuite une analyse dans le cadre du modèle de Rigrod (136, 137, 141).

b-Approximation du champ moyen :

Ce modèle semi-classique est basé sur l'interaction d'un champ classique avec des molécules qui ont un comportement quantique. L'onde est assimilée à une portion d'onde plane de surface effective égale à celle du mode qui se propage dans le guide. On suppose que le champ varie suffisamment peu le long du guide pour pouvoir le considérer constant (champ moyen). Cette approximation convient pour les lasers courts ou de faible gain pour lesquels la variation du champ reste faible sur un aller et retour dans la cavité.

On considère un guide de longueur L où le milieu amplificateur de coefficient de gain g occupe une longueur L₀. Les miroirs de la cavité optique ont des coefficients de réflexion en intensité r₀ et r (Fig. II-13). Ces miroirs sont placés à proximité des extrémités du guide et les pertes par recouplage de l'onde dans le guide après réflexion sur les miroirs seront négligées. Les pertes linéaires dans le guide seront caractérisées par le coefficient a.

En régime stationnaire, une onde d'intensité I₁ en un point M de la cavité se retrouve après un aller et retour en M avec une intensité I₂ identique à I₁, ce qui se traduit par :

$$I_1 = r_0 r I_1 \exp(2(gL_0 - aL))$$

II-6

La relation II-6 permet d'obtenir l'expression du coefficient de gain :

$$g = \frac{aL}{L_0} - \frac{\text{Log}(r_1 r_2)}{2L_0} \quad \text{II-7}$$

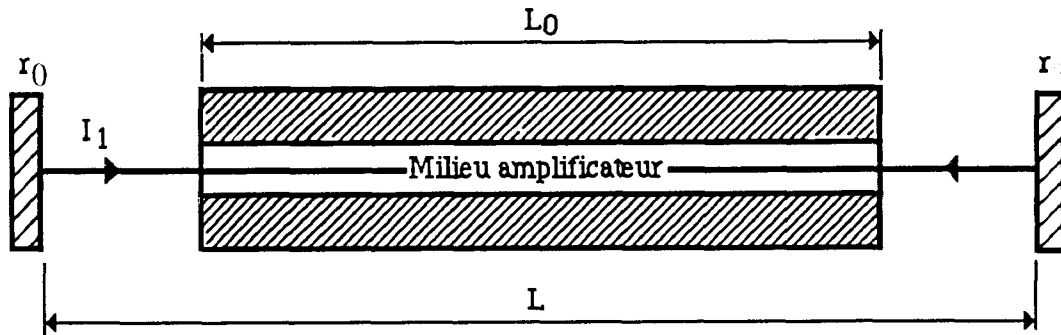


Fig. II-13: Schéma de principe du laser guide d'onde.

Pour les valeurs de pression habituellement rencontrées dans les lasers à CO₂ guide d'onde (30 à 200 Torr), le milieu est homogène et l'élargissement des raies est essentiellement collisionnel. Le coefficient de gain g est donné par l'expression suivante (104, 136, 137) :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad \text{II-8}$$

g_0 est le gain linéaire du milieu amplificateur. I_s est l'intensité de saturation égale à l'intensité pour laquelle le gain g est égal à $\frac{g_0}{2}$.

Les relations II-7 et II-8 permettent d'écrire la relation suivante :

$$M - N = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad \text{II-9}$$

où les quantités $M = \frac{aL}{L_0}$ et $N = \text{Log}\left(\frac{r_1 r_2}{2L_0}\right)$ sont introduites pour simplifier l'écriture.

Dans le cadre des approximations qui ont été faites, nous avons trois paramètres (a, g_0 et I_s) à déterminer. Pour cela, nous pouvons mesurer la puissance extraite pour trois valeurs différentes du coefficient de transmission de la lame de couplage r_i ($i=1,2,3$) qui fournissent trois intensités I_i déterminées par les puissances de sortie correspondantes. Dans ces conditions, nous pouvons poser :

$$M - N_i = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{II-10}$$

Les trois relations données par l'expression II-10 permettent d'exprimer les trois quantités I_s , g_0 et M qui sont données respectivement par :

$$I_s = \frac{(N_1 - N_3) I_1 I_3 + (N_3 - N_2) I_2 I_3 + (N_2 - N_1) I_1 I_2}{(I_1 - I_2) N_3 + (I_3 - I_1) N_2 + (I_2 - I_3) N_1} \quad \text{II-11}$$

$$g_0 = (M - N_i) \left(1 + \frac{I_i}{I_s} \right) \quad i = 1, 2 \text{ et } 3. \quad \text{II-12}$$

$$M = N_1 \frac{I_1 + I_s}{I_1 - I_2} - N_2 \frac{I_2 + I_s}{I_1 - I_2} \quad \text{II-13}$$

Les intensités I_1 , I_2 et I_3 sont estimées à partir des puissances de sortie P_1 , P_2 et P_3 correspondant à trois valeurs du taux de couplage différents ($r=r_1, r_2, r_3$). L'intensité est supposée répartie uniformément sur la section du mode de rayon effectif égal à la moitié du rayon du guide. Les relations II-11, II-12 et II-13 permettent alors de calculer les quantités N_1 , N_2 , N_3 , g_0 et I_s ainsi que le coefficient de pertes a .

Nous avons déterminé g_0 , I_s et le coefficient de pertes a en fonction de la pression du milieu amplificateur pour 200 et 300 Watts de puissance d'excitation à partir des puissances de sortie obtenues pour $r=0,82$, $r=0,88$ et $r=0,95$. La valeur du coefficient de réflexion du miroir qui n'est pas de couplage est prise égale à 0,99. La longueur du guide est 25 cm et la section effective du faisceau est égale à celle du guide divisée par 4 (104, 111, 142). Les résultats de calcul obtenus à partir des courbes de puissance du paragraphe 2 sont reportés sur la figure II-14.

D'une manière générale, le gain décroît et le paramètre de saturation augmente avec la pression.

Pour 200 Watts de puissance d'excitation, le coefficient de gain décroît de 1,3% par cm pour une pression moyenne de 70 Torrs à 0,51% par cm pour 140 Torrs. Le paramètre de saturation augmente de 1,2 kW/cm² à 5,08 kW/cm² pour les mêmes valeurs de pression.

Pour une puissance d'excitation de 300 Watts, le gain est égal à 0,91 % par cm pour la pression de 70 Torrs et diminue jusqu'à 0,32% par cm pour 140 Torrs. Le paramètre de saturation augmente de 3 kW/cm² à 15 kW/cm² pour les mêmes valeurs de pression.

Le coefficient de pertes a déduit du calcul est estimé de l'ordre de 0,2-0,3% par cm. Ce qui conduit pour un aller et retour dans la cavité (2 fois 25 cm) à une valeur de pertes de 10 à 15%. Les pertes théoriques calculées sont de l'ordre de 2 à 3% pour le Nitrure de Bore (annexe B). Ce résultat est conforme à l'observation expérimentale qui conduit généralement à des

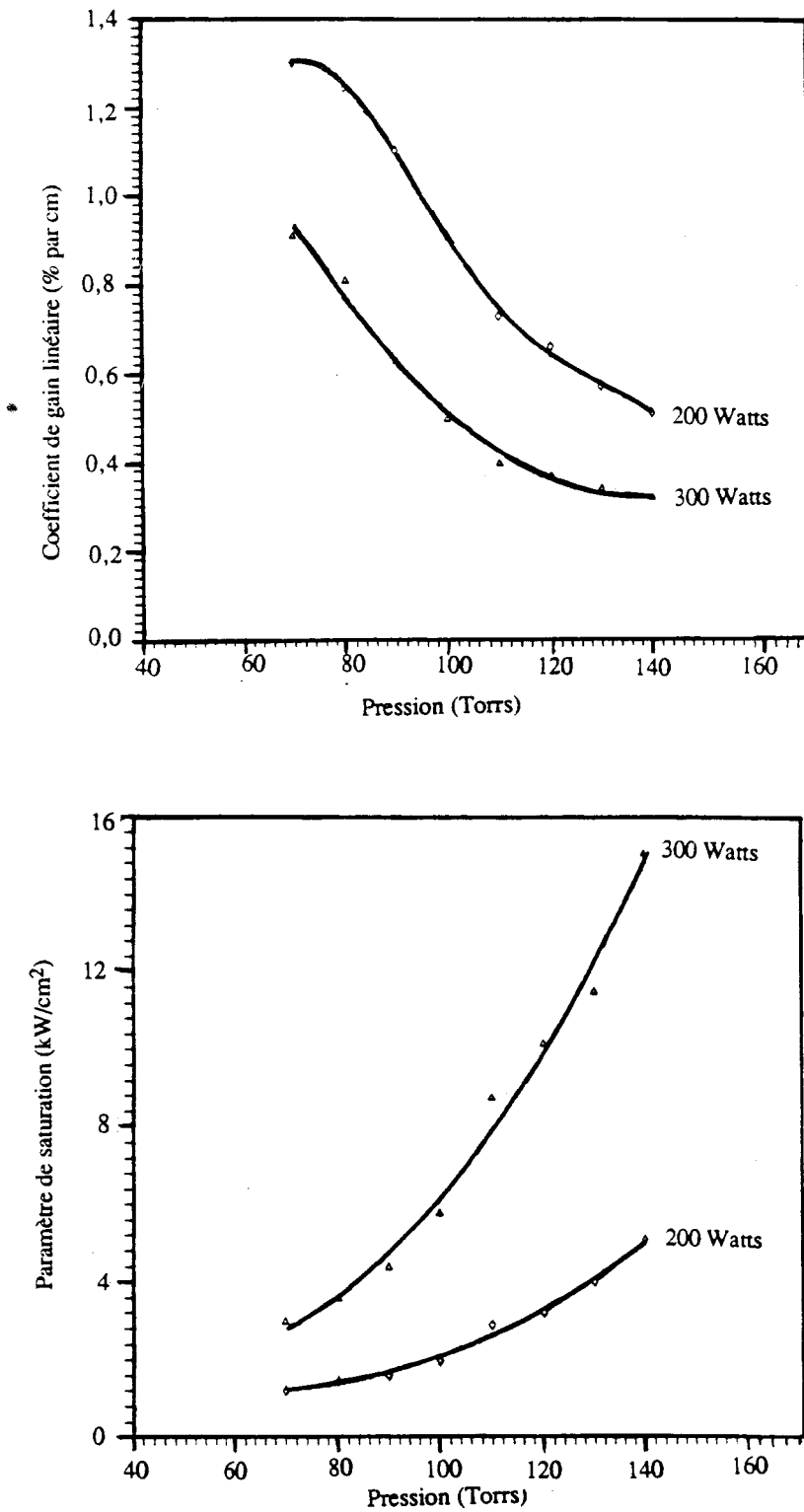


Fig. II-14 : Evolution du coefficient du gain linéaire (a) et du paramètre de saturation (b) avec la pression du milieu amplificateur pour deux niveaux de puissance d'excitation (200 et 300 Watts) dans le cadre de l'approximation du champ moyen.

permes mesurées qui sont 10 fois plus importantes que celles qui sont prévues (58, 69). Cette méthode peut être utilisée dans les lasers à faible gain et à faible couplage de puissance de sortie où l'intensité ne varie pas beaucoup le long du laser. Cependant, la détermination des paramètres g_0 et I_s par cette méthode conduit à des résultats acceptables seulement lorsque les valeurs de puissance de sortie correspondant à différents couplages diffèrent sensiblement. Cette limitation ne nous a pas permis de déterminer les valeurs de g_0 et I_s pour des valeurs de pression inférieures à 70 Torr.

c-Analyse basée sur le modèle de Rigrod :

L'analyse suivante a pour but de préciser davantage les paramètres g_0 et I_s qui caractérisent le milieu amplificateur. Pour prédire la puissance du laser avec une cavité de longueur double (cavité repliée), l'approximation du champ moyen risque ne plus être satisfaisante puisque son domaine de validité elle est limité aux lasers courts ou à faible gain.

L'analyse de Rigrod est basée sur un certain nombre d'hypothèses et de simplifications. L'onde qui se propage dans le guide est considérée comme une onde plane avec un champ constant sur la section du guide. Elle interagit avec un milieu amplificateur isotrope dont le gain est aussi supposé constant sur toute la section du guide. Nous supposons par ailleurs que la pression du milieu amplificateur a la même valeur le long du guide et que l'excitation est uniformément répartie sur la longueur courte du laser. Pour le matériau (BN) et la section des guides utilisés (2,4 3,2 mm), les pertes par guidage sont faibles comparées aux autres types de pertes. Les pertes dissipatives incluant les pertes par recouplage dans le guide seront considérées localisées sur les miroirs. Le mode d'émission du laser guide d'onde sera supposé être le mode de plus faibles pertes EH_{11} et ne change pas pour les différents miroirs. Le diamètre effectif du mode est la moitié du diamètre du guide (104, 111, 142). Le guide a une longueur L et la décharge une longueur L_0 . Les miroirs ont des coefficients de réflexion en intensité r_1 et r_2 respectivement pour le miroir totalement réfléchissant et le miroir de couplage.

Le coefficient de gain à la position z est donné par (136, 137)

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + \beta_+(z) + \beta_-(z)} \quad \text{II-14}$$

où $\beta_+(z) = \frac{I_+(z)}{I_s}$ et $\beta_-(z) = \frac{I_-(z)}{I_s}$ sont les intensités normalisées des ondes aller (β_+) et retour (β_-) dans la cavité et I_s le paramètre de saturation.

Le gain étant isotrope, nous pouvons écrire :

$$g(z) = \frac{1}{\beta_+(z)} \frac{d\beta_+(z)}{dz} = - \frac{1}{\beta_-(z)} \frac{d\beta_-(z)}{dz} \quad \text{II-15}$$

Il s'en suit la relation suivante :

$$\beta_+ \beta_- = C = \text{constante}$$

II-16

Sur la figure II-15, nous avons représenté l'évolution des paramètres β_+ et β_- en fonction de la position longitudinale dans le guide pour le jeu de paramètres suivants :

r_1 : coefficient de réflexion du miroir totalement réfléchissant

r_2 : coefficient de réflexion de la lame de couplage

g_0 : coefficient de gain linéaire

I_s : coefficient de saturation

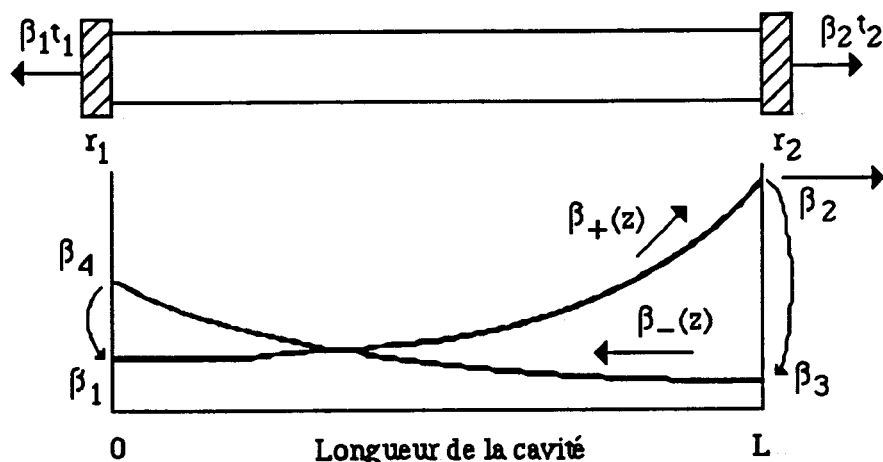


Fig. II-15 : Représentation de la cavité optique et de l'évolution de l'intensité de l'onde le long du guide.

Si a_1 et a_2 sont les pertes dissipatives incluant éventuellement les pertes par recouplage de l'onde dans le guide après réflexion sur les miroirs de coefficient de réflexion en intensité r_1 et r_2 et si t_1 et t_2 sont les pertes par couplage, nous pouvons écrire les relations suivantes pour chaque extrémité de la cavité optique :

$$r_1 = 1 - a_1 - t_1 \quad \text{à } z = 0 \quad \text{II-17}$$

$$r_2 = 1 - a_2 - t_2 \quad \text{à } z = L \quad \text{II-18}$$

Les paramètres β_1 , β_2 , β_3 et β_4 (valeurs atteintes par le paramètre β sur les deux extrémités par les ondes aller et retour) sont liés par les relations suivantes :

$$\beta_1 = r_1 \beta_4 \quad \text{II-19}$$

$$\beta_3 = r_2 \beta_2 \quad \text{II-19'}$$

L'intensité de l'onde s'établit à un niveau tel que :

$$\left(\frac{\beta_2}{\beta_3} \right) r_2 = \left(\frac{\beta_4}{\beta_1} \right) r_1 \quad \text{II-20}$$

La relation II-16 permet d'écrire :

$$\beta_1 \beta_4 = \beta_2 \beta_3 = C \quad \text{II-21}$$

Compte tenu de l'expression II-20, nous en déduisons la relation suivante :

$$\frac{\beta_2}{\beta_4} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{1/2} \quad \text{II-22}$$

Les relations II-14, II-15 et II-16 permettent d'obtenir la relation suivante :

$$g_0 dz = \left[1 + \beta_+(z) + \frac{C}{\beta_+(z)} \right] \frac{d\beta_+(z)}{\beta_+(z)} = - \left[1 + \beta_-(z) + \frac{C}{\beta_-(z)} \right] \frac{d\beta_-(z)}{\beta_-(z)} \quad \text{II-23}$$

L'intégration de la relation II-23 dans les sens positif et négatif conduit respectivement aux deux relations suivantes :

$$g_0 L = \text{Log} \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \right) + \beta_2 - \beta_1 - C \left(\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right) \quad \text{II-24}$$

$$g_0 L = \text{Log} \left(\frac{\beta_4}{\beta_3} \right) + \beta_4 - \beta_3 - C \left(\frac{1}{\beta_4} - \frac{1}{\beta_3} \right) \quad \text{II-25}$$

Compte tenu des relations II-19 et II-19', II-21 et II-22, l'addition des relations II-24 et II-25 permet d'exprimer les paramètres β_2 e β_4 :

$$\beta_2 = \frac{(r_1)^{1/2} [g_0 L + \text{Log}(r_1 r_2)^{1/2}]}{[(r_1)^{1/2} + (r_2)^{1/2}] [1 - (r_1 r_2)^{1/2}]} \quad \text{II-26}$$

$$\beta_4 = \frac{(r_2)^{1/2} [g_0 L + \text{Log}(r_1 r_2)^{1/2}]}{[(r_1)^{1/2} + (r_2)^{1/2}] [1 - (r_1 r_2)^{1/2}]} \quad \text{II-27}$$

L'intensité à l'intérieur de la cavité atteint les valeurs $\beta_4 I_s$ et $\beta_2 I_s$ respectivement au niveau des miroirs 1 et 2. L'intensité qui est extraite à travers les deux miroirs a pour expression :

$$I = \beta_4 I_s (1-r_1) + \beta_2 I_s (1-r_2) \quad \text{II-28}$$

Lorsque le miroir 1 est totalement réfléchissant ($r_1=1$), la puissance extraite à travers le miroir 2, si l'on néglige les pertes dissipatives ($t_2=1-r_2$), est donnée par l'expression (136) :

$$P_0 = I_s A (1-r_2) \frac{(r_1)^{1/2} [g_0 L + \text{Log}(r_1 r_2)^{1/2}]}{[(r_1)^{1/2} + (r_2)^{1/2}] [1 - (r_1 r_2)^{1/2}]} \quad \text{II-29}$$

où A est l'aire de la section du faisceau dans le guide.

Dans le laser que nous avons étudié, nous avons deux guides identiques en parallèle et la puissance que nous obtenons est simplement le double de celle calculée pour un guide :

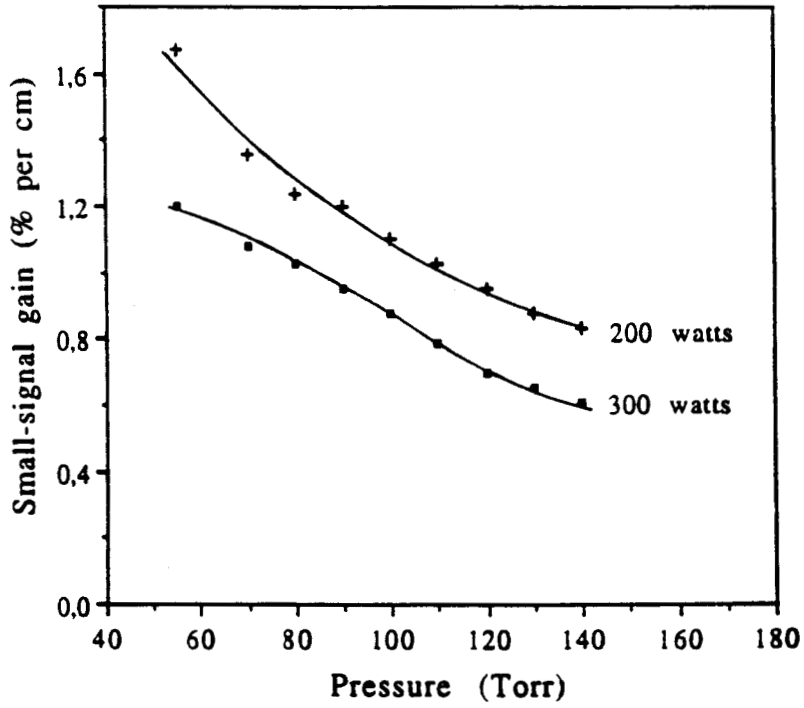
$$P_0 = 2 I_s A (1-r_2) \frac{(r_1)^{1/2} [g_0 L + \text{Log}(r_1 r_2)^{1/2}]}{[(r_1)^{1/2} + (r_2)^{1/2}] [1 - (r_1 r_2)^{1/2}]} \quad \text{II-30}$$

Si r_2 et r'_2 correspondent à deux couplages différents, le rapport des puissances correspondantes P_0 et P'_0 permet de déterminer g_0 et I_s .

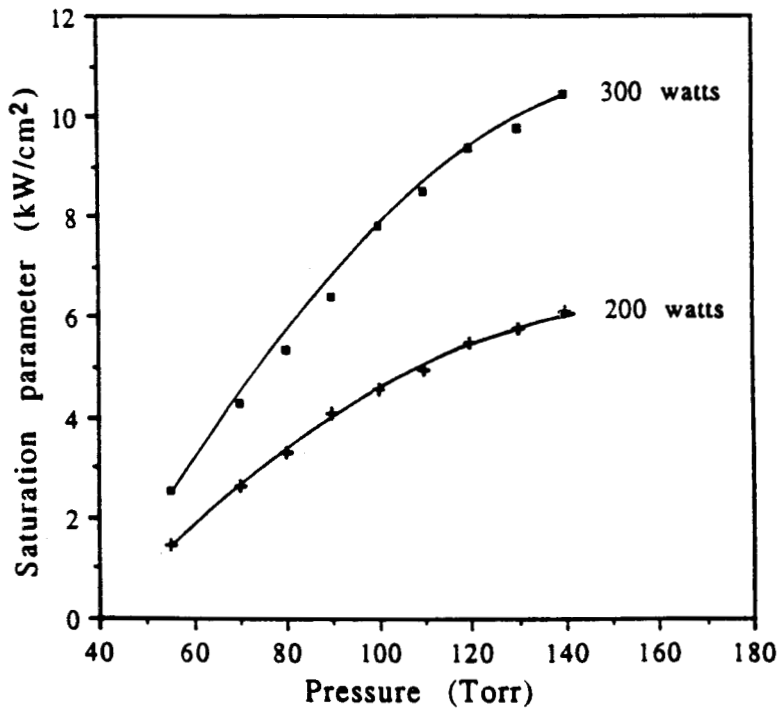
La mesure de la puissance extraite pour des valeurs différentes du coefficient de couplage r_1 peut être exploitée pour déduire par une procédure de moindre carré les paramètres g_0 et I_s si nous supposons que les autres quantités intervenant dans l'expression II-27 ont été parfaitement évaluées.

Nous avons exploité les courbes de puissance obtenues pour différents taux de couplage rapportées sur la figure II-11 du paragraphe II-2 pour déterminer le coefficient de gain et le paramètre de saturation en fonction de la pression (les autres paramètres ayant été gardés constants: température de refroidissement, pertes du miroir de coefficient de réflexion maximal).

Nous avons recherché par une procédure de moindre carré le couple de valeurs de g_0 et I_s qui reproduit le mieux l'allure des courbes expérimentales. La figure II-16 montre la variation



(a)



(b)

Fig. II-16 : Variation du coefficient de gain linéaire (a) et du paramètre de saturation (b) en fonction de la pression du milieu amplificateur dans le cadre de l'analyse de Rigrod.

de g_0 et I_s avec la pression. Ces résultats ont été obtenus en considérant des pertes de 1% réparties uniformément sur chaque miroir.

Pour un niveau de puissance d'excitation de 200 Watts, le gain décroît avec la pression de 1,66%/cm pour 55 Torr à 0,82%/cm pour 140 Torr. Par ailleurs, le paramètre de saturation augmente, lui, de 1,40 kW/cm² à 6 kW/cm² pour les mêmes valeurs de pression.

Pour 300 Watts de puissance d'excitation, le gain est égal à 1,2%/cm et 0,6%/cm respectivement à 55 Torr et 140 Torr. Le paramètre de saturation correspondant est égal à 2,60 kW/cm² et 10,4 kW/cm².

Pour voir le degré de validité des résultats obtenus, nous avons recalculé la puissance de sortie. Les courbes de puissance calculée à partir des valeurs déduites sont reportées sur la figure II-17 pour différentes valeurs de pression du milieu amplificateur. Elles montrent que les valeurs obtenues pour g_0 et I_s permettent de reproduire les valeurs de puissance que nous avons observées expérimentalement reportées sur la figure II-11 avec une précision relative de l'ordre de 10%, ce qui est tout à fait satisfaisant compte tenu des approximations faites et des incertitudes sur les coefficients de réflexion des miroirs utilisés qui sont de l'ordre de 1%.

d-Analyse des résultats :

La détermination des paramètres du milieu amplificateur effectuée avec les deux modèles (approximation du champ moyen et analyse de Rigrod) conduit à une même évolution du coefficient de gain et du paramètre de saturation avec la pression. Si l'on se limite au domaine de pression étudié (55-140 Torr), pour un niveau de puissance d'excitation fixé, le gain linéaire décroît avec la pression. La variation est beaucoup plus faible pour les valeurs élevées de pression. L'évolution de ce paramètre est en accord avec les études de gain réalisées sur un milieu amplificateur excité à l'aide d'une décharge continue (70). Ces études ont montré qu'à faibles valeurs de pression, le coefficient de gain augmente avec la pression, atteint une valeur maximale autour de 50 Torr et décroît ensuite avec la pression suivant l'évolution que nous trouvée. L'évolution du gain résulterait essentiellement du rôle de l'augmentation de molécules actives et de l'effet de thermalisation. A faible pression, le libre parcours moyen des molécules est grand comparé aux dimensions de l'enceinte, la désexcitation de ces molécules au contact des parois du guide est importante. Le coefficient de gain augmente avec le nombre de molécules actives, autrement dit avec la pression. Pour une valeur de pression de l'ordre de 50 Torr, le coefficient de gain atteint une valeur maximale lorsque l'effet d'échauffement du gaz résultant d'une thermalisation insuffisante n'est plus négligeable. Lorsque la pression est encore augmentée, cet effet qui devient de plus en plus important conduit à une baisse de gain avec la pression.

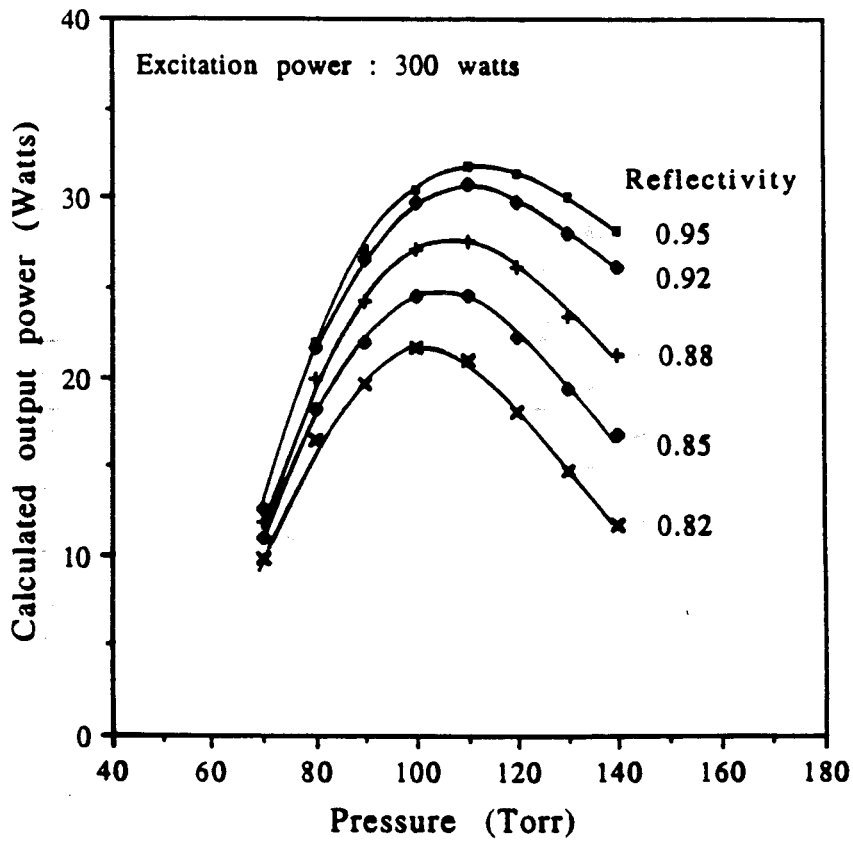
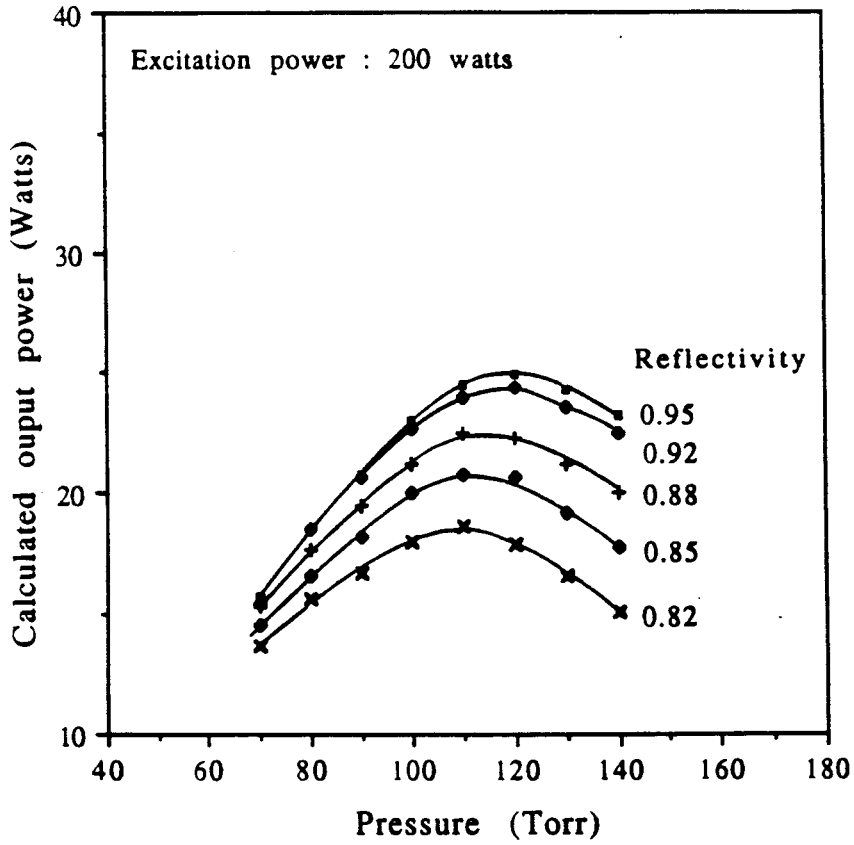


Fig. II-17 : Courbes de puissance calculées à partir des valeurs du coefficient de gain linéaire et du paramètre de saturation déduites de l'analyse de Rigrod.

Le paramètre de saturation augmente en fonction de la pression mais avec une variation d'autant plus faible que la pression est élevée. Lorsque la pression augmente, le temps de relaxation diminue et le coefficient de saturation augmente.

La comparaison des valeurs du coefficient de gain et du paramètre de saturation à deux niveaux de puissance d'excitation différentes montre que si le gain diminue lorsqu'on augmente la puissance d'excitation, par contre le paramètre de saturation augmente. En principe, le paramètre de saturation dépend essentiellement du temps de relaxation des molécules actives dans les niveaux concernés de la transition et de la section efficace d'interaction électrons-molécules. Il ne dépend pas de l'importance du processus de pompage. L'augmentation du paramètre de saturation avec la puissance d'excitation reflétée par nos résultats peut être expliquée par la façon dont ce coefficient est déterminé. Nous avons supposé une section effective de faisceau constante pour les deux niveaux de puissance d'excitation. A. E. Siegman a montré la dépendance de la section de saturation avec le niveau d'excitation pour un faisceau Gaussien (104). Cette analyse peut être appliquée au mode prédominant EH₁₁ du guide qui a une distribution d'intensité proche de celle du mode TEM₀₀. Elle permet d'expliquer l'augmentation apparente du coefficient de saturation qui traduit en réalité l'augmentation de la section de saturation du faisceau.

L'intensité du mode à l'intérieur du guide est fonction de la position longitudinale z. La variation selon z de l'intensité I(r, z) dans le cas d'un élargissement homogène est donnée par l'expression :

$$\frac{dI(r,z)}{dz} = \frac{g_0 I(r,z)}{1 + \frac{I(r,z)}{I_s}} \quad \text{II-31}$$

Si l'on suppose une intensité faible devant l'intensité de saturation avec une répartition uniforme sur une section effective de faisceau A, le gain en puissance sur une longueur Δz est :

$$\Delta P = g_0 P \left(1 - \frac{P}{AI_s} \right) \Delta z \quad \text{II-32}$$

Nous assimilons notre mode à un faisceau Gaussien de rayon w dont l'intensité s'exprime par :

$$I(r) = \frac{P}{\left(\frac{\pi w^2}{2} \right)} \text{Exp} \left(- \frac{2r^2}{w^2} \right) \quad \text{II-33}$$

La variation de puissance sur une longueur Δz est alors donnée par :

$$\frac{dP(z)}{dz} = \int_0^{\infty} \frac{dI(r,z)}{dz} 2\pi r dr = \frac{\pi w^2}{2} g_0 I_s \text{Log}\left(1 + \frac{2P(z)}{\pi w^2 I_s}\right) \quad \text{II-34}$$

Lorsque la puissance $P(z)$ est faible devant la puissance $\pi w^2 I_s$, la relation précédente développée au deuxième ordre conduit à la variation de $P(z)$ sur la longueur Δz :

$$\Delta P_G = g_0 P \left(1 - \frac{P}{\pi w^2 I_s}\right) \Delta z \quad \text{II-35}$$

Les relations (II-32) et (II-35) montrent que lorsque l'intensité $I(r,z)$ est faible devant l'intensité de saturation, la section effective du faisceau Gaussien est égale à πw^2 .

Pour des valeurs d'intensité beaucoup plus grandes que l'intensité de saturation les relations (II-31) et (II-34) conduisent respectivement aux expressions suivantes :

$$\Delta P = g_0 I_s A \Delta z \quad \text{II-36}$$

$$\Delta P_G = \frac{\pi w^2}{2} g_0 I_s \text{Log}\left(1 + \frac{2P}{\pi w^2 I_s}\right) \Delta z \quad \text{II-37}$$

Ces deux relations montrent que lorsque l'intensité augmente, la surface effective de saturation du faisceau Gaussien augmente. La puissance augmente sur le pourtour du faisceau où l'intensité est faible et où le gain n'est pas saturé.

La validité des résultats obtenus dans le cadre de l'analyse de Rigrod est confirmée par le calcul des puissances de sortie (Fig. II-16) mais aussi par leur confrontation avec les résultats publiés par ailleurs pour des lasers à excitation radiofréquence scellés. Ces derniers sont donnés pour un diamètre effectif du faisceau de 0,5 fois le diamètre du guide. Dans le tableau II-3 sont résumés nos résultats comparés aux divers résultats publiés en tenant compte de cette dernière remarque. Par ailleurs, nous avons normalisé le niveau de puissance d'excitation en la rapportant à l'unité de volume du milieu amplificateur excité d'après les guides et les puissances utilisés par les différents auteurs cités.

La comparaison entre les valeurs que nous avons obtenues et celles qui ont été publiées par d'autres auteurs sont en bon accord général malgré les différences dans les conditions expérimentales. De nombreux facteurs fixent le gain et le paramètre de saturation : pression et composition du milieu amplificateur, puissance et fréquence d'excitation. Le refroidissement du milieu amplificateur joue un rôle important dans l'efficacité de la décharge.

Coefficient de gain linéaire (% cm ⁻¹)	Paramètre de saturation (kW/cm ²)	Pression (Torr)	Fréquence d'excitation (MHz)	Densité de puissance (Watts/cm ³)	Références
1,66	1,4	55	100	67	ce travail
1,10	4,8	100	-	-	
0,82	6	140	-	-	
1,20	2,6	55	-	100	
0,92	8	100	-	-	
0,60	10,4	140	-	-	
1,00	10,5	110	133	133,5	(142)
1,20	2,5	45	125	94	(38)
0,68	10,2	90	-	-	
0,66	8,3	100	125	133,5	(126)
0,82	8	100	-	-	
1,69	4,3	50	non précisée	62,5	(143)
0,933	7	100		-	
0,424	11	150		-	

Tableau II-3 : Comparaison des valeurs du coefficient de gain et du paramètre de saturation déterminées avec quelques valeurs publiées par ailleurs.

5-Cas d'une cavité repliée à un seul couplage :

Dans cette configuration le couplage d'un guide sur l'autre est réalisé par le renvoi de l'onde sortant d'un guide sur l'entrée de l'autre guide. L'une des extrémités du double guide comporte un dièdre d'angle égal à 90°. A l'autre extrémité, un des guides est "fermé" par un miroir totalement réfléchissant (r₁) et l'autre est équipé d'une lame semi-transparente (r₂) pour extraire le faisceau de la cavité optique comme le montre la figure II-18. Le coefficient de réflexion de l'un ou l'autre miroir du dièdre (r₃) est un coefficient de réflexion effectif qui tient compte des pertes par réflexion mais aussi des pertes par recouplage de l'onde dans les guides.

Nous pouvons adapter les expressions données précédemment (§ IV-A-4-c) pour cette nouvelle disposition. Nous obtenons les relations suivantes :

$$\beta_1\beta_4 = \beta_2\beta_3 = \beta_1\beta_4 = \beta_2\beta_3 = C$$

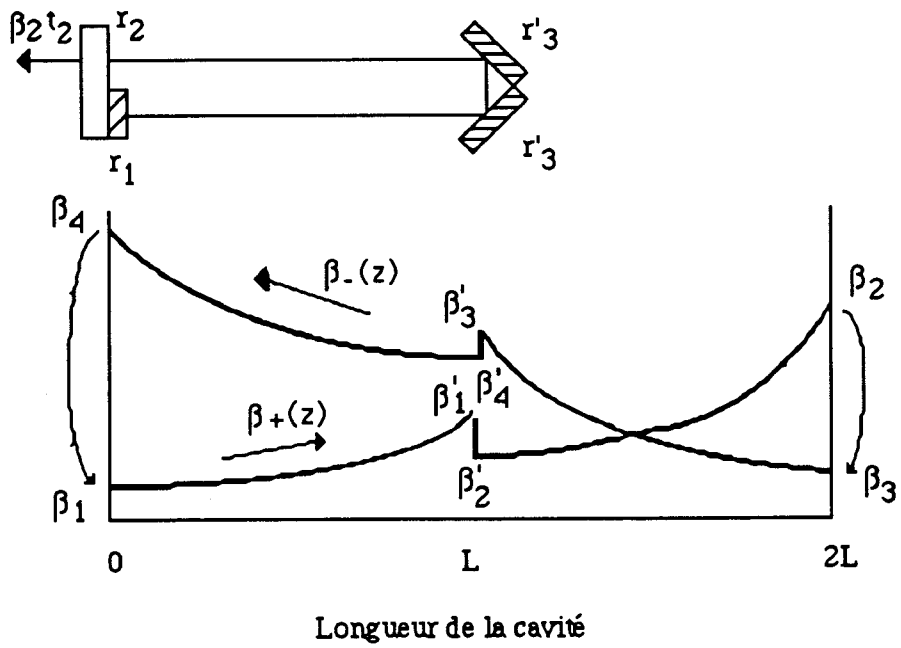


Fig. II-18 : Représentation de la cavité repliée à un seul couplage et de l'évolution de l'intensité du champ le long du guide.

$$\beta_1 = r_1 \beta_4 \quad \text{II-39}$$

$$\beta_3 = r_2 \beta_2 \quad \text{II-40}$$

$$\frac{\beta_1}{\beta_3} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1/2} \quad \text{II-41}$$

$$\frac{\beta_4}{\beta_2} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1/2} \quad \text{II-42}$$

$$\beta_4 = r_3 \beta_3 \quad \text{II-43}$$

$$\beta_2 = r_3 \beta_1 \quad \text{II-44}$$

r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion du miroir totalement réfléchissant et du miroir semi-transparent. r_3 est le coefficient de réflexion de l'ensemble des deux miroirs constituant le dièdre ($r_3=r_1r_2$).

L'intégration de l'expression donnant le gain $g(z)$ (relation II-23) dans un sens et dans l'autre donne les quatre relations suivantes :

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{\beta_1}{\beta_1}\right) + \beta_1 - \beta_1 - \frac{C}{\beta_1} + \frac{C}{\beta_1} \quad \text{de } 0 \text{ à } L \quad \text{II-45}$$

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{\beta_2}{\beta_2}\right) + \beta_2 - \beta_2 - \frac{C}{\beta_2} + \frac{C}{\beta_2} \quad \text{de } L \text{ à } 2L \quad \text{II-46}$$

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{\beta_3}{\beta_3}\right) + \beta_3 - \beta_3 - \frac{C}{\beta_3} + \frac{C}{\beta_3} \quad \text{de } 2L \text{ à } L \quad \text{II-47}$$

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{\beta_4}{\beta_4}\right) + \beta_4 - \beta_4 - \frac{C}{\beta_4} + \frac{C}{\beta_4} \quad \text{de } L \text{ à } 0 \quad \text{II-48}$$

Les différentes relations qui lient les huit paramètres β ne permettent pas d'exprimer β_2 en fonction de g_0 , L , r_1 , r_2 et r_3 . Compte tenu des relations II-39 à II-44, les relations II-45 et II-48 d'une part et les relations II-46 et II-47 d'autre part permettent d'obtenir les deux relations suivantes entre β_2 et β_3 :

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{\beta_3}{r_2\beta_2}\right) + (1 - r_2)\beta_2 + \beta_3 - r_2\frac{\beta_2^2}{\beta_3} \quad \text{II-49}$$

$$g_0L = \text{Log}\left(\frac{1}{r_3}\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1/2}\frac{\beta_2}{\beta_3}\right) + \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1/2}\beta_2 + \frac{r_2}{r_3}\frac{\beta_2^2}{\beta_3} - (r_1r_2)^{1/2}\beta_2 - r_3\beta_3 \quad \text{II-50}$$

Le calcul numérique permet de calculer le paramètre β_2 si l'on fixe tous les autres paramètres qui interviennent dans ce système de deux équations.

L'intensité de l'onde laser atteinte au niveau du miroir de couplage de coefficient de réflexion r_2 est β_2I_s et la puissance infrarouge extraite s'exprime par :

$$P_0 = AI_s \beta_2 (1 - r_2)$$

où A est l'aire de la section effective du mode de rayon égal à la moitié du rayon du guide.

Nous avons estimé la puissance pouvant être extraite avec une telle cavité à l'aide des valeurs du coefficient de gain g_0 et du paramètre de saturation I_s que nous avons déterminées pour un niveau de puissance d'excitation de 200 Watts (g_0 variant de 1,66% à 0,82% et I_s variant de 1,4 à 6 kW/cm²) et 300 Watts (g_0 variant de 1,2% à 0,6% et I_s variant de 2,6 à 10,4 kW/cm²) lorsque la pression est changée de 55 Torr à 140 Torr). Les courbes représentant l'évolution de la puissance de sortie avec la pression calculée pour différentes valeurs du couplage sont reproduites sur la figure II-19.

Elles montrent que l'optimum de puissance de sortie sera obtenu pour un taux de couplage de 8-10% pour cette configuration de cavité de longueur effective de 50 cm. En doublant la longueur de cavité, la valeur du couplage optimal est multiplié par deux. Lorsque nous avons testé cette configuration de cavité, nous ne disposions que de l'amplificateur de 200 Watts. Nous avons effectivement confirmé par l'expérience la valeur optimale de couplage de 8%. La puissance extraite pour une puissance d'excitation de 200 Watts a été de 23 Watts. Cette valeur est en accord avec les prévisions effectuées à partir des valeurs des paramètres g_0 et I_s que nous avons déterminées.

6-Cas d'une cavité repliée à deux couplages :

L'une des extrémités du double guide est équipée d'un dièdre et l'autre extrémité comporte une lame semi-réfléchissante commune aux deux guides (Fig. II-20).

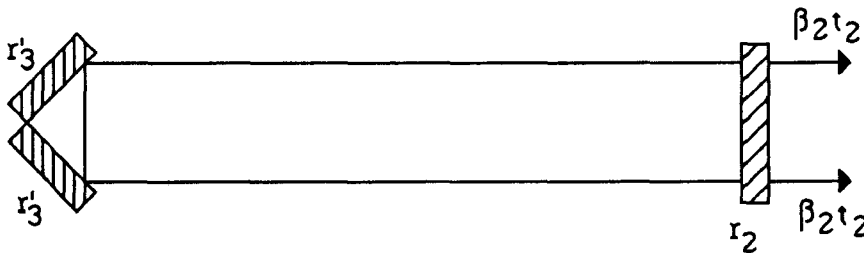
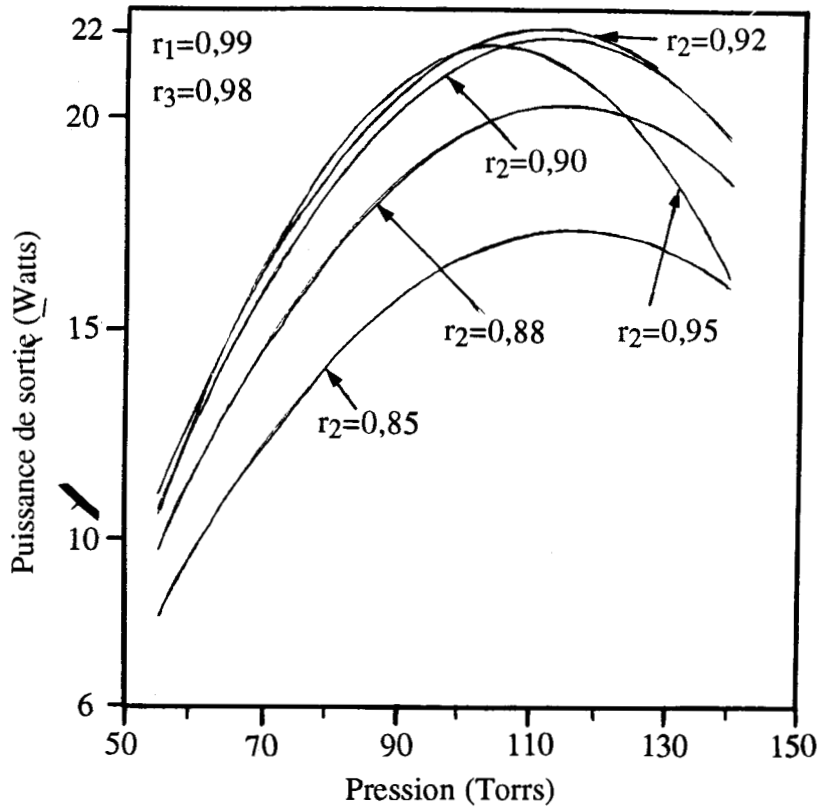


Fig. II-20 : Représentation de la cavité repliée à deux couplages.

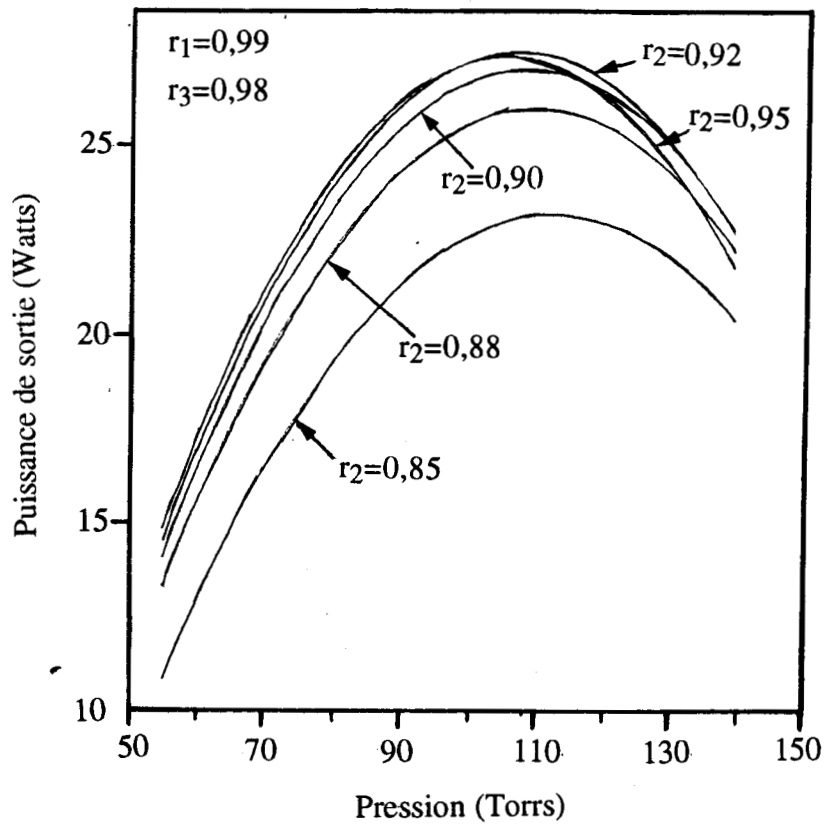
Cette configuration, facile à mettre en oeuvre expérimentalement, s'est révélée intéressante pour disposer d'un couplage entre les deux faisceaux de sortie. Il est facile de modifier les expressions précédentes pour les adapter à cette nouvelle disposition. C'est un cas particulier du cas précédent avec $r_1=r_2$ et $t_1=t_2$.

Dans cette cavité symétrique nous avons :

$$\beta_1 = \beta_3 \quad \beta_2 = \beta_4 \quad \beta'_1 = \beta'_3 \quad \beta'_2 = \beta'_4$$



(a) 200 Watts.



(b) 300 Watts

Fig. II-19 : Puissance de sortie calculée pour la cavité à un seul couplage.

$$\beta_3 = \left(\frac{r_2}{r_3}\right)^{1/2} \beta_2 \quad \text{II-53}$$

La relations II-49 ou la relation II-50 permet d'obtenir le paramètre β_2 :

$$\beta_2 = \frac{[g_0 L + \text{Log}(r_2 r_3)^{1/2}]}{[1 - r_2] + \left(\frac{r_2}{r_3}\right)^{1/2} - (r_2 r_3)^{1/2}} \quad \text{II-54}$$

La puissance extraite pour les deux faisceaux est alors :

$$P_0 = 2AI_s(1 - r_2) \frac{[g_0 L + \text{Log}(r_2 r_3)^{1/2}]}{[1 - r_2] + \left(\frac{r_2}{r_3}\right)^{1/2} - (r_2 r_3)^{1/2}} \quad \text{II-55}$$

Les courbes de puissance calculée pour les mêmes valeurs de paramètres g_0 et I_s utilisées dans le paragraphe précédent sont reproduites sur la figure II-21.

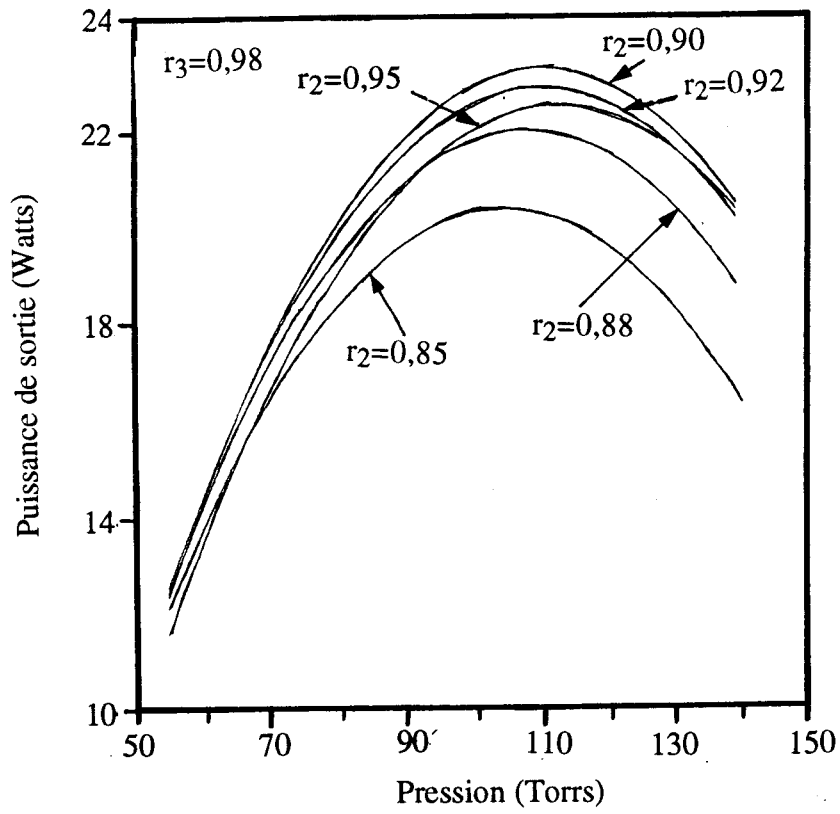
Le coefficient de couplage qui optimise la puissance émise est de 8-10%. Cette valeur est la même que celle de la cavité précédente. La diminution de la puissance de sortie est dû essentiellement aux pertes par réflexion sur les miroirs constituant le dièdre.

Les valeurs du coefficient de gain linéaire g_0 et du paramètre de saturation I_s que nous avons déterminées à différentes valeurs de pression rendent compte globalement des résultats expérimentaux. Leur degré de validité a été évalué dans deux configurations de cavité différentes. La première configuration est celle de la cavité à partir de laquelle ces valeurs ont été déterminées (cavité de 25 cm de longueur comportant deux guides en parallèle). La deuxième configuration est celle de la cavité repliée. Le faible désaccord qui peut être constaté est essentiellement dû aux nombreuses approximations faites dans l'analyse de Rigrod et qui ont été rappelées ainsi qu'aux nombreuses incertitudes concernant notamment les coefficients de réflexion des miroirs, les pertes localisées sur ces miroirs ou distribuées le long du guide et les pertes par recouplage de l'onde dans le guide.

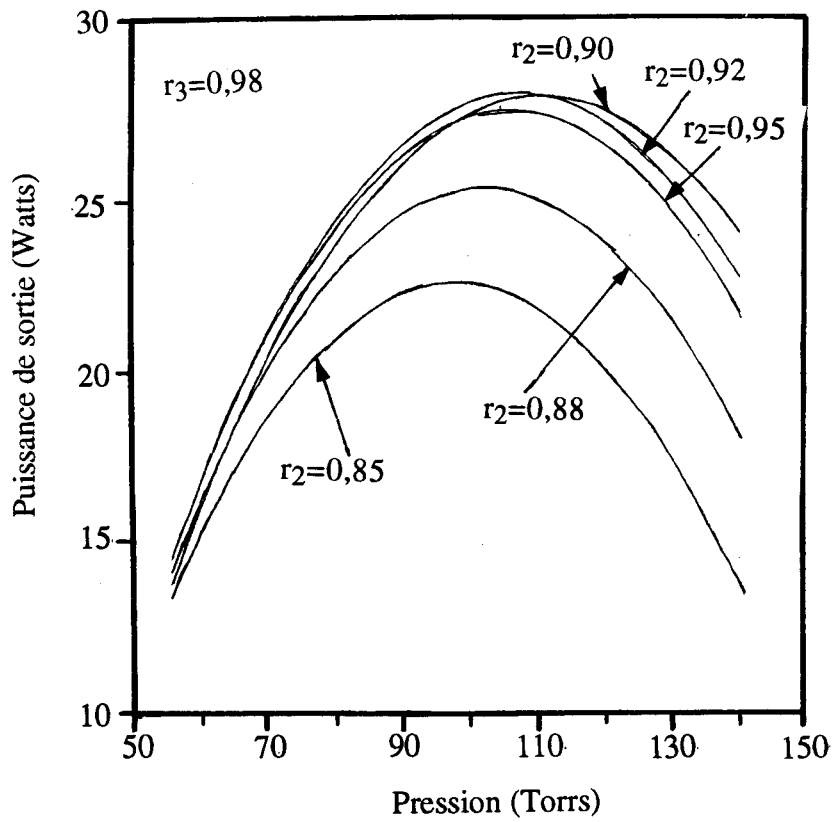
D-Etude du laser C :

Ce laser de conception similaire aux lasers A et B a une longueur plus faible (20 cm). Il est plus maniable et il est conçu pour des niveaux de puissance plus faibles.

Nous avons caractérisé ce laser en déterminant en premier lieu la pression et le taux de couplage qui optimisent la puissance de sortie, le paramètre de l'étude étant constitué par la puissance d'excitation. Nous avons ensuite mesuré la puissance de sortie et déterminé le



(a) 200 Watts



(b) 300 Watts

Fig. II-21 : Puissance de sortie calculée pour la cavité à deux couplages.

rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation. Les mesures ont été faites pour un milieu amplificateur constitué du mélange de gaz ($\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$) dans les proportions respectives (8,13,79), un écoulement de l'ordre de 15 l/mn et une fréquence d'excitation de 100 MHz. La puissance de sortie correspond aux deux faisceaux de sortie parallèles et indépendants.

Pour déterminer le taux de couplage optimal, nous avons effectué des mesures successives de la puissance de sortie en fonction de la pression du milieu amplificateur pour les six valeurs du coefficient de couplages dont nous disposions (0,05, 0,08, 0,12, 0,15 et 0,18). Le taux de couplage qui optimise la puissance de sortie est 0,08. En utilisant les paramètres g_0 et I_s déterminés sur la maquette B, nous avons recherché la valeur de couplage qui optimise la puissance de sortie exprimée par la relation II-7. La valeur trouvée est très proche de 0,08. Ces mêmes mesures nous ont permis de déterminer la pression optimale du mélange gazeux qui est de l'ordre de 120-125 Torr.

La puissance de sortie mesurée en fonction de la puissance d'excitation pour une pression du mélange gazeux de 125 Torr et un taux de couplage de 0,08 est donnée par la courbe de puissance que nous reportons sur la figure II-22. Cette même figure montre la courbe de rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation. La puissance maximale fournie par cette maquette est de 26 Watts et elle est obtenue avec un rendement électrique de 8%.

Nous pouvons noter la faible évolution de la puissance de sortie à partir d'un niveau de puissance d'excitation de l'ordre de 250 Watts. A ce niveau de puissance, la puissance R.F. d'excitation est de 110 Watts/cm³. Au delà de cette valeur, l'échauffement du milieu amplificateur limite la puissance de sortie et fait chuter fortement le rendement électrique.

Il est possible de calculer la puissance que l'on doit obtenir en utilisant le jeu de paramètres (g_0, I_s) que nous avons déterminé auparavant. Cela a été fait pour déterminer le taux de couplage optimal. Pour les performances du laser, nous pouvons dire que si, globalement, nous optimisons tous les paramètres, nous obtenons un seul paramètre qui est la puissance extraite par unité de volume actif. Le laser C a un volume actif de 2,3 cm³ et compte tenu de la densité de puissance qui a été extraite du laser B (12,3 Watts/cm³), les performances des deux maquettes sont très proches.

V-Les modes d'émission :

1-Introduction :

La structure du mode d'émission est une caractéristique importante d'une source laser. Les applications les plus courantes du faisceau infrarouge nécessitent une tâche du faisceau circulaire avec un maximum central d'intensité. C'est la forme du faisceau qui se prête le mieux à l'obtention d'une tâche de dimensions réduites lorsque le faisceau est focalisé. Le mode

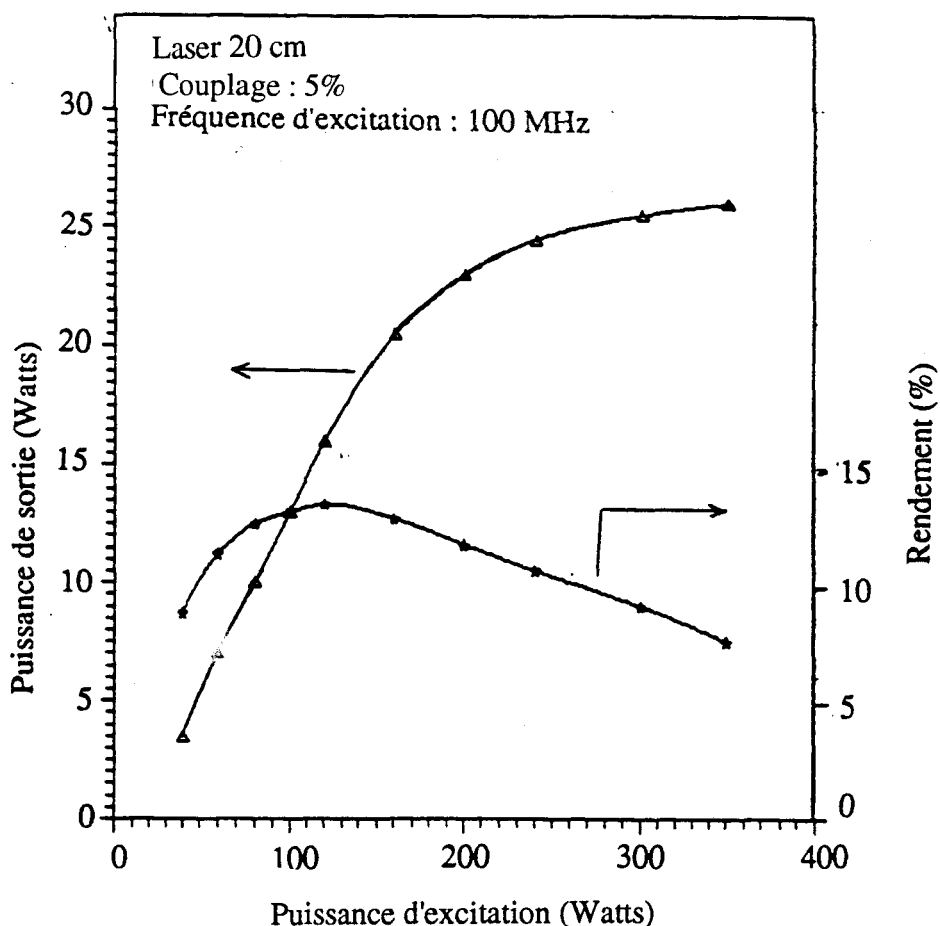


Fig. II-22 : Puissance de sortie et rendement électrique en fonction de la puissance d'excitation pour la tête laser C. de longueur de 20 cm

d'émission le plus approprié est alors le mode fondamental EH_{11} dont la répartition d'intensité est la plus proche de celle du mode TEM_{00} en propagation libre. Pour la découpe, l'étude a montré que la direction de polarisation du faisceau est aussi un paramètre à considérer. Ainsi pour l'usinage industriel, il est nécessaire de contrôler la direction de la polarisation rectiligne. La découpe est plus fine lorsque la direction de découpe est parallèle à la direction de polarisation de l'onde infrarouge (144). Il est donc souhaitable que la source laser présente un faisceau de sortie avec une direction de polarisation fixe. Inversement si on veut que la qualité de découpe soit indépendante de la direction, il faut pouvoir réaliser une polarisation circulaire.

2-Observations expérimentales :

Nous avons observé la carte des modes d'émission d'un laser guide excité à l'aide d'une décharge R.F. en variant la longueur de la cavité optique.

Il n'apparaît pratiquement pas de modes autres que le mode fondamental EH_{11} . Les modes d'ordre supérieur n'apparaissent qu'avec un désalignement important des miroirs. La suppression du mode circulaire TE_{01} que l'on peut parfois observer avec les lasers à excitation continue est le résultat du rôle de la répartition spatiale du gain et du paramètre de saturation qui est différent suivant le type de décharge utilisée (Chap. I, § II-6). Avec une cavité repliée, seul un mode proche du mode EH_{11} est obtenu quel que soit le degré d'alignement des miroirs. L'identification du mode dans ce type de cavité n'est pas simple. En effet, l'onde est guidée sur la longueur du guide, elle se propage librement à la sortie de celui-ci en subissant deux réflexions sur les miroirs constituant le dièdre et elle est de nouveau guidée.

3-Divergence du faisceau de sortie :

Nous avons mesuré la divergence du faisceau de sortie en enregistrant le profil transversal du faisceau en champ lointain à deux distances de l'extrémité du guide. Pour cela, nous avons utilisé un dispositif de caractérisation de la géométrie du faisceau d'un laser mis au point au laboratoire (145). Le flux qui traverse un trou de 1 mm de diamètre est mesuré en déplaçant le trou sur la section du faisceau. Un système informatique donne la valeur de ce flux en fonction de la position de ce trou par rapport au centre du faisceau. La demi-ceinture (W) du faisceau supposé Gaussien est alors déduite. La courbe de puissance est visualisée sur un oscilloscope ou enregistrée sur une table traçante pilotée par l'ordinateur.

a-Cavité non repliée :

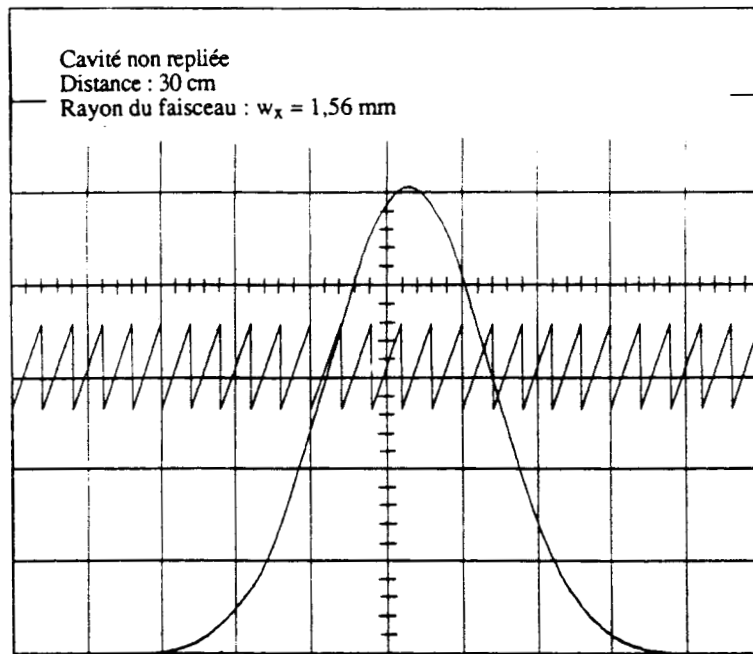
Les figures II-23 et II-24 montrent les profils d'émission enregistrés à 30 cm et 130 cm de la tête laser pour la direction x suivant le petit axe de l'ellipse et pour la direction y suivant le grand axe de l'ellipse pour un niveau de puissance de sortie de 12 Watts et pour un seul faisceau. Les rayons mesurés suivant les deux directions sont $w_x=1,56$ mm et $w_y=1,40$ mm à 30 cm et $w_x=6,81$ mm et $w_y=5,35$ mm à 130 cm.

Les valeurs de divergence obtenues sont $5,25 \cdot 10^{-3}$ et $3,95 \cdot 10^{-3}$ rd respectivement pour les directions x et y . La divergence suivant le petit axe est plus grande que celle suivant le grand axe de l'ellipse.

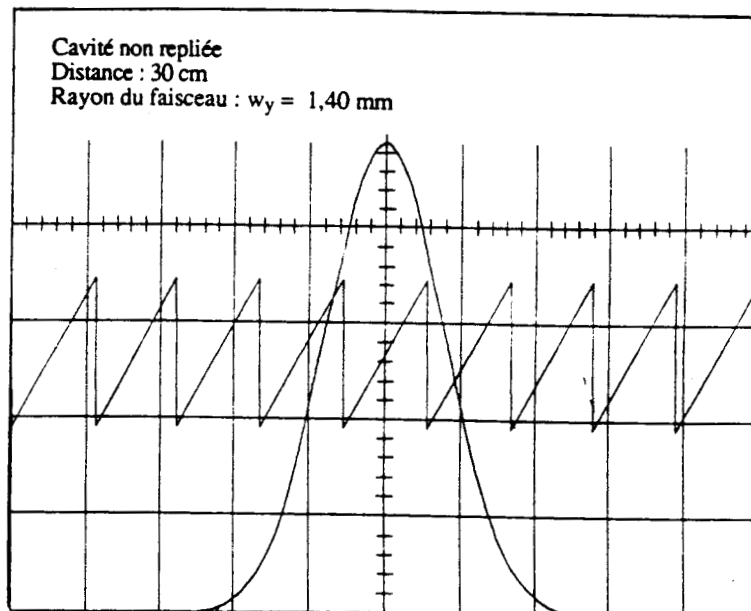
La divergence d'un faisceau Gaussien pour un faisceau de rayon w et une longueur d'onde λ est donnée par (146) :

$$D = \frac{\lambda}{\pi w} \quad \text{II-56}$$

Si l'on considère un rayon effectif du faisceau de 0,64 le rayon du guide circulaire (chap. I), l'expression précédente donne des valeurs de la divergence pour $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ de $4,39 \cdot 10^{-3}$ et

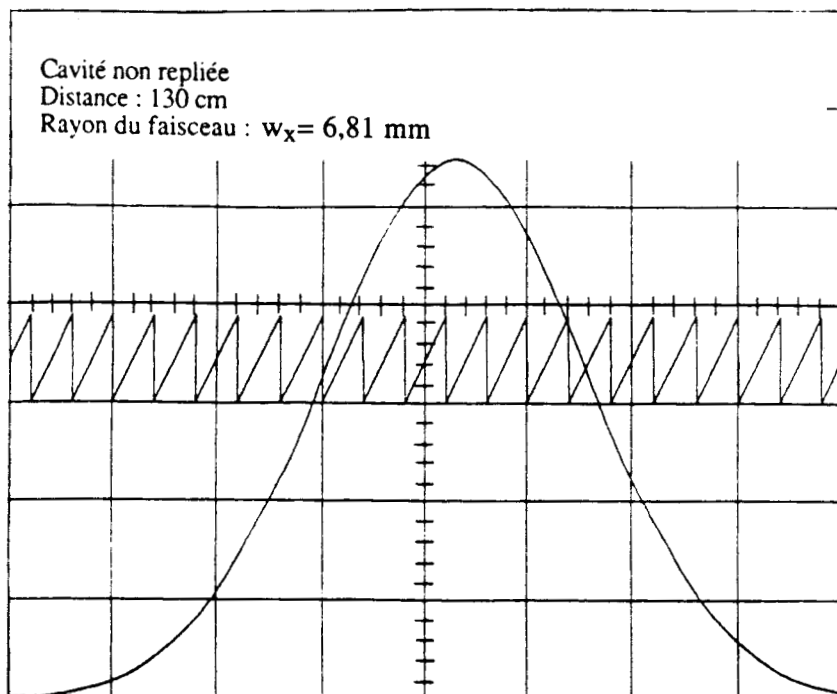


(a)

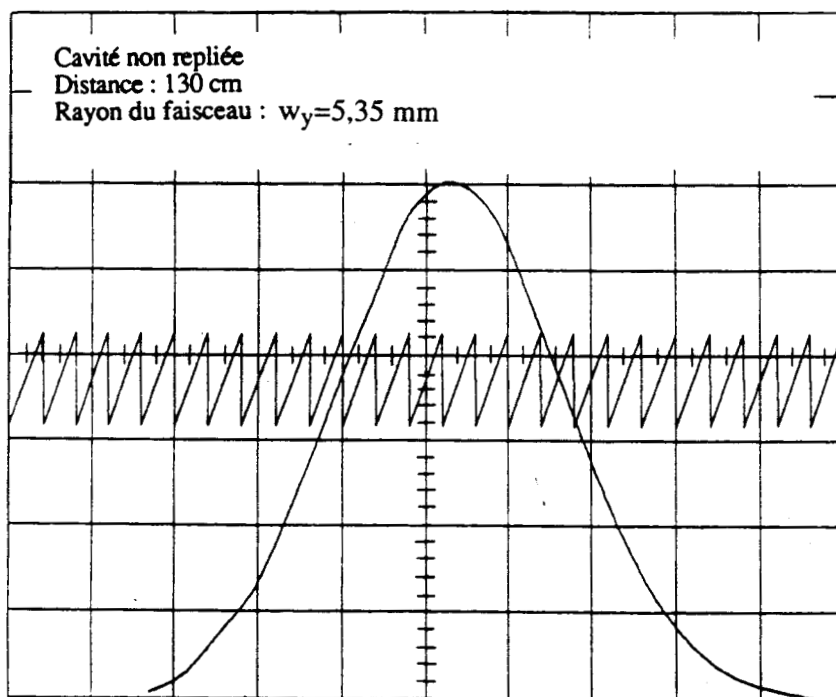


(b)

Fig. II-23 : Profil d'émission enregistré en champ lointain à 30 cm de la sortie du guide. (a) dans la direction du petit axe des ellipses - (b) dans la direction du grand axe des ellipses.



(a)



(b)

Fig. II-24 : Profil d'émission enregistré en champ lointain à 130 cm de la sortie du guide. (a) dans la direction du petit axe des ellipses - (b) dans la direction du grand axe des ellipses.

$3,3 \cdot 10^{-3}$ rd suivant le petit et le grand axe des ellipses. Les valeurs expérimentales sont donc en bon accord avec les valeurs théoriques.

A partir des valeurs des rayons du faisceau mesurées, nous avons reconstitué le profil du faisceau à 30 cm et 130 cm du guide en le supposant de forme Gaussienne et en considérant les deux faisceaux de sortie du laser. Les profils sont reproduits sur la figure II-25.

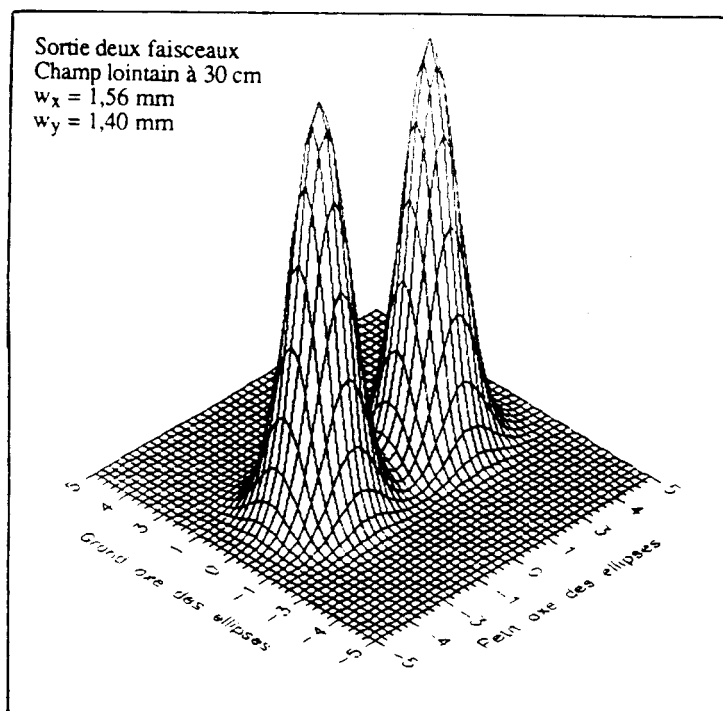
b-Cavité repliée :

Nous avons refait les mêmes mesures pour une cavité repliée. La puissance d'un des guides est recouplée dans l'autre guide à l'aide d'un dièdre à 90° . La puissance de sortie est extraite sur un seul faisceau.

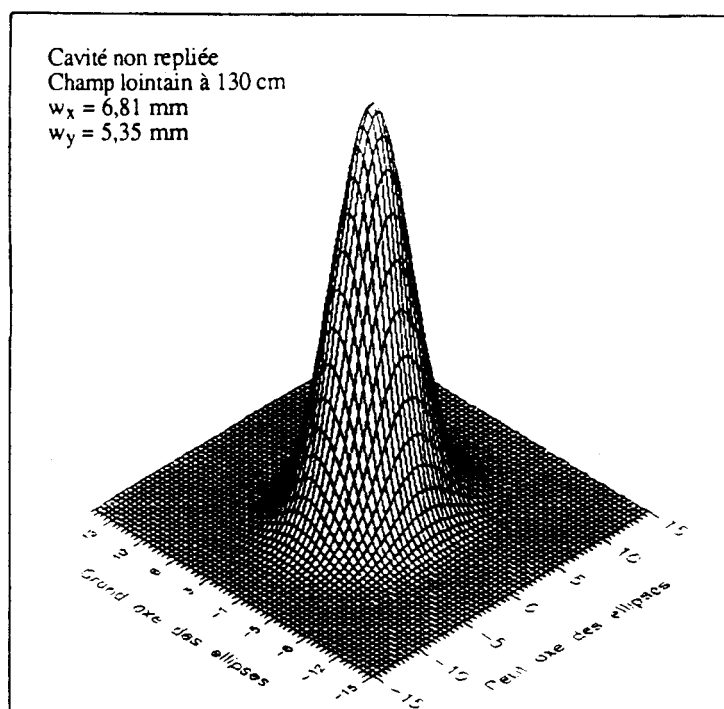
Les rayons mesurés dans cette configuration de cavité sont $w_x=1,87$ mm et $w_y=1,41$ mm en plaçant le trou à 30 cm du guide. A une distance de 130 cm, les rayons mesurés sont $w_x = 6,92$ mm et $w_y = 5,52$ mm. Les divergences que l'on en déduit sont égales à $5,05 \cdot 10^{-3}$ et $4,11 \cdot 10^{-3}$ rd respectivement suivant le petit axe et le grand axe des ellipses.

La comparaison des deux types de configurations de cavité montre que le rayon du faisceau de sortie reste approximativement inchangé suivant le grand axe de l'ellipse. Par contre le rayon est plus grand avec une divergence plus faible suivant le petit axe de l'ellipse dans la configuration de cavité repliée. Ce résultat serait lié à un désalignement du faisceau lors de la réflexion sur les miroirs constituant le dièdre. Le mode qui se propage dans le guide ne serait plus tout à fait un mode propre du guide.

La figure II-26 montre le profil reconstitué à 30 cm et 130 cm de la sortie du guide. Le faisceau de sortie est de forme plus circulaire.

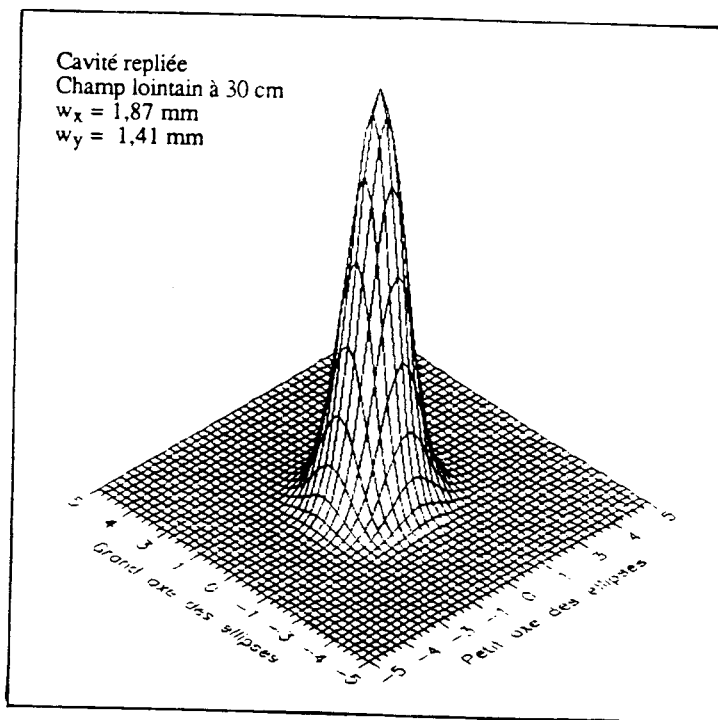


(a)

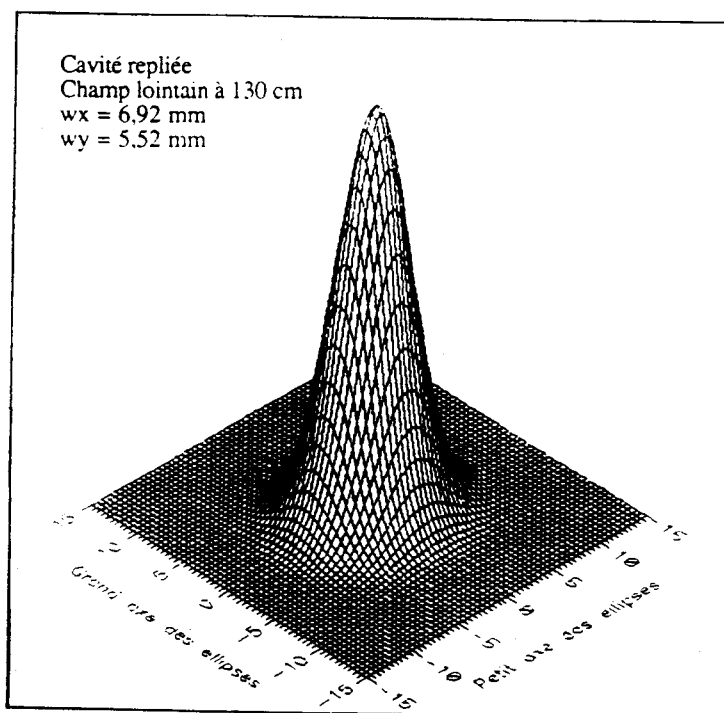


(b)

Fig. II-25 : Reconstitution du profil d'émission en champ lointain en sortie bifaisceaux.
(a) à 30 cm. (b) à 130 cm



(a)



(b)

Fig. II-26 : Reconstitution du profil d'émission en champ lointain en sortie monofaisceau. (a) à 30 cm. (b) à 130 cm.

CHAPITRE III

MEDICALISATION DE LA SOURCE LASER

I-Introduction :

Dans ce chapitre, nous abordons quelques problèmes liés à l'utilisation de la source laser en milieu hospitalier. L'utilisation de la tête laser dans le domaine médical suppose que l'on supprime le rayonnement R.F. induit susceptible de nuire au bon fonctionnement de l'appareillage médical, que l'on visualise le point d'impact du faisceau infrarouge et enfin que l'on puisse régler la puissance d'émission. Un aspect qui peut être aussi important dans l'utilisation de la source laser est le repli de la cavité optique qui permet d'extraire la puissance sous forme d'un seul faisceau. Ces aspects sont également importants pour une utilisation du laser dans le domaine de la robotique.

Nous avons étudié et mis en place un dispositif de blindage, une visualisation du point d'impact ainsi qu'un dispositif de commande de puissance.

II-Etude de la compatibilité électromagnétique :

1-Introduction :

Un des problèmes posés par l'utilisation des sources R.F. de puissance pour l'excitation des lasers guide d'onde est celui du rayonnement R.F. parasite émis. Le Comité International Spécial pour les Perturbations Radioélectriques (C.I.S.P.R.) autorise l'émission d'un rayonnement sans limitation de niveau pour les trois fréquences fondamentales de 13,56 MHz, 27,12 MHz et 40,68 MHz plus ou moins 5% (147). Toute autre fréquence utilisée par les Appareils Industriels, Scientifiques et Médicaux (A.I.S.M.) n'est autorisée que dans la limite d'un niveau de rayonnement réduit. Ainsi pour la fréquence de 100 MHz utilisée pour exciter notre tête laser, le champ électrique rayonné par le laser et son alimentation est limité à 30 $\mu\text{V/m}$ à 30 mètres de la source. Cela impose de réaliser un blindage efficace de la tête laser et de son alimentation électrique.

Le principe de blindage retenu repose sur la notion de cage de Faraday constituée de métal hautement conducteur qui confine le champ électromagnétique à l'intérieur si la source est elle-même située à l'intérieur de la cage (148). Ce confinement résulte de la réflexion et de l'absorption du champ électromagnétique sur la surface de la cage.

La répartition des champs dans les deux milieux (air et métal) et les pertes par réflexion peuvent être déterminées par la résolution des équations de Maxwell. Cependant la difficulté est telle qu'une modélisation du problème est très complexe. Il existe des logiciels adaptés à la résolution de ce problème. Nous n'en disposons pas et nous nous sommes limités à une première approche qualitative et expérimentale dont le but est de cerner l'origine du rayonnement parasite afin de le minimiser et connaître son ordre de grandeur après cette première étude.

2-Principe du blindage :

Le blindage peut être réalisé par réflexion ou par absorption du rayonnement ou par la combinaison des deux phénomènes. A toute onde électromagnétique sont associés un champ électrique et un champ magnétique. La figure III-1 illustre la nature des champs ainsi que leurs niveaux en fonction du type de source leur ayant donné naissance et de la distance à la source. Un monopôle est une source de courant électrique faible et le champ électrique est prépondérant en champ proche. Par contre, un cadre parcouru par un courant électrique fort est une source où le champ magnétique est prépondérant en champ proche. En champ lointain, les deux composantes ont tendance à s'égaliser et l'onde peut être considérée comme une onde plane à une distance supérieure ou égale à six longueurs d'onde.

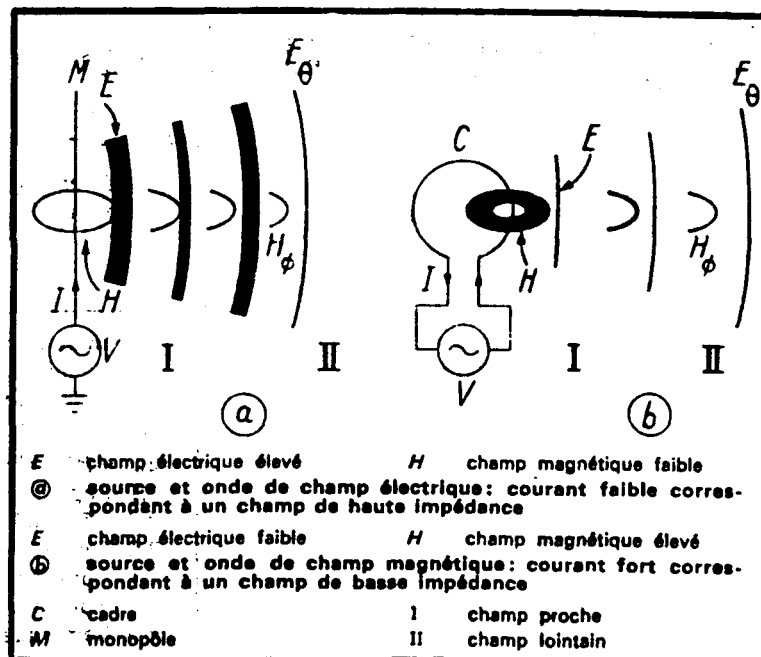
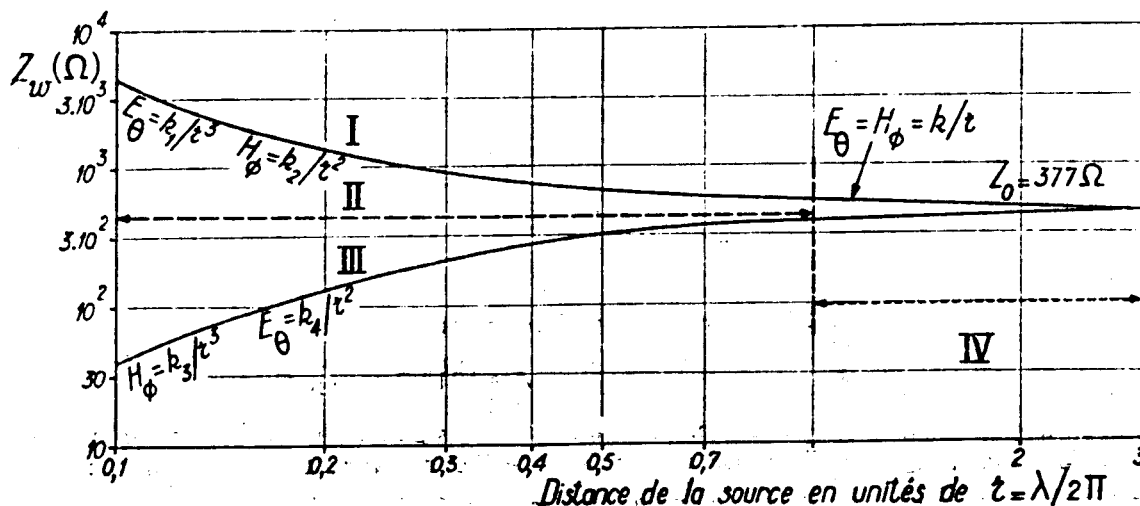


Fig. III-1 : Nature et niveaux des champs en fonction du type de source leur ayant donné naissance et de la distance d'après J. P. Heitzman (148).

L'efficacité du blindage dépend de la désadaptation entre l'impédance d'onde incidente et l'impédance intrinsèque du métal constituant le blindage. L'impédance d'onde est définie comme le rapport du champ électrique et du champ magnétique :

$$Z_0 = \frac{E}{H} \quad \text{III-1}$$

Dans l'approximation d'onde plane, si l'on suppose que la distance de la source est supérieure à $\lambda/2\pi$, l'impédance d'onde pour l'espace libre est $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$. On définit les champs électromagnétiques comme étant de haute impédance ou de basse impédance suivant que leur impédance est supérieure ou inférieure à 377Ω . Ainsi, les régimes de haute impédance et de basse impédance correspondent respectivement à la prédominance du champ électrique ou du champ magnétique. La figure III-2 représente l'impédance d'onde en fonction de la distance de la source pour les régimes haute impédance et basse impédance.



- En champ proche : $r < \lambda/2 \pi$
 $k \approx \lambda/2 \pi r$ en champ électrique
 $k \approx 2 \pi r/\lambda$ en champ magnétique
- En champ lointain : $r > \lambda/2 \pi$
 $k \approx 1$

- I champ électrique ou de haute impédance
- II champ proche ou champ d'induction
- III champ magnétique ou de basse impédance
- IV champ lointain ou de radiation

Fig. III-2 : Impédance d'onde en fonction de la distance à la source

L'impédance du métal considéré comme homogène est définie par l'expression (149) :

$$Z_m = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad \text{III-2}$$

où ω , μ , ϵ et σ sont respectivement la fréquence angulaire de l'onde, la perméabilité, la constante diélectrique et la conductivité du métal.

Lorsque une onde se propage à travers un milieu métallique, l'impédance d'onde tend vers l'impédance du métal Z_m .

On considère une onde incidente sur le métal constituant la cage de Faraday. Une partie de l'onde est réfléchiée et une autre partie pénètre dans le métal en subissant une absorption par effet Joule dans l'épaisseur du blindage. Dans le cas d'une épaisseur de blindage faible, l'onde résiduelle peut éventuellement subir une réflexion et une transmission sur le deuxième dioptré.

a-Pertes par réflexion :

Les pertes par réflexion sont dues à la désadaptation d'impédance entre l'onde incidente et l'onde dans le métal. L'impédance de l'onde est le rapport des amplitudes du champ électrique et du champ magnétique. Elle dépend de la géométrie de l'onde et de la distance à la source. Pour simplifier le raisonnement il est facile de se placer dans un des cas limites suivants : onde plane ou onde sphérique. L'impédance de ces deux types d'ondes est en effet bien connue.

Nous ne considérons que les fils d'électrodes et la self inductance d'accord d'impédance parmi les principales antennes susceptibles de rayonner chacune un champ électrique et un champ magnétique. Le rayonnement du plasma qui est aussi une source de champs est plus difficile à analyser.

En ce qui concerne le rayonnement émis par la self inductance du circuit d'adaptation, la distance de la surface réfléchissante est d'environ 1 cm. Pour une onde de fréquence de 100 MHz (longueur d'onde : 3 m), on pourra considérer que cette onde est sphérique. La figure III-2 donne l'impédance de l'onde en fonction de la distance de la source (148).

Dans ces conditions la distance d est inférieure à la quantité $\frac{0,1\lambda}{2\pi}$ (λ est la longueur d'onde du rayonnement). Nous pouvons donc considérer que nous sommes dans le cas d'un champ proche. La self inductance émet à faible impédance suivant le modèle d'une spire traversée par un courant.

Les électrodes sont à environ 2 cm du blindage, elles émettent à haute impédance suivant le modèle d'un fil rectiligne parcouru par un courant.

Compte tenu de la géométrie du blindage, le problème est difficile à résoudre.

Nous considérons le cas très simplifié d'une onde plane qui arrive sur la surface du blindage en incidence normale. L'épaisseur de ce blindage est supposée suffisamment importante pour ne pas considérer la réflexion sur le deuxième dioptré (métal-air). Les coefficients de réflexion et de transmission pour le champ électrique sont donnés respectivement par les expressions suivantes (148) :

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{(1 - k)}{(1 + k)} \quad \text{III-3}$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{(1 + k)} \quad \text{III-4}$$

où $k = \mu_0 c(1-j)(\mu \omega \epsilon)^{-1}$. μ_0 et μ sont les perméabilités du vide et du métal. c est la vitesse de l'onde dans le vide et e l'épaisseur de peau.

Si le premier milieu est le vide et le second milieu un métal parfait, les deux expressions précédentes conduisent à $r = 1$ et $t \ll 1$. Le champ électrique est réfléchi intégralement.

En ce qui concerne le champ magnétique, l'impédance d'onde $Z = \frac{E}{H}$ est faible, la désadaptation d'impédance est faible. L'efficacité du blindage dépendra donc des pertes par absorption en champ magnétique.

b-Pertes par absorption :

Le champ magnétique variable dans le métal induit des courants de Foucault et la résistivité non nulle du milieu conduit à des pertes par effet Joule. En radiofréquence, la conduction a lieu sur la périphérie du conducteur sur une profondeur de l'ordre de l'épaisseur de peau dont l'expression est donnée par :

$$e = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} \quad \text{III-5}$$

A la fréquence de 100 MHz, l'épaisseur de peau est de l'ordre de 6 μm et 1,2 μm pour respectivement le Cuivre et l'Aluminium .

3-Blindage de la tête laser :

Pour découpler les effets du champ électrique et du champ magnétique, nous avons simulé la tête laser avec soit uniquement les électrodes filaires ou soit uniquement la self inductance du circuit d'adaptation dans la configuration blindée. Ceci nous a permis d'évaluer séparément les contributions des électrodes et de la self inductance au rayonnement émis.

Pour mesurer le champ électrique rayonné, nous avons utilisé deux types d'antennes. La première est un simple fil de Cuivre court devant la longueur d'onde du rayonnement. La seconde est une antenne bifilaire en forme de T de 3 mètres de longueur accordée sur la bande radiofréquence 88-108 MHz dans laquelle se fait l'excitation. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'une antenne constituée de 15 spires de 6 cm de diamètre. Les mesures ont été effectuées dans le laboratoire à l'intérieur du bâtiment P5. Elles ont été faites en plusieurs points sur un cercle de un mètre de rayon centré sur la tête laser. La différence de potentiel induite sur l'antenne par le rayonnement est mesurée à l'aide d'un oscilloscope Philips à large bande. Les mesures les plus reproductibles ont été obtenues avec l'antenne bifilaire de 3 mètres de longueur qui a l'avantage de moyenner le champ recueilli sur une grande longueur. Avec l'antenne courte, le champ détecté est local et varie d'un point à un autre. C'est le résultat de la réflexion du champ sur la trame métallique des murs et sur le mobilier du laboratoire qui est également métallique. La différence des niveaux des signaux en présence et en absence de blindage renseigne sur l'efficacité de celui-ci.

Ces montages nous ont permis de mettre en évidence en premier lieu la linéarité du niveau de rayonnement en fonction de la puissance d'excitation de la tête laser. Le fond de rayonnement en absence d'excitation de la tête laser est de 190 mV. Le champ électrique donne un rayonnement de 8 mV par Watt d'excitation lorsque la tête laser n'est pas blindée. La figure III-3 montre le niveau de rayonnement obtenu pour 200 Watts de puissance d'excitation comparé à celui de l'émetteur F.M. le plus proche (Radio Campus). Les niveaux de champs rayonnés sont déterminés par rapport à un niveau de référence et comparés au niveau de rayonnement de Radio Campus. Un premier blindage nous a permis d'obtenir un niveau de rayonnement de -29 dB et -34 dB respectivement pour le champ électrique et le champ magnétique pour un niveau de puissance d'excitation de 200 Watts. Pour comparaison, Radio Campus est détecté à des niveaux de -33 dB et -40 dB respectivement pour le champ électrique et le champ magnétique.

L'insuffisance du blindage provient essentiellement du mauvais raccordement électrique des différentes parties constituant l'armature du blindage. En particulier il s'est avéré que l'existence de fentes perpendiculaires à la direction du champ électrique donne lieu à un rayonnement important. Pour un blindage efficace, les éventuelles fentes résiduelles doivent être parallèles à la direction du champ électrique.

Les problèmes rencontrés dans ce blindage préliminaire (raccordement électrique des masses et rôle des fentes) ont été mis à profit pour concevoir un blindage plus efficace de la tête laser. Ce blindage est constitué d'une pièce en dural de forme cylindrique qui entoure le circuit électrique d'adaptation monté sur la tête laser et d'une feuille de Cuivre de 70 μm d'épaisseur qui recouvre le reste de la tête (annexe G).

Le niveau de rayonnement obtenu avec ce dispositif est de l'ordre de -70 dB pour le champ électrique. Comme le montre l'enregistrement de la figure III-4, le signal résiduel est

inférieur à celui du niveau moyen reçu sur les fréquences des émetteurs F.M. L'analyse de ce signal à la fréquence de travail a montré qu'il est maintenant dû à la chaîne d'excitation (54% pour le générateur et la charge adaptée, 31% pour l'amplificateur, 10% pour le mesureur de puissance R.F. et enfin 5% pour l'isolateur).

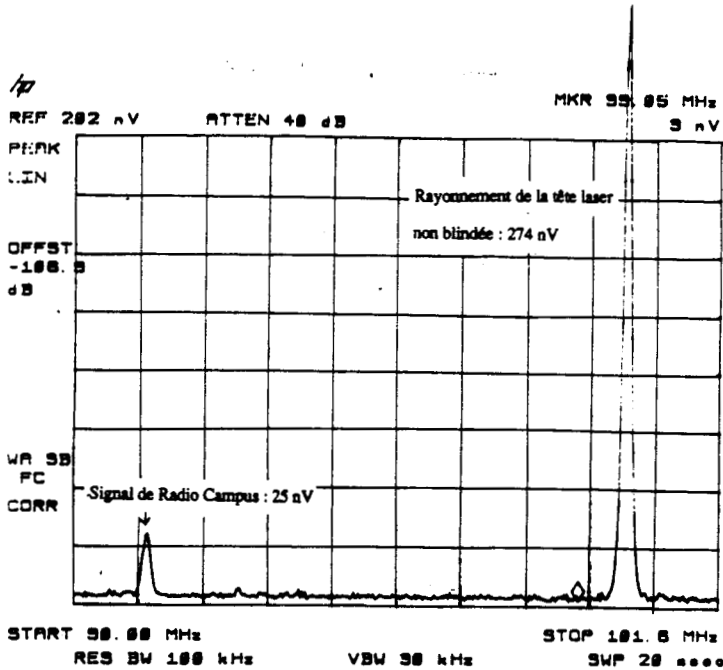


Fig. III-3 : Niveau de rayonnement de la tête laser non blindée pour une puissance d'excitation de 200 Watts.

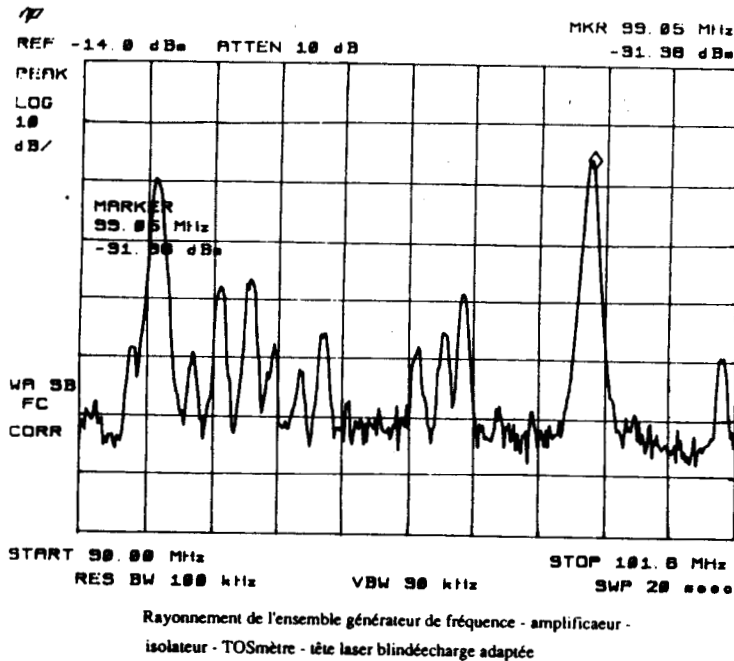


Fig. III-4 : Enregistrement du rayonnement induit résiduel lorsque la tête laser est blindée.

III-Commande de puissance :

L'utilisation de la source laser dans différentes applications nécessite des niveaux de puissance réglables. Cela nécessite un dispositif de commande de puissance. Ce dispositif doit permettre de modifier la puissance émise par la source laser sans désadapter notablement l'impédance de la tête laser.

Le procédé que nous avons envisagé consiste à hacher la puissance d'excitation en modulant le signal R.F. par "tout ou rien". Il est alors possible d'ajuster la puissance moyenne émise en modifiant simplement le rapport cyclique (rapport de la durée des impulsions sur la période des pulses) sans modifier le niveau du signal R.F. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure III-5.

Le signal R.F. et le signal en pulses (durée entre 5 et 65 μs , période de 70 μs) sont superposés par un mélangeur de signaux. Le signal résultant est préamplifié et amplifié. La puissance moyenne d'excitation est mesurée à l'aide d'un mesureur de puissance R.F. avant d'être appliquée sur la tête laser. Ce montage a montré la possibilité de commande en puissance de la source laser. Le désaccord d'impédance observé est relativement faible pour ne pas perturber le fonctionnement de l'amplificateur.

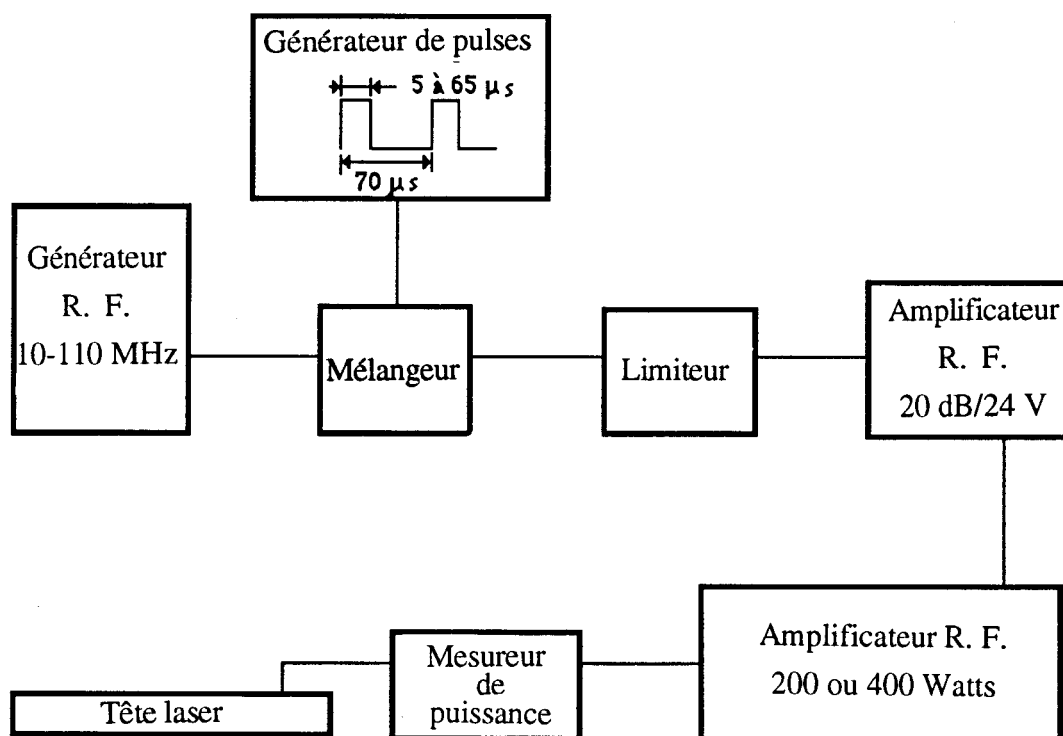


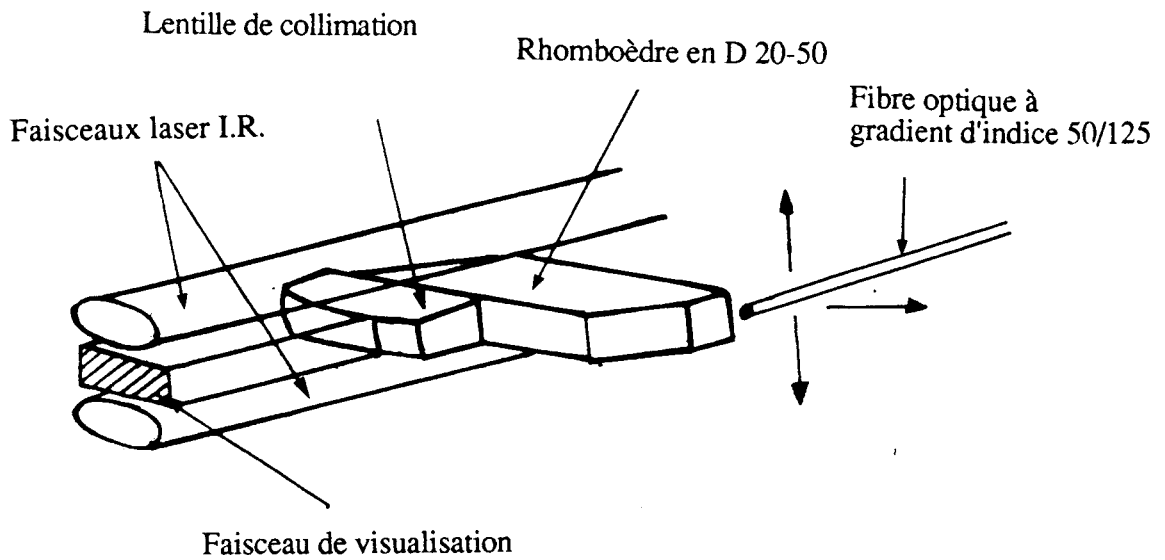
Fig. III-5 : Dispositif de la commande de puissance.

IV-Visualisation du faisceau infrarouge :

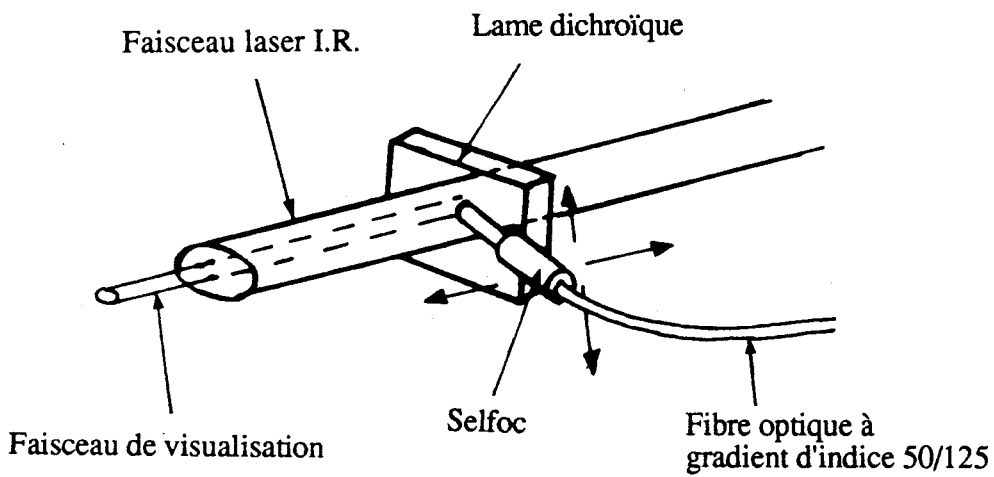
Le faisceau infrarouge ne peut être utilisé sur un microscope opératoire que si il est visualisé. Il est donc nécessaire de lui superposer un faisceau visible (faisceau d'un laser HeNe). Pour cela, le laser HeNe est placé dans l'alimentation et le faisceau qu'il émet est déporté sur la tête laser à l'aide d'une fibre optique. Il faut donc un dispositif qui permette de remettre en forme le faisceau visible et de le superposer au faisceau infrarouge. Les deux systèmes retenus sont schématisés sur la figure III-6. Le premier est conçu pour deux faisceaux de sortie infrarouges alors que le deuxième est prévu pour un seul faisceau de sortie lorsque la cavité optique est repliée.

Dans la configuration non repliée de la cavité, un rhomboèdre placé entre les deux faisceaux infrarouges permet de rendre les axes des trois faisceaux coplanaires et parallèles. La divergence du faisceau visible est réduite par une lentille de collimation collée sur le rhomboèdre. Les faisceaux sont ensuite focalisés à l'aide d'une lentille transparente pour les rayonnements de longueurs d'onde de $10,6 \mu\text{m}$ et $0,632 \mu\text{m}$.

Dans la configuration monofaisceau, une lame dichroïque permet de mélanger le faisceau infrarouge et le faisceau visible. Cette lame est traitée pour présenter un coefficient de réflexion maximal pour le faisceau visible et un coefficient de réflexion minimal pour le faisceau infrarouge arrivant sous une incidence de 45° . Le faisceau visible divergent à la sortie de la fibre optique est remis en forme à l'aide d'une lentille à gradient d'indice avant d'être réfléchi sur la lame dichroïque.



(a)



(b)

Fig. III-6 : Dispositifs de visualisation du faisceau infrarouge.

(a) source émettant sur deux faisceaux

(b) source émettant sur un faisceau

CONCLUSION

Le travail dont fait l'objet ce mémoire s'inscrit dans le cadre général de développement de sources laser. Les principes fondamentaux du laser à CO₂ sont maintenant compris et la actuallement de la recherche sur ce type de source est orientée vers l'aspect technologique et particulièrement vers les sources de puissance. Notre but était de concevoir une source laser de moyenne puissance mais suffisamment miniaturisée pour trouver une application dans le milieu médical ou dans le milieu industriel. Nous avons par conséquent développé une technologie de miniaturisation qui peut être adaptée à l'excitation du milieu amplificateur à l'aide d'une décharge R.F. en régime d'écoulement des gaz.

La maîtrise des propriétés des matériaux utilisés dans l'infrarouge et celle de l'excitation R.F. en régime de flux des gaz ont permis la conception et la réalisation d'une tête laser de moyenne puissance et de dimensions très réduites. Le rapport de la puissance émise sur l'encombrement (37 Watts pour un volume total de la tête laser de l'ordre de 70 cm³) constitue certainement un record. Les essais réalisés sur les différentes maquettes ont permis entre autres la détermination des caractéristiques du milieu amplificateur excité par une décharge R.F. (coefficient de gain linéaire, paramètre de saturation et résistance de la décharge). A la vue des résultats obtenus et des moyens mis en oeuvre, nous pouvons prévoir que les performances peuvent être sensiblement accrues par l'optimisation de paramètres tels que la fréquence d'excitation et la composition du mélange gazeux.

Cette source peut avantageusement pallier le manque de source laser à CO₂ de ce niveau de puissance dans certaines applications nécessitant une prise en main ou une miniaturisation de la source. Dans cet esprit nous avons étudié les aspects nécessaires à son exploitation (blindage R.F., visualisation du faisceau infrarouge et commande de la puissance d'émission). Les résultats préliminaires montrent que les niveaux de rayonnement parasite émis par ces sources ne doivent pas être un obstacle pour l'utilisation de ces sources même dans un environnement sensible comme le milieu hospitalier. Enfin les matériaux utilisés et la technologie retenue confèrent à la tête laser un coût de revient qui devrait être adapté au marché.

ANNEXE A

Determination of effective optical constants of infrared CO₂ waveguide laser materials

M. Khelkhal and F. Herlemont

We report a simple method for the determination of optical constants in the $\lambda = 10\text{-}\mu\text{m}$ region. The method is based on the measurement of reflectance over a wide range of angles of incidence by using a CO₂ laser as the source. Effective values of the refractive index and extinction coefficient at different CO₂ laser emission wavelengths are determined for alumina, fused silica, and beryllia, materials that are widely used for CO₂ waveguide lasers and for CO₂ laser beam transmission.

1. Introduction

The materials generally used for CO₂ waveguide laser construction are chosen not only for their optical properties but also for their thermal conductivity, electric insulation, and chemical stability. The economical point of view is also a parameter that limits the choice of materials (polycrystalline alumina is preferred to monocrystalline sapphire). Alumina, beryllia, and vitreous silica answer these requirements. When such bulk materials are used for infrared waveguides, in order to predict guiding losses or the signature of the laser waveguide, an accurate knowledge of the complex refractive index of the material is required. This need results from the loss dependency and mode dephasing on real and imaginary parts of the refractive index (n and k). This requirement has led many authors to the determination of optical constants, including their wavelength dependency. With regard to the widely used polycrystalline alumina, many investigations of its refractive index have shown that its refractive index depends strongly on the wavelength. This feature was first noted by Abrams and Bridges¹ and later by Jenkins and Devereux.² Many other measurements of the refractive index and extinction coefficient of alumina can be found.³⁻⁵ The dispersive effect makes the refractive index of alumina smaller than unity at $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$. This favorable situation means that total

internal reflection occurs when incidence at grazing angles is encountered.

In infrared waveguiding, the refractive index and extinction coefficient have only one goal: prediction of the propagation constant. When values of optical constants obtained elsewhere are applied to waveguiding, some discrepancies may occur between the predicted and the measured transmission rate of the hollow guide. This discrepancy may be explained as follows. Because of the grainy nature of the material, the n and k values derived from measurements depend strongly on the quality of the sample on which the determination is made. This is the result of a diffusion process that depends on the dimension and shape of the constituent grains of the sample. These parameters together with the purity level also make the results obtained from different methods of measurement more or less convenient when applied to the prediction of waveguiding properties. The diffusion effect depends on the angle of incidence that is retained to perform measurements. Thus, it can be expected that only n and k values derived from a situation close to the one occurring in waveguides are appropriate. This condition can be fulfilled by selecting a convenient method of determination.

The optical constants of solids can be determined in two ways, either from intensity measurements (refractometry) with unpolarized light at normal incidence or from polarization measurements (ellipsometry) at varying incidence.^{6,7} Many methods are derived from refractometry and ellipsometry. Some do not lead unambiguously to a unique determination, and some *a priori* knowledge of the refractive index is required to ascertain the optical constants fully.⁸ Two methods are widely used for the determination of the refractive index and extinction coefficient.

The first is based on the Kramers-Krönig analysis

The authors are with the Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Centre National de la Recherche Scientifique, UA-249, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres, Artois, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

Received 13 March 1991.

0003-6935/92/000001-07\$05.00/0.

© 1992 Optical Society of America.

of the measured reflectance spectrum.⁵ In this method, the reflectance of the material is measured over a wide wavelength range at near-normal incidence, the phase shift between reflected and incident beams is then recorded. Using the Kramers-Krönig integral transform, we can deduce the optical constants as well as their wavelength dependency. It is powerful to locate the absorption bands and to determine their relative strengths by way of the determination of material dispersion. For our purpose to predict guiding properties, one drawback of this method is that it gives the n and k values for near-normal incidence that is not close to the situation encountered in waveguides.

On the other hand, the second method we consider is attenuated total reflection. It permits a quasi-total reflection situation and is based on the Fresnel equation that gives the reflectance for s -polarized incident light as a function of refractive index, the extinction coefficient, and the incident angle. By measuring the reflectance for at least two different angles, both n and k may be derived.⁹⁻¹¹ In order to dispose of a high experimental sensitivity, the probe beam is positioned on the material to be characterized through a transparent prism of high refractive index. The choice of materials convenient for CO₂ laser wavelengths is limited. In addition, the surface in contact with the tested material is easily spoiled if a soft material like ZnSe is retained for the total reflection prism. Meanwhile, the attenuated total reflection technique has the advantage of minimizing the obvious effect of diffusion phenomena.⁹

Some other simplified methods of determination have also been reported.¹²⁻¹⁴ However, the major problem encountered is their inability to separate diffusion from absorption. Diffusion effects occur when light is reflected by an inhomogeneous material surface either because of the grainy nature of the bulk material or as a result of surface defects. Since the diffusion effect also occurs in practical situations, it is interesting to dispose of optical constants that take into account this phenomenon. Therefore, effective values obtained from measurements at grazing angles might be more reliable than those obtained at other angles of incidence (as, for example, at near-normal incidence) to predict waveguiding properties.

The goal of the technique we report herein is the determination of effective optical constants in situations close to the ones that occur in real situations. The reflectance is measured for angles that vary from near-normal incidence to grazing angles. The n and k constants are then derived by fitting the experimental reflectance curves preferentially at grazing incidence. In addition to its simplicity, it uses a CO₂ laser as the source and therefore permits determination of the refractive index at the exact CO₂ laser emission wavelengths. The method is evaluated with alumina. For the sake of comparison, measurements have also been made for fused silica and beryllia.

The method is detailed in Section II. Section II relates the experimental results, and in Section IV we give a brief phenomenologic analysis and discussion.

II. Theory

The determination of real and imaginary parts of the refractive index can be based on the measurement of either reflected or transmitted intensities or on the monitoring of the change of phase angle that results from reflection. The phase shift determination is always a difficult problem to overcome since it requires accurate determination of polarization states. On the other hand, measuring amplitudes necessarily takes into account the diffusion effect.

The well-known reflectance intensity coefficient for an incident beam with polarization in the incident plane has the following form:¹⁵

$$\rho = \frac{[(n^2 - k^2)\cos\Theta - u]^2 + [2nk\cos\Theta - v]^2}{[(n^2 - k^2)\cos\Theta + u]^2 + [2nk\cos\Theta + v]^2}, \quad (1)$$

where n and k are the real and imaginary parts of the complex refractive index ν ($\nu = n - jk$), Θ is the angle of incidence, u and v are the real and imaginary parts of the complex quantity $\nu \cos\Theta$, (Θ is the refractive angle in the medium), and u and v are given by

$$2u^2 = [(n^2 - k^2) - \sin^2\Theta] + \{[(n^2 - k^2) - \sin^2\Theta]^2 + 4n^2k^2\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$2v^2 = -[(n^2 - k^2) - \sin^2\Theta] + \{[(n^2 - k^2) - \sin^2\Theta]^2 + 4n^2k^2\}^{1/2}. \quad (2')$$

For lossy materials ($k \neq 0$), the function $\rho(\Theta)$ presents a minimum for an angle of incidence, a so-called pseudo-Brewster angle. There is no analytical expression for this angle. Therefore we have computed this function for different typical values of n and k of materials that are usually retained for CO₂ waveguide laser construction. When the extinction coefficient is weak (for example, for alumina) computation of the function $\rho(\Theta)$ shows that reflectance is minimal when the first term of the numerator vanishes. On the other hand, for n and k values that are typical for silica (n and k greater than unity), the minimum is obtained when the second term is zero. Following this approximation, the minimal reflectance will occur at an angle of incidence called Θ_0 and is given by one of the following two equations:

$$\cos^2\Theta_0 = \frac{1 + \left[1 + 4n^2k^2 \frac{x+1}{x^2(x-1)}\right]^{1/2}}{2(x+1)}, \quad (3)$$

$$\cos^2\Theta_0 = \frac{(x+1) - [(x+1)^2 + y]^{1/2}}{2y}, \quad (3')$$

where the quantities $x = n^2 - k^2$ and $y = n^2k^2 + 1$ are introduced for the sake of simplification.

Inspection of relation (3) leads to the result that,

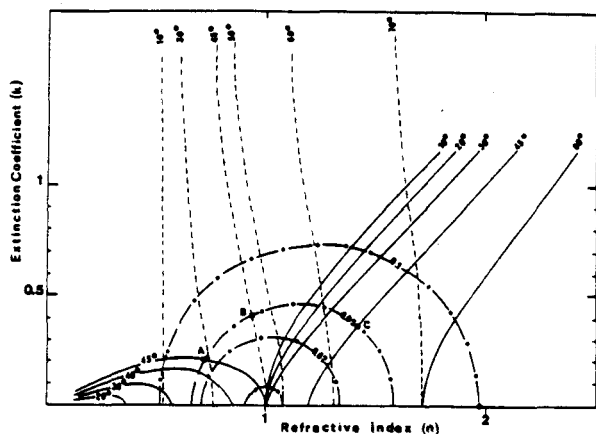


Fig. 1. Curves indicate the near-normal reflectance (circular curves) and the pseudo-Brewster angle versus n and k . For each angle three curves were obtained that correspond to the three solutions of Eq. (3) (solid curve) and (3') (dashed curve).

for a given value of Θ_0 , there are two sets of values (n, k) that are solutions of Eq. (3). In Fig. 1 we have plotted the function $\Theta_0(n, k)$ for some values of Θ_0 (solid curves). Relation (3') has only one physical solution. The corresponding curves are displayed in the same figure (dashed curves). With the help of this figure, we can again examine the situation that occurs for different materials.

An examination of Fig. 1 necessitates some comment. As can be expected the pseudo-Brewster angle increases with n . The three solutions given by expressions (3) and (3') evolve in the same manner. However, there is a difference between the behavior of the two considered terms. As can be seen in the figure, the first leads to a unique solution in the 0° - 90° range while the second presents two solutions in the 0° - 45° range and one solution in the 45° - 90° range. The curves that correspond to the same value of Θ_0 never intersect. This means that the pseudo-Brewster angle corresponds to the annulation of only one of the two terms as was verified by computing expressions (3) and (3'). We can also note in the figure that, for weak values of n and relatively large values of k , the reflectance does not present a minimum.

In practical situations, the pseudo-Brewster angle is measured and n and k are determined. This requires another piece of information. This second piece of information can be furnished by the measurement of reflectance at near-normal incidence. For near-normal incidence, the reflectance is reduced to the well-known expression

$$R(n, k) = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}. \quad (4)$$

The different representative curves are nearly semi-circular with the center close to the point (1, 0) in the plane (n, k). The determination of n and k can be made graphically with the two pieces of information

obtained from the measurement of the pseudo-Brewster angle if it exists and the reflectance at near-normal incidence. The method is illustrated by the following example. The reflectance at near-normal incidence measured is 0.05 while the pseudo-Brewster angle is 45° . There are three sets of pairs (n, k) that correspond to the intersection of $R(n, k) = 0.05$ with the three curves $\Theta_0(n, k) = 45^\circ$ labeled A, B, and C in Fig. 1, which are candidate solutions. Clearly, one needs an additional piece of information to make a choice unambiguously. In each case that k is weak (< 0.4), the physical solution is the one with n near unity because Θ_0 varies in this particular case as $\tan \Theta_0 = n$. Then point B gives the solution. Measuring the reflectance at the pseudo-Brewster angle gives a third piece of information that can be used to evaluate the magnitude of the extinction coefficient, the smaller the reflectance, the greater the value of k is. Inspection of Fig. 1 shows that for small values of n the existence of the pseudo-Brewster angle depends on the relative value of k . For very small values of k , the minimal reflectance occurs at Θ_0 given by the solid curve in Fig. 1. Owing to the weak value of k the normal reflectance is weak and the curves do not intersect. As a consequence, the reflectance curve decreases monotonically. For much higher values of k , the minimal reflectance occurs at a pseudo-Brewster angle that vanishes when n decreases to ~ 0.4 , and under this value Θ_0 is negative and has no physical meaning. These two situations are illustrated by the experimental results obtained for alumina at $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ and beryllia [Figs. 3(a) and 3(b)], which present a small value of n . The k value of alumina is small and Θ_0 decreases with n . One can easily imagine the solution for n and k smaller than the ones obtained for polycrystalline alumina in which Θ_0 is zero. The same situation is encountered for a material with a small value of n and a high value of k as for beryllia. The main difference then is the near-normal reflectance level.

This graphic method can lead to convenient results especially when the diffusion effect is weak. On the other hand, when diffusion cannot be neglected, the curves that correspond to the measured values of Θ_0 and R may no longer intersect. This means that diffusion strongly biases the reflectance measurements, and the amplitude measured at near-normal incidence should be corrected to a greater degree. Of course in this case the graphic analysis does not give a physical solution since diffusion effects are not taken into account in the model.

Another way to derive the two constants n and k is to measure the reflectance as a function of the angle of incidence and then to fit the curves that are obtained. Measuring reflectance over a large range of angles of incidence gives an attractive alternative to minimize the diffusion effect since this latter depends on the angle of incidence. In particular choosing the fitting program in such a way that it gives more weight for grazing angles can lead to effective values of n and k . This situation is advanta-

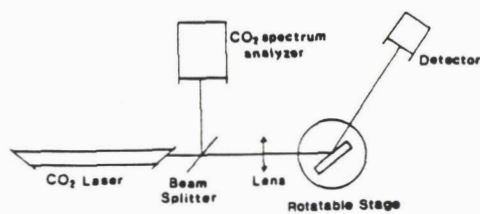


Fig. 2. Experimental setup of the reflectance measurements.

geous because it corresponds to the real situation that occurs in waveguides. Additionally, the obvious effect of the sample surface fini is minimized because the apparent size of the surface grains is reduced for the grazing angles.

III. Experimental Results

The source of radiation is a tunable CO₂ laser that emits a linearly polarized beam. The output beam is close to the fundamental mode TEM₀₀. The beam is softly focused on the sample by a 150-mm focal-length ZnSe lens (Fig. 2). The sample is set on a rotatable stage that supports an arm in which the detector is attached in such a way that the sample and the detector can be rotated independently of each other around the same axis. After reflection the power of the beam is monitored. The lens between the source and the sample can be adjusted to reduce at the same time the apparent beam dimension on the sample and the dimension of the aperture through which the reflected diffused radiation is received on the detector. In this way, the contribution to the detected signal of the infrared emission that is due to sample heating is minimized. Measurements are performed by monitoring the reflected amplitude power as the angle of incidence is changed from 10° to 85° in steps of 5° (and 2° near the minimal reflectance). The reflected power is measured with a 30-W power meter from Ophir Optics, Ltd. before and after reflection. The CO₂ emission line is monitored with a CO₂ spectrum analyzer. For each branch of the two emission bands, three different emission lines are used giving a sampling of the reflectance for twelve wavelengths. The repeatability was checked by repeating the measurements three times and by taking the average of the results to account for the laser intensity fluctuations that are generally lower

Table I. Experimental Effective Values of *n* and *k* Obtained for Al₂O₃, SiO₂, and BeO Corresponding to Different CO₂ Laser Emission Lines

CO ₂ Laser Lines	λ (μm)	Al ₂ O ₃		SiO ₂		BeO	
		<i>n</i>	<i>k</i>	<i>n</i>	<i>k</i>	<i>n</i>	<i>k</i>
10P34	10.74	0.61	0.143	1.70	0.70		
10P20	10.59	0.67	0.136	1.90	0.73	0.64	0.59
10P8	10.48	0.69	0.138	2.15	0.67		
10R8	10.33	0.81	0.093	2.02	0.77		
10R20	10.25	0.83	0.094	2.05	0.85	0.59	0.46
10R34	10.16	0.86	0.068	2.18	1.04		
9P34	9.68	1.07	0.072	2.37	1.52		
9P20	9.55	1.08	0.071	2.45	1.72	0.55	0.36
9P8	9.46	1.10	0.057	2.27	2.03		
9R8	9.34	1.09	0.069	2.24	2.57		
9R20	9.27	1.09	0.067	2.07	2.56	0.56	0.30
9R34	9.20	1.16	0.038	2.29	2.60		

than 5%. For each measurement, the angle for which the reflectance is minimal is determined accurately. For the sake of comparison measurements were also undertaken on silica and beryllia samples. The alumina sample was provided by Materials Research Corporation. The purity is higher than 99.9% with 0.25%, 0.10%, 0.02%, and 0.01%, respectively, of Si, Mg, Ca, and Na. The mean grain dimension is < 1.5 μm. The beryllia sample comes from Consolidated Beryllium, Ltd. with a purity of 99.5%. The BeO sample was not polished and its surface roughness was not specified. Optical inspection shows that the grain dimension is of the order of 10 μm.

Typical experimental reflectance curves for alumina, silica, and beryllia are reproduced in Fig. 3 [Al₂O₃, Fig. 3(a); SiO₂, Fig. 3(b); BeO, Fig. 3(c)].

For each sample, four curves that correspond to the four CO₂ laser emission bands are reported. Their differences show the material dispersion. The crosses are experimental data; the solid curves represent the results of a least-squares fit of experimental data with the theoretical expressions recalled in Eq. (1), (2), and (2'). The value of the refractive index and the extinction coefficient deduced from the fit of experimental curves for each CO₂ laser emission line are summarized in Table I. For BeO the reflectance obtained for each set of wavelengths that corresponds

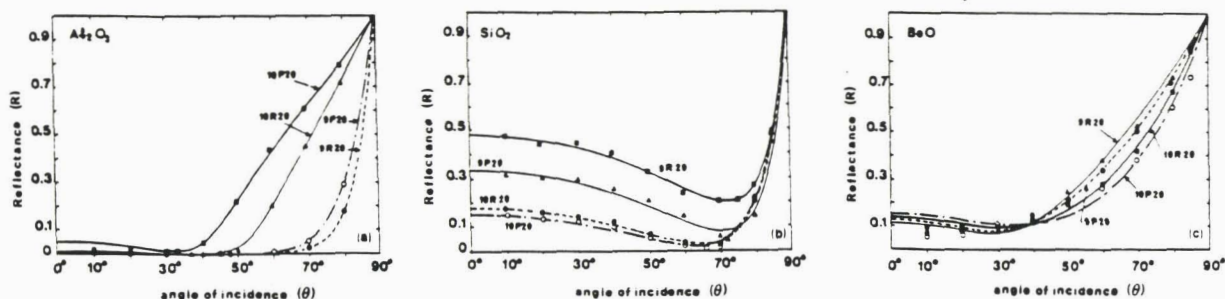


Fig. 3. Reflectance versus angle of incidence for (a) Al₂O₃, (b) SiO₂, and (c) BeO. For each material the four curves correspond to the 9R20, 9P20, 10R20, and 10P20 CO₂ laser emission lines.

to the same CO₂ emission branch is approximately the same. This proves clearly that BeO is less dispersive than Al₂O₃ or SiO₂ in the λ = 10-μm region. Therefore only the refractive index and extinction coefficient values for the 10P20, 10R20, 9R20, and 9P20 laser lines are reported.

IV. Analysis of the Experimental Data

The curves reproduced in Fig. 3 show a similar evolution of reflectance with angle of incidence that is in good overall agreement with the theory. When the angle of incidence is increased, the reflectance falls to a minimum and increases up to unity for grazing angles. For Al₂O₃, the weak reflectance at near-normal incidence reflects the small extinction coefficient value. One can note clearly that the Al₂O₃ extinction coefficient increases with wavelength. The strong dispersion of Al₂O₃ is well illustrated by the change of the pseudo-Brewster angle. It changes from 28° for the 10P34 laser line up to 50° for the 9P34 line (not reproduced in Fig. 1), corresponding to a change of refractive index from 0.6 at λ = 10.74 μm to 1.16 at λ = 9.20 μm. The dispersion of Al₂O₃ is well known.^{2,4,5,14} The occurrence of four lattice vibrations centered at λ = 15.7, 17.6, 22, and 22.6 μm contributes strongly to the behavior of the refractive index. As an example, it is less than unity at λ = 10.6 μm and higher than unity at λ = 9.6 μm. The excellent guiding properties of Al₂O₃ at λ = 10.6 μm are attributed to this particular situation for which the refractive index is smaller than unity. Then total reflection occurs when an infrared wave propagates in a hollow Al₂O₃ waveguide.

To compare the experimental data to the theoretical we have computed the refractive index and the extinction coefficient from data of monocrystalline Al₂O₃ (sapphire, corundum) published by Barker.⁴ The complex refractive index is calculated from the classical oscillator parameters (the strength Δε_n, the frequency ν_n, and the linewidth γ_n of the n-th mode) by using the expression⁴

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + \sum_n \Delta\epsilon_n^2 \frac{\nu_n^2}{\nu_n^2 - \nu^2 + j\nu\gamma_n} \quad (5)$$

where ε_∞ is the limiting value of ε at frequencies much greater than the lattice vibration frequencies.

The calculation is made for two cases: (i) the electric field is parallel to the C axis of the crystal (E_{||}) and (ii) the electric field is perpendicular to the C axis (E_⊥). The curves that were obtained for different wavelengths are reported in Fig. 4. The n and k values for E_{||} and E_⊥ are very close. The extinction coefficient increases from 0.01 at λ = 9.27 μm to 0.035 at λ = 10.59 μm. The hot-pressed Al₂O₃ is a polycrystalline form. It is composed of microscopic crystals with the C axis randomly oriented. The refractive index and the extinction coefficient certainly lie between the values that were obtained for E_{||} and E_⊥ as deduced from the fit.

The filled circles in Fig. 4 represent the experimen-

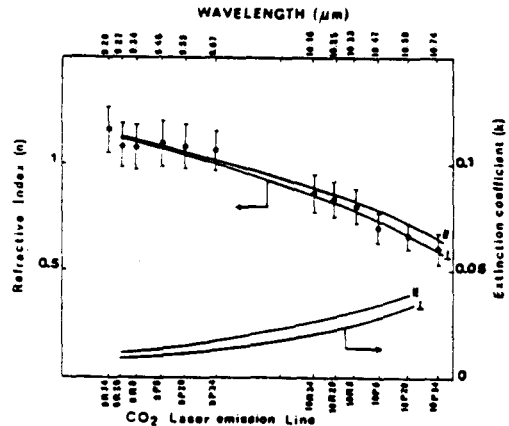


Fig. 4. Calculated refractive index and extinction coefficient for Al₂O₃ from classical oscillator parameters.⁴ The solid curves represent the calculated values. The crosses represent experimental data for n. The experimental data for k are 1 order of magnitude higher and are not represented. || refers to the electric field parallel to the crystal C axis; ⊥ refers to the electric field perpendicular to the crystal C axis.

tal data. They show good correlation between the theoretical and experimental values of the refractive index especially at wavelengths around 10.6 μm. The small discrepancy of experimental data for wavelengths below 10 μm could be related to the weak reflectance in this region. This weak reflectance gives a greater relative uncertainty for the reflectance measurements and as a consequence the pseudo-Brewster angle is not as well defined as in the 10.6-μm region in which the reflectance is higher. Moreover, in this case, measurements are sensitive to additional effects that can no longer be neglected. These are laser power fluctuations, background thermal emission, and thermal emission from the sample itself. This method is then rather suitable for materials that have some appreciable reflectance, i.e., a sufficiently high value of k.

The comparison of experimental and theoretical values of k shows that the experimental k values are higher than the theoretical ones by a factor of 20 (Table I and Fig. 4). The theoretical values were calculated from data that correspond to a monocrystal sample. The optical characteristics of polycrystalline Al₂O₃ are quite different from those of monocrystalline Al₂O₃. The main difference comes from the randomly oriented small grain structure of the hot-pressed Al₂O₃. Physically, inhomogeneities that are due to the grain structure lead to diffusion that may account for this discrepancy. The dependency of the n and k values versus the wavelength is in good agreement with those published elsewhere.¹⁻⁵ The decrease of n and the increase of k with wavelength conforms to the theory and the measurements performed with other methods. The discrepancy of measurements furnished by methods of determination including this one comes not only from the different methods used but also from the sample characteristics on which the measurements are per-

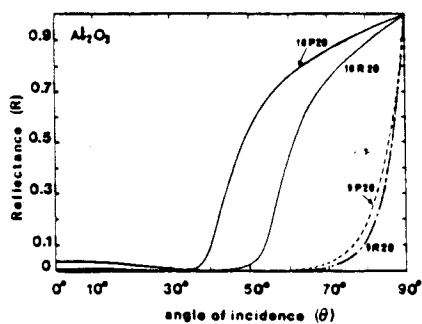


Fig. 5. Computed reflectance curves of Al_2O_3 from classical oscillator parameters published by Barker.⁴ The four curves correspond to the 9R20, 9P20, 10R20, and 10P20 CO_2 laser emission lines.

formed. Purity, density, and surface finish may have some importance on the results.

To gain further insight into this discrepancy, we have computed the reflectance versus the angle of incidence for the n and k values that were calculated from the data reported by Barker⁴ for monocrystalline Al_2O_3 .

We obtained two values of the reflectance R_{\parallel} and R_{\perp} depending on the relative orientation of the infrared field with the crystal C axis. For the polycrystalline form the probability for the field to encounter a direction perpendicular to the C axis is twice the one to encounter the C axis direction, therefore, the reflectance has been considered as the following weighted average:¹⁶

$$\rho = 1/3 R_{\parallel} + 2/3 R_{\perp}. \quad (6)$$

Figure 5 lists the curves of the computed reflectance. The wavelength dependency is identical to the experimental curves. The value of the pseudo-Brewster angle and the reflectance level at near-normal incidence are in good agreement. For the 10P20 line the reflectance at near-normal incidence is theoretically obtained to be 0.05. This value agrees with the experimental value (Fig. 1) even though the k value differs in the two cases. The main difference occurs between the grazing angle and the pseudo-Brewster angle. It shows clearly the better adequacy of the method to predict waveguiding losses than methods that rely on the normal reflectance or pseudo-Brewster angle measurements.

Silica is a material for which many measurements of optical constants have been performed. For the wavelengths of interest, the technique commonly used is based on the Kramers-Krönig method.^{5,17} The two constants n and k are determined over a large range of wavelengths but, to our knowledge, no data have been published for CO_2 line emission frequencies. Comparing our results with the published ones, the evolution of the refractive index and extinction coefficient is once again respected. By increasing the wavelength, the refractive index increases from the value $n = 2.03$ at the 9R34 line to $n = 2.45$ at the 9P20 line and decreases down to 1.7 at

the 10P34 line. The extinction coefficient decreases from $k = 2.6$ at the 9R34 to $k = 0.7$ at the 10P34 line. The decrease of k with the wavelength is illustrated by the decrease of the reflectance at near-normal incidence when it passes from the 9R20 to the 10P20 laser line emission. The constant n evolves in the same way, the pseudo-Brewster angle changing from 72° to 66° . It is not easy to deduce the values of n and k that correspond to the wavelengths of interest from the n and k curves reported by Worrell⁶ for comparison. In many reports that deal with waveguide loss calculations, the value $\nu = 2.5-j0.75$ published by Simon and McMahon¹⁸ is retained. Lang and Wolfe¹⁷ found $\nu = 2.02-j0.19$ at $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. In Ref. 2, $\nu = 2.0-j0.1$ is used for calculation. In this work \bar{n} is determined to be $\nu = 1.89-j0.73$ at the 10P20 line. As for Al_2O_3 , the discrepancy of the results should be related to the methods and the sample used in the experiment.

As for Al_2O_3 and SiO_2 , BeO presents a dispersive effect in the $\lambda = 10\text{-}\mu\text{m}$ region. Nevertheless this dispersion is much smaller than in Al_2O_3 and SiO_2 . This feature is in agreement with the n and k curves reported by Worrell.⁵ These curves show that the refractive index decreases slowly with wavelength over the CO_2 laser emission wavelengths, presents a minimum near $\lambda = 10 \mu\text{m}$, and increases again. The extinction coefficient has a monotonic increase in this region. At the 10P20 line, n and k can be estimated to be, respectively, 0.2 and 1.2 from the curves reported by Worrell. Our measurements agree with the n and k wavelength dependency. The difference comes from the magnitude. We measure n and k to be, respectively, 0.59 and 0.46. There is a factor of 2 for the two constants. Loh has reported $\nu = 0.045-j1.1$.¹⁶ The values deduced by fitting experimental curves depend on the given weighting of data that correspond to different angles of incidence. We can also note that Loh's measurements were performed on a single crystal and those of Worrell correspond to a sample surface polished to $0.25\text{-}\mu\text{m}$ grain while our sample roughness is much higher. The weak observed reflectance is due to roughness. Diffusion effects strongly bias the measurements. In that sense, the deduced optical constants are effective for infrared waveguides.

We now make some comments about the results and accuracy of the present method. The method is mainly based on measuring the reflectance and the relative uncertainty is minimized when the reflectance is rather high. Therefore, the method we report should be used preferentially for materials with a nonnegligible extinction coefficient. Other experiments have shown how the reflectance depends on the smoothness of the sample surface: the reflectance changes but not the pseudo-Brewster angle. The roughness should therefore affect the k value but not the n value of the refractive index. This effect can be taken into account by choosing the angles of incidence and the corresponding weights for the fit. The diffusion effect decreases for grazing angles.

In addition, for grazing angles the situation is near the one that occurs in waveguiding conditions. For grazing incidence the reflectance is higher and there is a natural weighting in the fit. One point to be noted is that the values we propose can be considered as effective values since they are obtained in a situation that is close to the one of infrared waveguiding. In particular, hollow waveguides made in hard ceramics are not suitable for a perfect surface finish. Indeed, only effective values of n and k can be used to predict infrared losses.

V. Conclusion

We have reported a method for measuring effective optical constants of materials generally retained in transmission or CO₂ waveguide laser construction. The first interest is the simplicity of the method, which requires only currently available optical devices and a detector. Then, one can measure the optical constants of the true samples rather than use values deduced from other samples that may differ. The second interest is the wide range of angles of incidence explored. By fitting the experimental data in such a way as to minimize the obvious diffusion effect and by giving a high weight to the grazing angle measurements, we can determine the effective values of optical constants. Moreover, the use of a CO₂ laser as a source permits the determination of the optical constants at the exact emission wavelengths.

The effective optical constants that we have reported should lead to a more accurate prediction of infrared waveguiding losses. In order to determine their degree of improvement, they should be checked with measured waveguide losses.

We acknowledge with pleasure the skillful assistance of X. X. Van Hygelandt for the computational part of this work, especially for the nonlinear fitting procedure. We thank the reviewer and M. Walters for their remarks after rereading the text.

References

1. R. L. Abrams and W. B. Bridges, "Characteristics of sealed-off waveguide CO₂ lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 940-946 (1973).
2. R. M. Jenkins and R. W. J. Devereux, "Dispersion phenomena in hollow alumina waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21, 1722-1727 (1986).
3. G. H. Häfele, "Das Infrarotspektrum des Rubis," *Z. Naturforsch. Teil A* 18, 331-335 (1963).
4. A. S. Barker, Jr., "Infrared lattice vibrations and dielectric dispersion in corundum," *Phys. Rev.* 132, 1474-1481 (1963).
5. C. A. Worrell, "Infrared optical constants for CO₂ laser waveguide materials," *J. Mater. Sci.* 21, 781-787 (1986).
6. H. Mayer, *Physik dünner Schichten wissenschaftliche* (Verlagsgesellschaft mbH, Stuttgart, Germany, 1950).
7. O. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films* (Butterworth, London, 1950).
8. F. Gori and G. Guattari, "Nonambiguous determination of optical constants for absorbing materials," *Appl. Opt.* 30, 36-41 (1991).
9. N. J. Harrick and N. J. Riederman, "Infrared spectra of powders by internal reflection spectroscopy," *Spectrochim. Acta* 21, 2135-0000 (1965).
10. J. B. Gillespie and G. H. Goedecke, "Refractive indices of powdered materials using attenuated total reflectance spectroscopy," *Appl. Opt.* 28, 3985-3992 (1989).
11. P. V. Ashrit, S. Badilescu, F. E. Girouard, and V. Truong, "Water absorption studies in thin films by the IR attenuated total reflection method," *Appl. Opt.* 28, 420-424 (1989).
12. V. N. Morozov, "Calculation of optical constants in a reflection refractometer by the method of derivatives," *Sov. J. Opt. Technol.* 55, 6-7 (1988).
13. P.-O. Nilsson, "Determination of optical constants from intensity measurements at normal incidence," *Appl. Opt.* 7, 435-442 (1968).
14. J. L. Morris and J. E. Jenkins, "A semi-automatic method for the determination of the refractive index of solids," *J. Phys. E* 22, 27-30 (1989).
15. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, New York, 1965).
16. E. Loh, "Optical phonons in BeO crystals," *Phys. Rev.* 166, 673-678 (1968).
17. M. L. Lang and W. L. Wolfe, "Optical constants of fused silica and sapphire from 0.3 to 25 μm ," *Appl. Opt.* 22, 1267-1268 (1983).
18. I. Simon and H. O. McMahon, "Study of the structure of quartz, cristobalite, and vitreous silica by reflection in infrared," *J. Chem. Phys.* 21, 23-30 (1953).

ANNEXE B

(Submitted for publication, Applied Optics)

INFRARED OPTICAL CONSTANTS OF POLYCRYSTALLINE BORON NITRIDE

Abstract :

Effective optical constants of BN have been determined at CO₂ laser wavelengths. Waveguiding losses are hence evaluated to be $3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ for a 2 mm inner diameter guide showing the suitability of BN for CO₂ waveguide laser construction.

Mechanical, thermal and optical properties dictate the selection of materials for hollow waveguide CO₂ laser construction. Beryllia and Alumina are solid dielectric materials which are widely used for CO₂ waveguide laser devices. These polycrystalline ceramics are generally chosen since they exhibit a high thermal conductivity which yields an efficient heat exchange. This heat exchange is required for optimal gain and efficiency of the CO₂ laser. An interesting property of these materials is their low coefficient of expansion giving low thermal frequency drifts of the laser. The low waveguiding losses of Alumina and Beryllia at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ are attributed to their low refractive index. Existence of absorption bands near the $\lambda=10 \mu\text{m}$ region makes the refractive index less than unity at this wavelength (1, 2). This particular situation is convenient in providing an efficient total reflexion when infrared radiation propagates in waveguides made of such materials. The only major drawbacks of these two hard ceramics is the difficulty in machining them: diamond tools are generally required. In addition, Beryllia dust is highly toxic. These inconveniences make Alumina and Beryllia waveguide construction expensive. An alternative approach is to use other ceramics that possess high thermal conductivity but are easy to machine. Polycrystalline Boron Nitride fulfills these

requirements. The structure of this friable ceramic is hexagonal (3, 4). The fine grained nature of Boron Nitride is obtained from a hot pressing of BN powder. During this process, the bulk grain BN acquires a privileged direction which is that of the pressing force, so that most of its properties are anisotropic. It can be fabricated in different grades which are mainly related to the purity level. The common purity is typically 95.5%. This ceramic can be easily, safely and precisely worked with conventional machining techniques. Very straight and smooth surface channels can be obtained at moderate cost. This feature together with a high thermal conductivity, a very high electric rigidity and non toxicity makes this material attractive for waveguide CO₂ laser construction (5-8). Table I summarizes the main physical properties of Boron Nitride which are compared to the ones of Alumina and Beryllia. Boron Nitride appears to be superior to both Alumina and Beryllia in terms of dielectric insulation and linear expansion. As Alumina and Beryllia, Boron Nitride is chemically stable. However, its porosity makes it suitable for flowing gas configurations rather than for sealed-off operation.

Material	Al ₂ O ₃	BeO	BN //	BN ⊥
Purity	99.7%	99.25%	95.5%	95.5%
Thermal expansion (°C 10 ⁻⁶)	6.6	7.3	<0.1	<0.1
Electric rigidity (kV/cm)	30	10-14	31	31
Dielectric constant (at 1 MHz)	9.7	6.4	4.1	4.1
Thermal conductivity (Cal/s cm °C)	0.06	0.6	0.145	0.095

Table I - Properties of Boron Nitride, Beryllia and Alumina. Signs // and ⊥ refer respectively to directions parallel and perpendicular to the pressing direction on which the axis of the guide is generally taken.

The waveguiding properties and the output characteristics of the waveguide laser depend on the refractive index and extinction coefficient at the wavelength of interest (9). The infrared optical constants are not as well known as those of Alumina or Beryllia. Whereas these two last materials have been thoroughly investigated because they are widely used, very little is known about the infrared properties of Boron Nitride. In particular waveguiding properties at CO₂ laser wavelengths have never been reported previously to our knowledge. A. Papayoanou (5), C. Crocker et al. (6) and more recently H. Xiaoyong et al. (7) are the only authors who report the use of Boron Nitride in building CO₂ waveguide lasers. A part of our work on a miniaturized waveguide CO₂ lasers has been reported in ref. 8. A preliminary literature search has not revealed any data available on the optical constants of Boron Nitride in the 10 μm wavelength region. The particular purpose of this paper is therefore to specify the refractive index and the extinction coefficient in the λ=10 μm region, especially for the wavelengths of the CO₂ laser emission lines. Effective values of optical constants have been determined on the guide sample itself.

The method of determination has been described previously (10). Briefly, it is based on the measure of the reflectance of a Boron Nitride sample irradiated with a linearly polarized beam emitted by a CO₂ laser. The value of the reflectance is measured versus the angle of incidence of the beam incident on the sample. The angle of incidence is varied from near normal incidence to grazing incidence. The polarization of the laser beam has been chosen in the plane of incidence. Experimental reflectance data are then fitted by means of a non linear least squares procedure using the well known theoretical expression of the reflectance for the p polarization direction (11). The p polarization was retained because the evolution of the reflectance contains more information due to the existence of a minimum of reflectance occurring at the pseudo-Brewster angle which does not exist for the s polarization.

Measurements have been performed for twelve different CO₂ laser emission lines covering the 9.6 and 10.6 μm emission bands. Figure 1 shows the dependence of the

reflectance on the angle of incidence at $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ (10P20 emission line). The dots represent experimental data and the curve is the reflectance calculated from the n and k values deduced from the fitting program. Measurements of reflectance at different CO_2 laser emission lines have not revealed any dispersion effect in the $10 \mu\text{m}$ wavelength region. The small variation of the n and k values deduced from the fitting for the different wavelengths remains in the limit of accuracy of the determination method. The complex refractive index is determined as the average of values obtained at different wavelengths to be $\nu=1.94-j0.20$. Since no value has been published for Boron Nitride polycrystalline ceramic in the wavelength region of interest, only comparison with values reported at other wavelengths can be made. J. M. Dutta has reported the value $\nu=2.07-j1.43$ at $\lambda=1.23 \mu\text{m}$ (12). Using a monocrystal sample, C. B. Sclar has measured the value $\nu=2.2-j1.66$ (3). The working wavelength was not specified. Commercial technical notes report a dielectric constant of 4.1 at $\lambda=300 \text{ mm}$ (13). As can be seen from comparison of the values we have measured and the published ones, the values we have obtained at $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ agree satisfactorily with the ones reported at other wavelengths. This shows that the dispersion of Boron Nitride is remarkably small over a large wavelength range. The accuracy of the refractive index has been estimated from the average value of n and the maximum deviation of the measurements. It was determined to ± 0.05 . As shown in ref. 10, the accuracy of the method of determination is low for small values of k when n is nearly equal to 2. The accuracy of the the extinction coefficient is about ± 0.15 . Additional effects can modify the value of the refractive index. In particular, impurities can contribute in increasing the value of the extinction coefficient. A non perfect polishing can influence the measured values of n and k . This is the result of diffusion phenomena which depend on the grain size. In ref. 14, it has been shown that the surface roughness leads to lower values of the refractive index. This feature is well illustrated by fig. 2 where we report the results of reflectance measurements undertaken on three samples which have been polished with abrasive and having different grain dimensions (75, 200 and $500 \mu\text{m}$)

Boron Nitride waveguides are obtained from polycrystalline ceramic by a machining procedure and it should be expected that the waveguiding properties will depend on the machining quality. On the other hand, we can consider as a first approximation that the wave propagates making multiple reflexions at grazing angles on the inner surface of the guide. In the method of determination, the fitting program gives naturally a high weight to data corresponding to high values of the angle of incidence. In that way we believe that the method of determination takes these effects into account. From these considerations, the deduced values are qualified as effective. These effective values should be adequate in predicting waveguiding properties since they are obtained in situations very close to the ones occurring in waveguiding.

The guiding properties of hollow waveguides are related to the values of the refractive index (n) and extinction coefficient (k) of the material. In particular, when the waveguide is used in a laser device, losses and the relative phase shift of different modes determine the main output characteristics of the laser. The losses are expressed by the amplitude attenuation coefficient which is given for a cylindrical hollow waveguide by the following expression derived by Marcatili and Schmeltzer (9) :

$$\alpha_{nm} = \left[\frac{u_{nm} \lambda}{2\pi} \right]^2 \frac{1}{a^3} \operatorname{Re}(v_n)$$

Where :

n and m are integers specifying the mode number.

λ is the wavelength.

a is the radius of the guide.

u_{nm} is the m^{th} root of the n^{th} order Bessel's equation (i. e. $J_n(u_{nm})=0$).

and

$$v_n = \frac{v^2 + 1}{2\sqrt{v^2 - 1}} \quad \text{for the } EH_{nm} \text{ modes } (n \neq 0)$$

$v = n - ik$ is the complex refractive index.

Using the effective values that we have measured, we are now able to predict infrared losses for Boron Nitride waveguides. We consider a circular hollow waveguide of 2 mm internal diameter. The calculated losses at $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ (10P20 emission line) are $2.9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Similar calculations have given $1.15 \cdot 10^{-4}$ and $6.9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ for Alumina and Beryllia respectively.

The attenuation coefficient value is very close to that of Alumina or Beryllia. In terms of waveguiding losses, Boron Nitride is shown to be suitable for use in infrared waveguides. We can predict that Boron Nitride can be advantageously used in high power devices in a flowing gas configuration where small signal gains reach values of $2\% \text{ cm}^{-1}$.

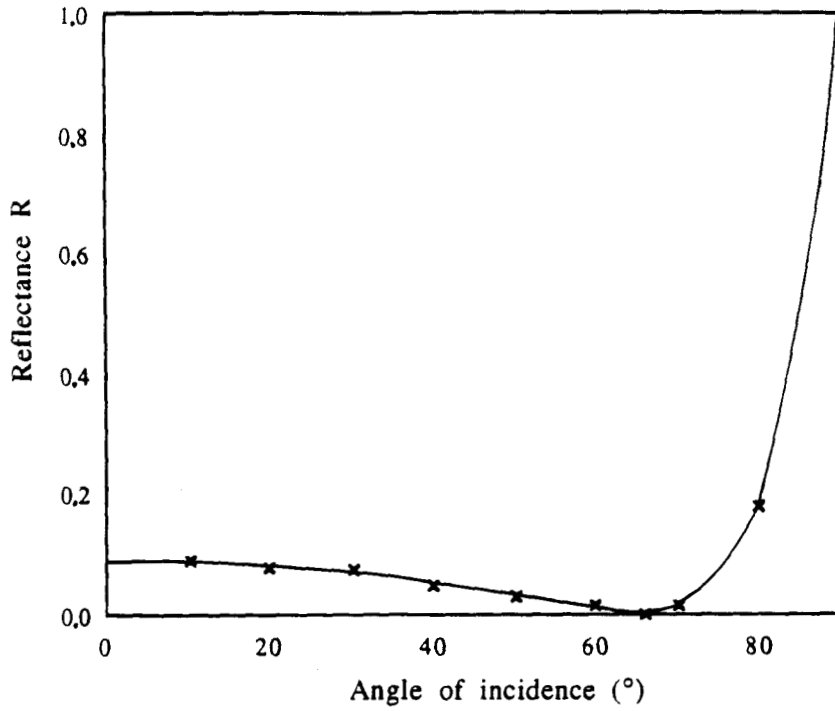


Fig. 1 - Reflectance of Boron Nitride at $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ versus angle of incidence. The dots are experimental data and the solid curve is the reflectance calculated using the n and k values deduced from the fit.

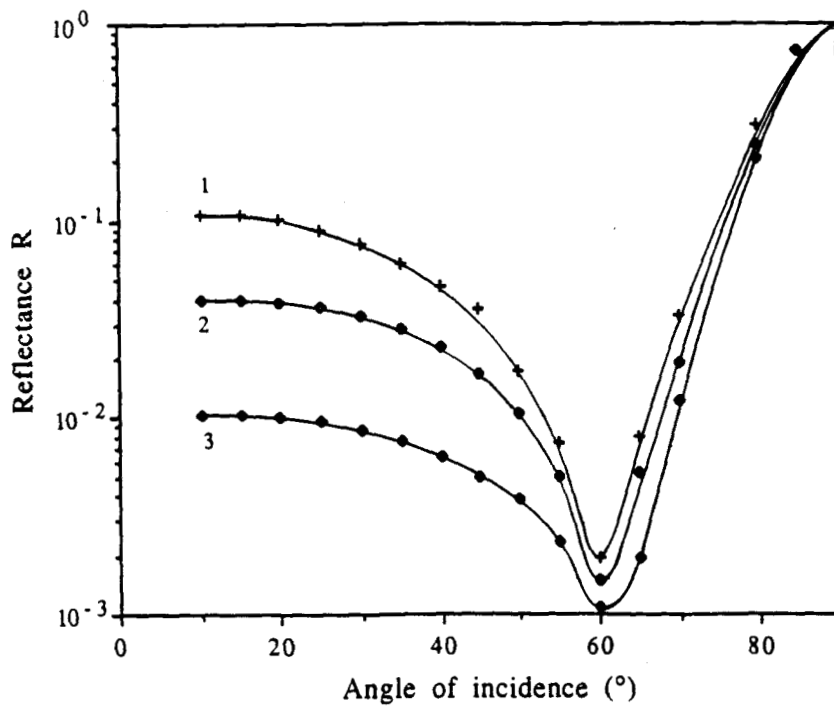


Fig. 2 - Reflectance of Boron Nitride at $\lambda=10.59 \mu\text{m}$ versus angle of incidence obtained for samples polished with different abrasive grades .

References :

- 1 - C.A. Worrell, Infrared optical constants for CO₂ laser waveguide materials, J. of Mat. Sci. 21 (1986), pp.781-787.
- 2 - A.S. Barker, Jr, Infrared lattice vibrations and dielectric dispersion in Corundum, Phys. Rev.132 (1963), pp. 1474-1481.
- 3 - C. B. Sclar and C. M. Schwartz, Relation of molar refraction to coordination in polymorphs of Boron Nitride and Carbon, Zeitschrift für Kristallographie, Bd. 121 (1965), pp. 463-466.
- 4 - A. Onddera, K. Inoue, H. Yoshihara, H. Nakae, T. Matsuda and N. Hirai, Synthesis of cubic Boron Nitride from rhombohedre form under high static pressure, J. Mat. Sc. 25 (1990), pp. 4279-4284.
- 5 - A. Papayoanou, An improved channel waveguide, IEEE J. Quantum Electron. QE-13 (1977), pp. 27-28.
- 6 - D. Crocker and R. J. Butcher, CO₂ lasers using Boron Nitride waveguides for high resolution spectroscopy, Infrared Phys. 21 (1981), pp. 85-91.
- 7 - H. Xiaoyong, L. Fengmei, Z. Taixun, Z. Jingshan and L. Shuqin, Rev. Sci. Instrum. 62 (1991), pp. 546-547
- 8 - M. Khelkhal and F. Herlemont, A 30 watts miniaturized flowing gas rf excited CO₂ waveguide laser (to be published, Infrared Phys.).

9 - E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers, Bell Sys. Tech. J. 43 (1964), pp. 1783-1809.

10 - M. Khelkhal and F. Herlemont, Determination of effective optical constants of infrared CO₂ waveguide laser materials (to be published, Appl. Optics).

11 - M. Born and E. Wolf, Principles of optics (Pergamon Press, Oxford, London, Edinburgh, New-York, 1965).

12 - J. M. Dutta and C. R. Jones, Dielectric measurements of selected ceramic materials at 245 GHz, J. Appl. Phys. 64 (1988), pp. 4674-4577.

13 - Technical Information of Boron Nitride, The Carborandum Company, P. O. Box 339, Niagra Falls, NY 14302.

14 - R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, Ellipsometry and polarized light (Amsterdam, North Holland, 1987), pp. 359-363.

ANNEXE C

Optics Communications 86 (1991) 167-169
North-Holland

OPTICS
COMMUNICATIONS

Guiding properties of infrared circular hollow waveguides for CO₂ lasers

M. Khelkhal and F. Herlemont

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, C.N.R.S., U.A.-249, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

Received 18 June 1991

The relative losses for the TE₀₁ and EH₁₁ waveguide modes are evaluated as a function of the complex refractive index of waveguide material. Emphasis is placed on the role played by the extinction coefficient of the waveguide at the laser emission wavelength.

A number of papers deal with infrared hollow waveguides for transmission of infrared laser radiation [1-5]. Various technologies have been used to increase the potential application of such waveguides and to open new fields of application. For the realization of infrared sources such as the CO₂ waveguide laser, much fewer possibilities are allowed in the choice of materials owing to the required additional physical properties such as thermal conductivity, electrical isolation, chemical stability or vacuum tightness.

The optical properties of the material dictate the guiding properties and are generally determinant on the mode structure of the laser itself. One special example is when the flat laser mirrors are placed close to the ends of the guide. In this widely encountered case (cavity with dual-case I configuration), the mode structure is determined by the guiding properties of the hollow waveguide: i.e. the losses and the relative dephasing of the different modes.

Our purpose is to compare the losses of the lower order modes TE₀₁ and EH₁₁ versus the complex refractive index of the guide.

The expression of the propagation modes of hollow cylindrical dielectric waveguides have been derived by Marcatili and Schmeltzer [6]. The TE_{0m} modes are known to apply to circular hollow metallic waveguides since they have lower losses and the EH_{nm} modes show lower losses for dielectric waveguides.

The loss coefficient for the *nm* mode has been shown [6] to be equal to

$$\alpha_{nm} = \left(\frac{u_{nm}\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{a^3} \operatorname{Re}(v_n), \quad (1)$$

where u_{nm} is the *m*th root of the *n*-order Bessel function (i.e. $J_n(u_{nm})=0$), λ is the free space wavelength, a is the radius of the guide, and

$$\begin{aligned} v_n &= \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}} && \text{for the TE}_{0m} \text{ modes } (n=0), \\ &= \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} && \text{for the TM}_{0m} \text{ modes } (n=0), \\ &= \frac{\nu^2 + 1}{2\sqrt{\nu^2 - 1}} && \text{for the EH}_{nm} \text{ modes } (n \neq 0), \end{aligned}$$

with $\nu = n - ik$ the complex refractive index.

The currently admitted value of the material refractive index for the EH₁₁ lower-order mode displaying losses lower than those of the TE₀₁ mode is 2.02 [6,7]. In the original paper of Marcatili and Schmeltzer, this value is derived when the imaginary part of the refractive index is neglected ($k=0$). Owing to the lattice vibration modes occurring in the infrared, bulk materials generally exhibit a complex refractive index with an imaginary part which may not be always neglected. This imaginary part determines the guiding properties.

In order to probe the influence of the imaginary part, it is interesting to compare the losses for the TE₀₁ and EH₁₁ modes. The two modes have identical losses when the refractive index $\nu = n - ik$ satisfies the condition

$$f(n, k) = 2(u_{01}/u_{11})^2, \tag{2}$$

with

$$f(n, k) = (n^2 - k^2 + 1) + 2nk + \frac{2nk}{(n^2 - k^2 - 1) + [(n^2 - k^2 - 1)^2 + 4(nk)^2]^{1/2}}$$

The function $f(n, k)$ is plotted in fig. 1. The horizontal plane $f(n, k) = 1.593$ corresponds to equality of losses for the two lowest order modes TE₀₁ and EH₁₁. The intersection of this plane with the curve $f(n, k)$ gives a curve in the plane (n, k) which is reported in fig. 2. As can be seen on this figure, it gives two regions: the central part (A) where the TE₀₁ mode possess the lower losses and the two lateral parts (B) for which the EH₁₁ mode is the favoured mode. For the particular case $k=0$, the equality of losses is obtained for $n=2.02$ as stated before by Marcetili and Smeltzer [6].

On the same figure are plotted the published val-

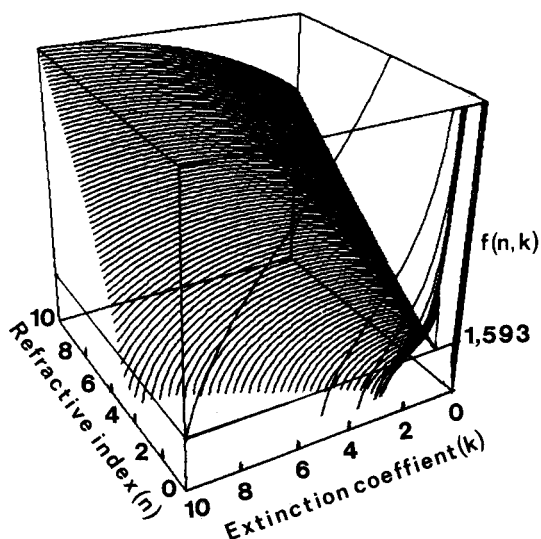


Fig. 1. Relative losses of TE₀₁ to EH₁₁ modes as a function of refractive index (n) and extinction coefficient (k).

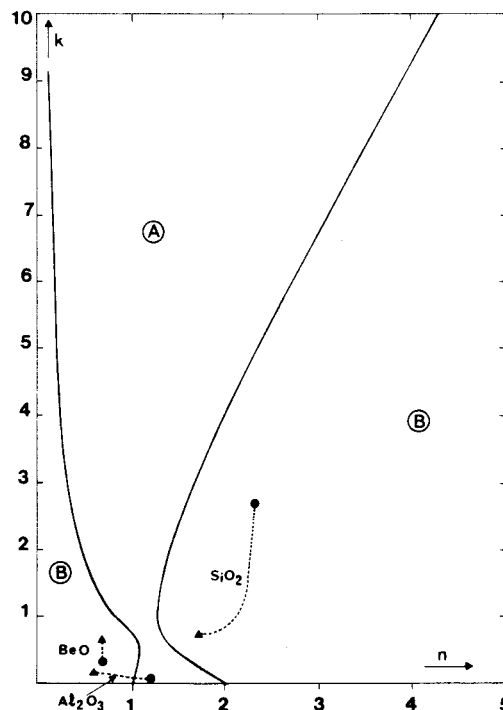


Fig. 2. Curves showing the equality of losses for the TE₀₁ and EH₁₁ modes as a function of n and k . ● refers to the $\lambda=9.6 \mu\text{m}$ region, ▲ refers to the $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ region.

ues of optical constants of materials currently used for waveguide laser construction. Owing to their dispersion, the refractive index changes with the emission wavelength. Therefore, a line is drawn to join the points corresponding to the refractive index values for the two CO₂ emission band centers (i.e. $\lambda=9.6 \mu\text{m}$ and $\lambda=10.6 \mu\text{m}$). As shown in fig. 2, the dots are all situated in the lateral regions (except for alumina at $\lambda=9.6 \mu\text{m}$): they give a dielectric behavior to the waveguide since they favour the EH₁₁ mode.

The curve in fig. 2 gives an easy way to indicate the mode selectivity of waveguide materials. The materials with a dielectric guiding can be classified in two categories. The first one corresponds to materials with weak values both for n and k (e.g. alumina or beryllia). The second one corresponds to the category of silica with relatively large values of n and k . The metallic materials for which n and k are large but k larger than n belong to the same category corresponding to the top of the region (A). The selec-

tivity for the mode structure increases when the representative point moves off the curves corresponding to the equality of the loss for the two modes.

This brief analysis shows that the usual classification in metallic or dielectric waveguide based on the electrical properties is not straightforward to describe the behaviour of infrared hollow waveguide. As shown above, circular dielectric waveguides may support TE modes with losses lower than those of EH modes. In that sense, they behave "more" like infrared metallic waveguides.

The analysis can be easily extended to higher-order modes and may find applications in the design of novel infrared waveguide structures since numer-

ous materials absorb strongly in the infrared.

References

- [1] C.A. Worrell, *J. Mater. Sci.* 21 (1986) 780.
- [2] M. Miyagi, K. Harada, Y. Aizawa and S. Kawakami, *SPIE* 484 (1984) 117.
- [3] D.R. Hall, E.K. Gorton and R.M. Jenkins, *J. Appl. Phys.* 48 (1977) 1212.
- [4] C.A. Hill, R.M. Jenkins and R.W.J. Devereux, *IEEE J. Quantum Electron.* 24 (1988) 618.
- [5] M.E. Marhic and E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.* 38 (1981) 743.
- [6] E.A.J. Marcatili and R.A. Schmeltzer, *Bell. Sys. Tech.* 43 (1964) 1783.
- [7] J.J. Degnan, *Appl. Phys.* 11 (1976) 1.

ANNEXE D

OPTIMISATION DE L'UNIFORMITE DE LA DECHARGE R.F.

Un des problèmes posés par l'excitation d'un laser guide d'onde par un champ radiofréquence est la non uniformité de la décharge. Les dimensions transversales finies du guide induisent la présence de charges d'espace qui définissent deux bandes de charge positive le long des deux électrodes dont le gain est pratiquement nul. Cette non uniformité transversale peut être minimisée par un choix convenable de la valeur de la fréquence d'excitation du milieu amplificateur (généralement comprise entre 20 et 200 MHz). Par ailleurs, la longueur des guides et par conséquence celle des électrodes n'est pas **infiniment** courte devant la longueur d'onde du champ R.F. Les électrodes seront donc considérées comme des lignes en circuit ouvert à leur extrémité. La réflexion de l'onde R.F. à cette extrémité donne une onde stationnaire qui est à l'origine de la non uniformité longitudinale de la décharge. Des variations de tension de 25 % peuvent se produire à des fréquences de l'ordre de 100 MHz pour un guide d'environ 30 cm de long (25, 130, 150). En certains points la décharge de type α peut transiter vers une décharge de type γ . L'efficacité de la décharge peut alors se trouver fort diminuée.

La tête laser peut être traitée comme une ligne de transmission présentant des pertes. Ces pertes tiennent compte de la puissance absorbée par le milieu actif. Un élément de ligne de longueur unité sera caractérisé par une résistance r et une inductance l en série. Soient c et g la capacité et l'admittance du laser par unité de longueur (Fig. D-1).

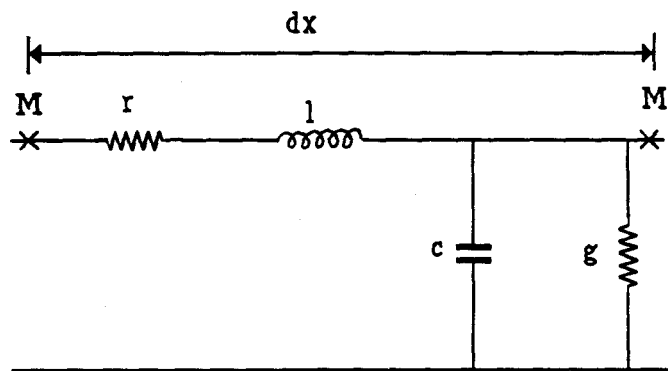


Fig. D-1 : Représentation d'un élément de ligne à pertes de longueur unité.

La ligne se compose donc :

- d'un élément série $z = r + j\omega$ D-1

- d'un élément en parallèle $y = g + jc\omega$ D-2

La variation de la tension et du courant entre un point M et un point M' séparés par la distance dx dans la direction longitudinale s'écrivent (58) :

$$\frac{dV}{dx} = zI \quad \text{D-3}$$

$$\frac{dI}{dx} = yV \quad \text{D-4}$$

I et V sont les valeurs instantanées du courant et de la tension.

Les relations précédentes conduisent immédiatement aux deux expressions suivantes :

$$\frac{d^2V}{dx^2} - yzV = 0 \quad \text{D-5}$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} - yzI = 0 \quad \text{D-6}$$

Si l'on définit la constante de propagation le long de la ligne par la quantité $\gamma = (yz)^{1/2} = \alpha + j\beta$, les deux expressions précédentes peuvent être réécrites sous la forme :

$$\frac{d^2V}{dx^2} - \gamma^2V = 0 \quad \text{D-5'}$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} - \gamma^2I = 0 \quad \text{D-6'}$$

On peut aussi définir l'impédance caractéristique de la ligne :

$$Z_0 = \left(\frac{z}{y}\right)^{1/2} \quad \text{D-7}$$

La tension varie sinusoidalement et d'après la relation (D-5') son expression peut être écrite sous la forme suivante :

$$V(x) = V_e \cos(Bx)$$

D-8

où V_e est l'amplitude de la tension en bout de ligne et x la distance du point considéré à l'extrémité de la ligne.

B est une grandeur complexe introduite pour tenir compte des pertes :

$$B = -j \gamma$$

D-9

Deux cas sont à considérer :

1- La décharge n'est pas amorcée : la résistance est infinie et la conductance g est nulle. Si d'autre part on néglige la résistance série r , y et z sont alors des impédances réactives, nous avons alors une ligne sans pertes. La constante de propagation γ se réduit à :

$$\gamma = j \omega (c l)^{1/2}$$

D-10

et la constante B s'écrit :

$$B = \omega (c l)^{1/2}$$

D-11

La constante B est réelle et la ligne ne présente pas de pertes. La tension le long de la ligne varie sinusoidalement (Fig. D-2).

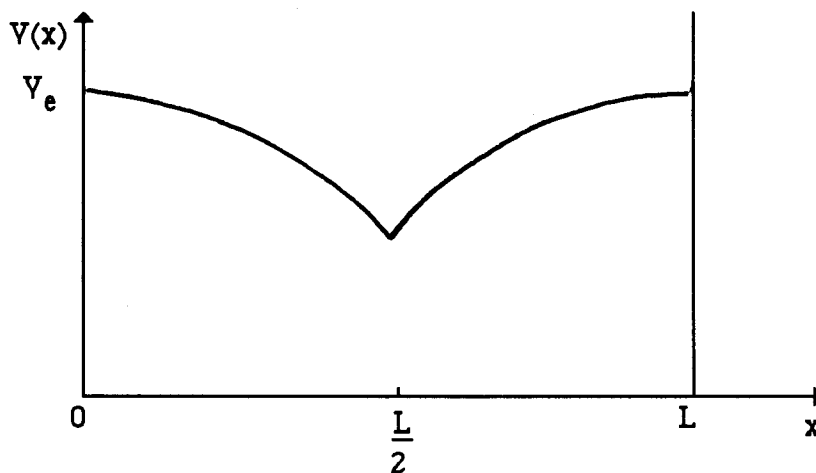


Fig. D-2 : Variation de la tension le long du guide de longueur L .

2- La décharge est amorcée : la conductance g n'est plus négligeable, la ligne présente des pertes. La constante B est complexe et la variation de $V(x)$ suit une loi moins simple. Le calcul se simplifie si on pose (39, 151) :

$$Bx = M(x)\exp(j\mu) \quad \text{D-12}$$

et

$$S(x) \exp(j\sigma) = \cos(M(x)\exp(j\mu)) \quad \text{D-13}$$

Les paramètres M , S , μ et σ sont des grandeurs réelles. On peut écrire :

$$Bx = -j\gamma x = -j(\alpha + j\beta)x = \beta x - j\alpha x \quad \text{D-14}$$

En négligeant la résistance r , la constante de propagation se met sous la forme :

$$(yz)^{1/2} = \alpha + j\beta \quad \text{et} \quad (yz) = (g + j\omega c) j\omega l = (\alpha + j\beta)^2 \quad \text{D-15}$$

On en déduit les expressions des parties réelle et imaginaire de la constante de propagation :

$$\alpha = \left(\frac{1}{2}\right)^{1/2} \left\{ -\omega^2 cl + \omega^2 \left[(cl)^2 + \left(\frac{gl}{\omega}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad \text{D-16}$$

$$\beta = \left(\frac{1}{2}\right)^{1/2} (\omega gl) \left\{ -\omega^2 cl + \omega^2 \left[(cl)^2 + \left(\frac{gl}{\omega}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{-1/2} \quad \text{D-17}$$

Le module et l'argument de $Bx = \beta x - j\alpha x$ sont donnés par :

$$M(x) = \left[(\alpha x)^2 + (\beta x)^2 \right]^{1/2} \quad \text{D-18}$$

$$\text{tg}\mu = -\frac{\alpha}{\beta} \quad \text{D-19}$$

Le module et l'argument de $\cos(Bx)$ sont respectivement donnés par :

$$S(x) = \left| \frac{V(x)}{V_e} \right| \tag{D-20}$$

$$\operatorname{tg}\mu = -\frac{\omega C}{g} \left\{ \left[1 + \left(\frac{g}{\omega C} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \tag{D-21}$$

La figure D-3 montre la variation de S proportionnelle à $\frac{V(x)}{V_e}$ en fonction de M dépendant de x pour différentes valeurs de μ dans le cas où $\left(\frac{g}{\omega C_e}\right)^2 \ll 1$ et $\operatorname{tg}\mu = -\left(\frac{1}{2R_d\omega C_e}\right)$ ($R_d = \frac{1}{g}$ est la résistance de la décharge et C_e la capacité totale des électrodes).

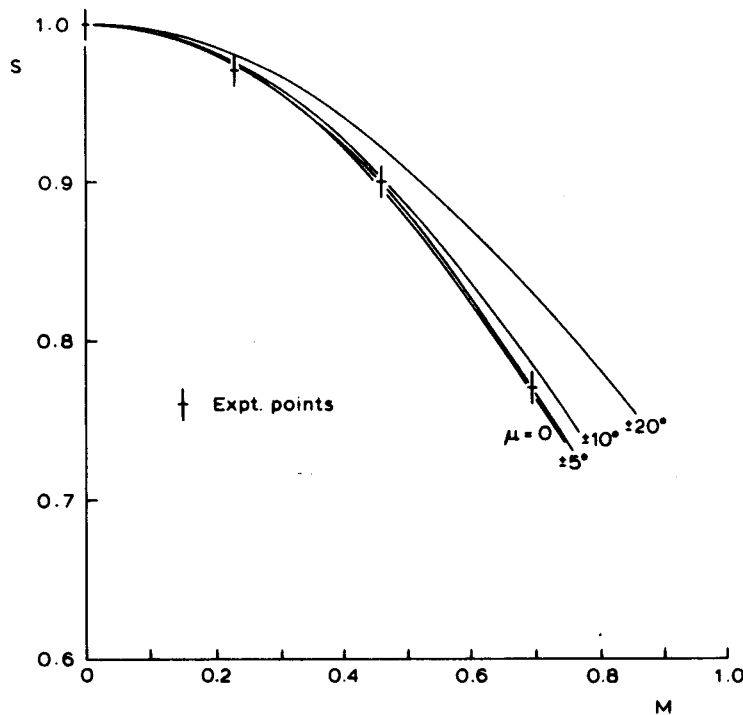


Fig. D-3: Allure des variations de la quantité S en fonction de M d'après D. He et D. R. Hall (130).

La condition $\left(\frac{g}{\omega C_e}\right)^2 \ll 1$ signifie que la résistance de la décharge est beaucoup plus grande que la capacitance de la tête laser. Pour $C_e=15$ pF, $\omega=6,28 \cdot 10^8$ rd/s et $R_d=500 \Omega$, la condition précédente conduit à l'inégalité $0,03 \ll 1$. On en conclut que la distribution de tension le long de la ligne est presque identique à celle en absence de décharge. Cela expliquerait en partie la bonne uniformité de la décharge dans nos têtes laser qui est à l'origine des performances obtenues.

Lorsque cela est nécessaire, plusieurs solutions peuvent être envisagées pour réduire les variations de tension le long de la ligne:

1- Augmenter la longueur d'onde R.F. Cependant si la fréquence diminue trop, cela conduit à une perte d'efficacité de l'excitation (les zones striées de charge positive à faible gain s'élargissent et la résistance de la décharge augmente).

2- Travailler avec des guides courts au détriment de la longueur de décharge et donc de la puissance extraite.

3- Exciter des lignes d'électrodes en plusieurs points. Cette solution conduit à d'importants problèmes d'interférences.

4- Terminer la ligne par un court circuit inductif.

Si Z_1 est l'impédance de l'élément en bout de ligne, le rapport de la tension en bout de ligne sur la tension au point d'application est donné par :

$$\frac{V(x)}{V_e} = \cos(Bx) + j\frac{Z_0}{Z_1} \sin(Bx) \quad \text{D-22}$$

Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne.

Pour minimiser les pertes par dissipation ainsi que les variations de tension $V(x)$, Z_1 doit être une impédance inductive.

$$\frac{V(x)}{V_e} = \cos(Bx) + j\frac{Z_0}{\omega L_1} \sin(Bx) = \cos(Bx) + jD\sin(Bx) \quad \text{D-23}$$

avec $D = \frac{Z_0}{\omega L_1}$.

La faible atténuation de la ligne suggère que nous pouvons approximer la constante B à la constante β , ce qui permet de définir un autre paramètre $A = (1 + D^2)^{-1/2}$ et le rapport de la tension au point d'application sur la tension à l'extrémité peut être écrit sous la forme :

$$\frac{V(x)}{V_e} = \frac{1}{A} \cos(\beta x - \phi) \quad \text{D-24}$$

avec $\Phi = \text{Arccos}A$. On s'intéresse à $\beta x - \Phi < \frac{\pi}{2}$.

Dans le cas particulier où $D=0$ (Z_1 est infinie), $A=1$ et $\Phi=0$ correspondant à une ligne ouverte, nous retrouvons la variation simple selon une loi sinusoidale avec une phase qui change. L'augmentation de Φ conduit à une réduction des variations de la tension, ce qui permet de choisir Z_1 pour minimiser les variations de $V(x)$.

Si Δ est la différence entre $\frac{V(x)}{V_e}$ et $\frac{V(0)}{V_e}$ en bout de ligne ($x=0$) :

$$D = \left[(1 + \Delta)^2 - 1 \right]^{1/2} \quad \text{D-25}$$

Si l'on impose que le rapport $\frac{V(x)}{V_e}$ ne varie pas plus de 5%, il faut que βx soit inférieur à 0,761 radians

5- Compensation par plusieurs inductances :

Les techniques précédentes ont pour effet de baisser la variation de tension le long de la ligne. La dernière méthode, en plus de la limitation de la variation de tension, permet un transfert efficace de la puissance R.F. dans la tête laser, ce qui permet d'utiliser des structures à forte capacité.

La limitation de longueur ou de fréquence peut être reculée par l'adjonction de plusieurs inductances placées régulièrement le long de la ligne à pertes. C'est la technique utilisée dans les lasers guide d'onde à forte capacité. L'effet de ces inductances est de tourner l'angle de phase dans la direction négative. Ceci est réalisé par des admittances négatives. Des variations n'excédant pas 5% peuvent être obtenues sur des longueurs de ligne non négligeables devant la longueur d'onde guidée (25, 130, 150). L'effet est d'autant plus marqué que la fréquence est élevée.

Considérons un élément l_p en parallèle avec chaque élément de la décharge de résistance r_d et de capacité c_e suivant la figure D-4.

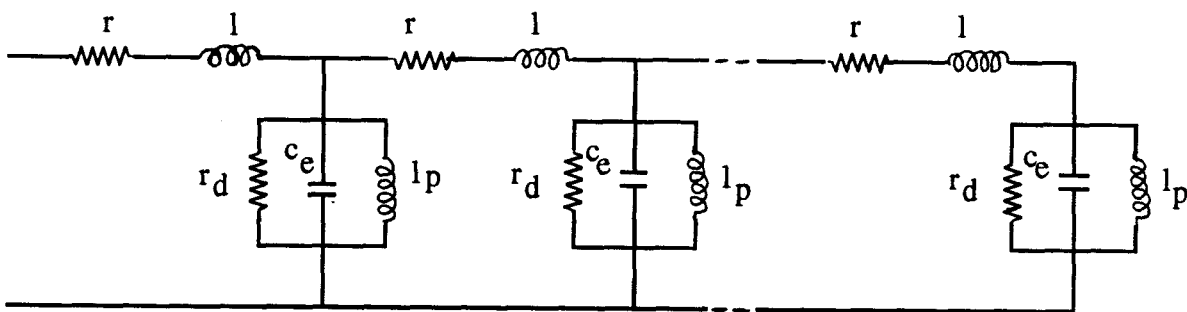


Fig. D-4 : Schéma électrique de la ligne de transmission à pertes.

Nous avons vu que, les pertes par dissipation étant faibles, nous pouvons approximer la constante B à la constante β . Pour minimiser les variations de tension $V(x)$, il est nécessaire de minimiser βx . D'autre part β s'écrit :

$$\beta = \omega(cl)^{1/2}$$

D-26

Il faudrait donc choisir l et c ou les deux pour que β soit faible ou alors travailler à faible fréquence, ce qui n'est pas toujours souhaitable (la performance de la décharge diminue à faible fréquence). Comme on n'est pas toujours maître du choix de l et c , l'autre idée est de supprimer le rôle de c par l'adjonction de l_p et de réaliser la condition de résonance pour chaque élément de ligne c'est à dire réaliser la condition $\omega l_p c = 1$.

L'impédance de chaque élément court-circuité par l'inductance l_p est alors donnée par la relation :

$$\frac{1}{Z} = jc\omega \left[1 - \frac{1}{l_p c \omega^2} \right]$$

D-27

La capacité effective c' pour chaque élément de la ligne est :

$$c' = c \left[1 - \frac{1}{cl_p \omega^2} \right]$$

D-28

La condition de résonance $cl_p \omega^2 = 1$ conduit à $c'=0$, ce qui se traduit par la situation idéale d'uniformité de la tension sur toute la longueur de la ligne.

Pour voir comment est affectée l'uniformité de la décharge par l'inductance l_p , l'admittance g de la décharge et par la fréquence près de la condition de résonance, on peut considérer les relations suivantes si la résistance série r est négligeable :

$$z = j\omega l_p$$

D-29

$$y = g + j\omega c'$$

D-30

La constante de propagation complexe est :

$$\gamma = (yz)^{1/2} = [j\omega l_p (g + j\omega c')]^{1/2} = \alpha + j\beta$$

D-31

Les parties réelle et imaginaire sont données par :

$$\alpha = \left\{ \frac{\omega l_p}{2} \left[g^2 + \omega^2 c^2 \left(1 - \frac{1}{\omega^2 c l_p} \right) \right]^{1/2} - \frac{\omega^2 l_p c}{2} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 l_p c} \right) \right\}^{1/2} \quad \text{D-32}$$

$$\beta = \frac{\omega g l_p}{\alpha} \quad \text{D-33}$$

A la résonance $c'=0$, les grandeurs α , β et γ s'écrivent alors :

$$\alpha_r = \left(\frac{\omega l_p g}{2} \right)^{1/2} \quad \text{D-34}$$

$$\beta_r = \left(\frac{\omega l_p g}{2} \right)^{1/2} \quad \text{D-35}$$

$$\gamma_r = (1 + j) \left(\frac{\omega l_p g}{2} \right)^{1/2} \quad \text{D-36}$$

La tension se met sous la forme :

$$V(x) = V_e \cos(\beta - j\alpha)x = V_e \left[\cos(\beta x) \cosh(\alpha x) + j \sin(\beta x) \sinh(\alpha x) \right] \quad \text{D-37}$$

où $\beta = -j\gamma$ inclut les effets de la décharge.

En prenant la racine carrée du module élevé au carré, il est facile de déduire l'expression :

$$V(x) = V_e \left[\cos^2(\beta x) + \sinh^2(\alpha x) \right] \quad \text{D-38}$$

Si la ligne a une longueur d , la tension à l'extrémité de la ligne est :

$$V(x=d) = V_d = V_e \left[\cos^2(\beta d) + \sinh^2(\alpha d) \right] \quad \text{D-39}$$

et le rapport des tensions est alors donné par :

$$\left| \frac{V(x)}{V_d} \right| = \left| \frac{\cos^2(\beta x) + \sinh^2(\alpha x)}{\cos^2(\beta d) + \sinh^2(\alpha d)} \right|$$

D-40

Nous avons calculé la variation de la tension le long de la ligne pour différentes valeurs de la capacité des électrodes sans correction de tension. Le calcul est fait à la fréquence d'excitation de 100 MHz, une valeur de self inductance des électrodes de 2,5 nH/cm et une résistance de décharge variant de 3 kΩ cm à 12 kΩ cm. Les résultats sont reproduits sur la figure D-5.

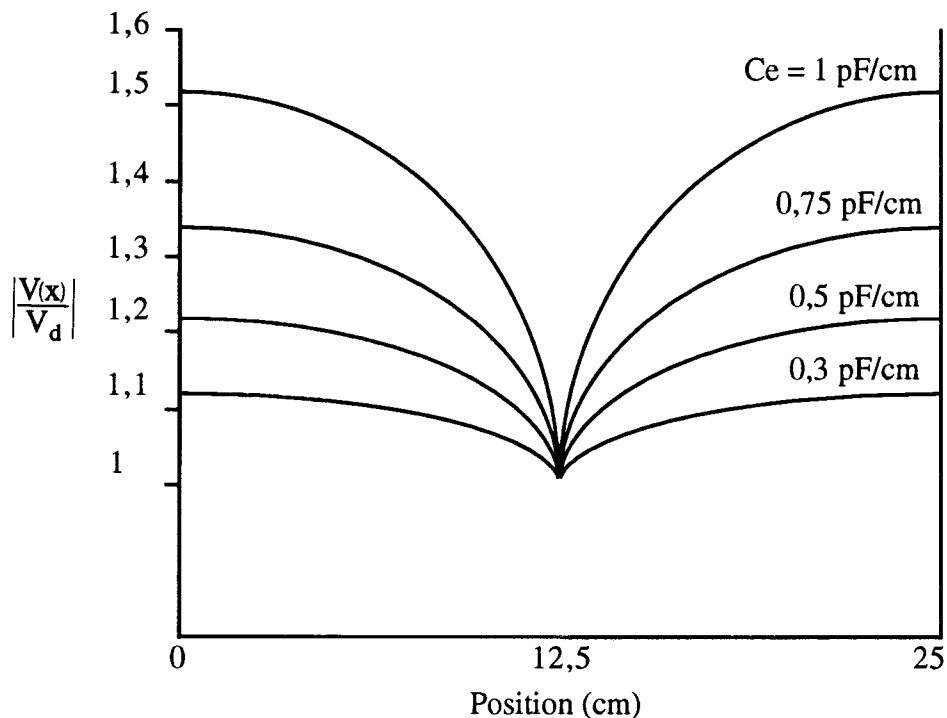


Fig. D-5 : Variation de la tension le long de la ligne de transmission à pertes pour différentes valeurs de la capacité des électrodes.

La variation de la résistance de décharge ne modifie pratiquement pas la distribution de tension. Par contre, la valeur de la capacité des électrodes montre que la tension est d'autant plus uniforme que cette valeur est faible. Ainsi pour nos têtes laser dont la capacité est de l'ordre de 0,3 pF/cm, la tension obtenue est uniforme à 10% près.

ANNEXE E

ESTIMATION DES QUANTITES INTERVENANT DANS L'EFFICACITE DU TRANSFERT DE PUISSANCE

Un des problèmes essentiels dans l'excitation radiofréquence est celui du transfert de puissance du générateur au plasma de la décharge. Les éléments constituant le circuit d'adaptation d'impédance ont pour but d'optimiser ce transfert.

Les courants "haute fréquence" circulent uniquement à la périphérie du conducteur, c'est l'effet de peau bien connu. On peut considérer en première approximation que le courant est uniformément réparti sur une épaisseur égale à l'épaisseur de peau. Cette épaisseur de peau est une fonction de la fréquence angulaire (ω), de la conductivité du matériau (σ) et de sa perméabilité (μ). Son expression est donnée par :

$$e = \left(\frac{2}{\mu\sigma\omega} \right)^{1/2} \quad \text{E-1}$$

Le circuit d'adaptation est constitué d'une self inductance en série et d'une capacité en parallèle avec l'impédance de la tête laser. Il y a lieu de considérer la résistance de la self inductance et celle des électrodes de la tête laser.

Les électrodes sont des fils de Cuivre. Pour ces conducteurs circulaires de longueur L et de diamètre d, la résistance est donnée par :

$$R_e = \frac{L}{\sigma\pi de} \quad \text{E-2}$$

La self inductance est constituée d'un ruban de Cuivre. Pour ce conducteur rectangulaire de largeur a et d'épaisseur h, la résistance s'écrit sous la forme :

$$R_i = \frac{L}{2\sigma(a + h)e} \quad \text{E-3}$$

Les électrodes sont constituées de l'électrode centrale attaquée en son milieu et des deux électrodes latérales de part et d'autre reliées à la masse (Fig. E-1). Les quatre fils de masse sont parcourus par un courant efficace moyen $\frac{I}{4}$ qui décroît linéairement.

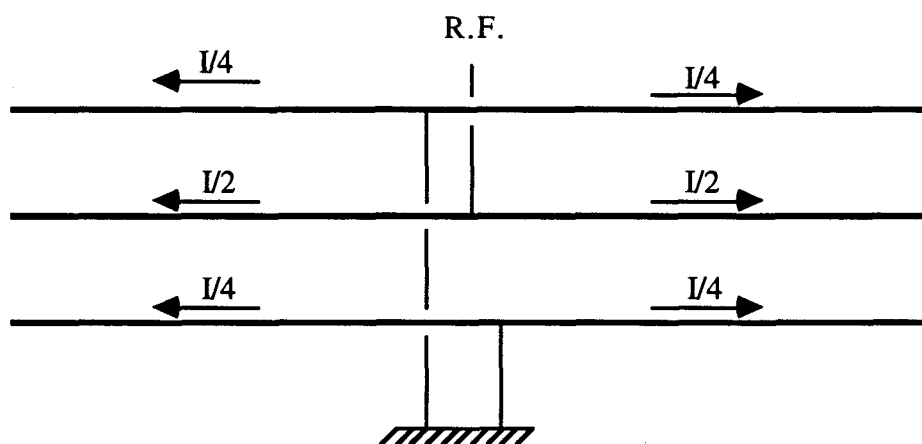


Fig. E-1 : Courant électrique parcourant les différentes branches des électrodes.

Les deux fils chauds constituant l'électrode centrale sont de la même façon parcourus par un courant effectif moyen $\frac{I}{2}$.

La résistance des fils constituant les électrodes est alors donnée par :

$$R_e = \frac{L_e}{\sigma \pi d e} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \right) \quad \text{E-4}$$

La résistance de la self inductance a pour expression :

$$R_i = \frac{L_i}{2\sigma(a+h)e} \quad \text{E-5}$$

L_e et L_i sont la demi-longueur des électrodes et la longueur de l'enroulement de la self inductance. La résistance globale est alors donnée par :

$$R_s = \frac{1}{e\sigma} \left[\frac{L_i}{2(a+h)} + \frac{3L_e}{4\pi d} \right] \quad \text{E-6}$$

Les électrodes de la tête laser sont constituées de fils de cuivre ($\sigma=0,58 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}\Omega^{-1}$) de 0,8 mm de diamètre et de 24 à 25 cm de longueur. La self inductance est un ruban de cuivre de 10 à 15 cm de longueur, 4 à 5 mm de largeur et 70 μm d'épaisseur. La résistance parasite est dans ces

conditions de l'ordre de $0,1 \Omega$. Les pertes par effet Joule dans le circuit d'adaptation seront donc très faibles.

Le coefficient de transfert de puissance peut être calculé très facilement (Fig. E-2).

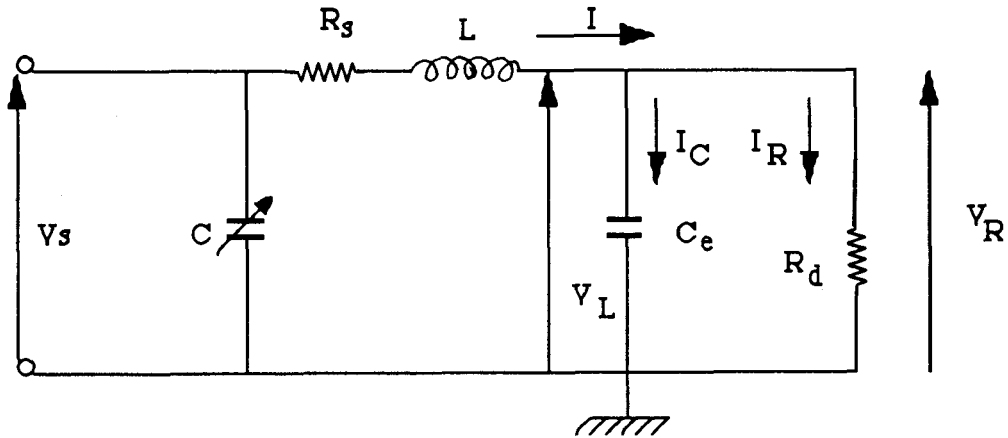


Fig. E-2 : Schéma électrique équivalent de la tête laser et du circuit d'adaptation d'impédance.

La puissance totale fournie à la tête laser se compose de la puissance injectée dans le plasma et de la puissance perdue dans la résistance série parasite :

$$P = P_L + R_s I^2 = \left[R_d + R_s (1 + \omega^2 R_d^2 C_e^2) \right] I_R^2 \quad \text{E-7}$$

où R_s est la résistance parasite en série des connexions électriques.

Le coefficient de transfert est donné par le rapport de la puissance consommée par le plasma sur la puissance totale fournie :

$$\frac{P_L}{P} = \frac{R_d}{R_d + R_s (1 + \omega^2 R_d^2 C_e^2)} \quad \text{E-8}$$

Cette expression montre qu'en fonction de R_d le maximum de transfert est obtenu pour $\omega^2 R_d^2 C_e^2 = 1$. Elle montre également que pour une résistance de décharge donnée et si l'on veut travailler avec une fréquence d'excitation suffisamment élevée il est souhaitable de choisir une configuration d'électrodes à faible capacité.

Lorsque le circuit d'accord est adapté, la partie imaginaire de l'impédance de la tête laser est nulle. Il en résulte que la tension aux bornes de la tête laser V_L sur la tension aux bornes de la source V_S est :

$$\frac{V_L}{V_S} = \left(\frac{R_d}{50}\right)^{1/2} \quad \text{E-9}$$

Ce rapport représente le gain du circuit d'adaptation qui détermine la tension maximale disponible avant l'allumage de la décharge. Il est d'autant plus grand que la résistance de décharge est importante.

Le rapport de surtension est défini comme le rapport de la tension d'amorçage sur la tension de fonctionnement :

$$A = \frac{V_L}{V_R} \quad \text{E-10}$$

Nous avons vu que les pertes par effet Joule dans le circuit d'adaptation sont négligeables. Nous pouvons les estimer par la détermination du courant électrique I qui circule dans le circuit d'adaptation (Fig. E-2).

La tension aux bornes de la décharge est :

$$V_R = R_d I_R \quad \text{E-11}$$

Le courant électrique qui circule à travers la capacité de la tête laser est :

$$I_C = C_e \frac{dV_R}{dt} = \omega C_e R_d I_R \quad \text{E-12}$$

Si l'on définit le coefficient de qualité Q du circuit comme le rapport du courant qui circule dans la résistance de décharge (I_R) sur le courant qui circule à travers la capacité des électrodes (I_C), son expression est donnée par :

$$\frac{I_R}{I_C} = \frac{1}{\omega R_d C_e} = \frac{1}{Q} \quad \text{E-13}$$

Le courant électrique dans le circuit d'adaptation (en particulier celui dans la self inductance où les pertes peuvent se produire) est donné par :

$$I = (I_R^2 + I_C^2)^{1/2} = I_R(1 + Q^2)^{1/2} \quad \text{E-14}$$

Ce courant peut être exprimé en fonction de la puissance d'excitation absorbée P. Compte tenu des relations (E-9) et (E-11), nous obtenons :

$$I = \left(\frac{P}{R_d(1 + Q^2)} \right)^{1/2} \quad \text{E-15}$$

Pour une puissance d'excitation de 350 Watts, une résistance série de 0,5 Ω et une fréquence d'excitation de 100 MHz, nous avons estimé le coefficient de qualité du circuit, le rapport de transfert de puissance et le courant qui circule à travers la self inductance pour différentes valeurs de la capacité des électrodes et deux valeurs de la résistance de décharge. Les résultats du calcul sont donnés dans le tableau E-1.

		R _d =200 Ω		R _d =600 Ω		
C _e (pF)	Q	$\frac{P_L}{P}$ (%)	I (A)	Q	$\frac{P_L}{P}$ (%)	I (A)
13	1,6	99,09	0,70	4,9	97,96	0,15
20	2,5	98,20	0,49	7,5	95,40	0,10
30	3,77	96,34	0,34	11,3	90,30	0,07
50	6,23	90,81	0,21	18,8	77,12	0,04

Tableau E-1 : Valeurs calculées du coefficient de transfert de puissance, du courant qui circule dans le circuit d'adaptation et du coefficient de qualité du circuit d'adaptation.

Il est facile de constater que le transfert de puissance est d'autant plus efficace que la capacité des électrodes et la résistance de la décharge sont faibles. La capacité des électrodes de la tête laser est fixée par la géométrie des électrodes qui détermine en partie la valeur de la résistance de décharge. Cette dernière peut être diminuée par une augmentation de la fréquence et de la puissance d'excitation ainsi que par la composition du mélange gazeux. Mais d'un autre côté une trop forte diminution de cette résistance conduit à une baisse du coefficient de qualité du circuit d'accord et du rapport de la tension disponible sur la tête laser avant l'allumage sur la tension aux bornes de la source. Par ailleurs, le courant qui circule dans les éléments augmente conduisant à des pertes de puissance par effet Joule plus importantes.

REFERENCES

- 1- T. S. Fahlen, "Performance of a Compact Sealed 200 W CO₂ Laser",
IEEE J. Quantum Electron. QE-11 (1975), pp. 848-849.
- 2- De Maria, "Review of CW high power CO₂ lasers", Proc. IEEE 61 (1973), pp. 731-748.
- 3- P. W. Smith, "A waveguide gas laser", Appl. Phys. Lett. 19 (1971), pp. 132-134
- 4- U. E. Hochuli and P. R. Haldemann, "Life problems of dc and rf-excited low-power cw
CO₂ waveguide lasers", Rev. Sci. Instrum. 57 (1986), pp. 2238-2241.
- 5- A. L. S. Smith, H. Shields and A. E. Webb, "Cathode Materials for Sealed CO₂ Waveguide
Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-19 (1983), pp. 815-820.
- 6- A. Javan, W. B. Bennett Jr and D. B. Herriott, "Population inversion and continuous optical
maser oscillation in gas discharge containing a HeNe mixture", Phys. Rev. Lett. 6 (1961)
pp. 106-109.
- 7- P. Barchewitz, L. Dorbec, R. Farrenq, A. Truffert and P. Vautier, "Infrared emission of CO
and CO₂ continuous laser emission with CO₂ by direct action of a high frequency
excitation", C.R. Acad. Sc., Paris t. 260 (1965), pp. 3581-3582.
- 8- W. E. Bell, "Ring discharge excitation of gas ion lasers" Appl. Phys. Lett. 7 (1965), pp.
190-191.
- 9- J. P. Goldsborough, E. D. Huges and W. E. Bell, "RF induction excitation of a CW visible
laser transition in ionized gases", Appl. Phys. Lett. 8 (1966), pp. 137-139.
- 10- C. O. Brown and J. W. Davis, "Closed-cycle performance of a high-power electric-
discharge laser", Appl. Phys. Lett. 21 (1972), pp. 480-481.
- 11- D. B. Nichols and W. M. Brandenburg, "Radiofrequency Preionization in a Supersonic
Transverse Electrical Discharge Laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972),
pp. 718-719.
- 12- A. C. Eckbreth and J. W. Davis, "RF augmentation in a CO₂ closed-cycle electrical
discharge convection lasers", Appl. Phys. Lett. 21 (1972), pp. 25-27.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1- T. S. Fahlen, "Performance of a Compact Sealed 200 W CO₂ Laser",
IEEE J. Quantum Electron. QE-11 (1975), pp. 848-849.
- 2- De Maria, "Review of CW high power CO₂ lasers", Proc. IEEE 61 (1973), pp. 731-748.
- 3- P. W. Smith, "A waveguide gas laser", Appl. Phys. Lett. 19 (1971), pp. 132-134
- 4- U. E. Hochuli and P. R. Haldemann, "Life problems of dc and rf-excited low-power cw
CO₂ waveguide lasers", Rev. Sci. Instrum. 57 (1986), pp. 2238-2241.
- 5- A. L. S. Smith, H. Shields and A. E. Webb, "Cathode Materials for Sealed CO₂ Waveguide
Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-19 (1983), pp. 815-820.
- 6- A. Javan, W. B. Bennett Jr and D. B. Herriott, "Population inversion and continuous optical
maser oscillation in gas discharge containing a HeNe mixture", Phys. Rev. Lett. 6 (1961)
pp. 106-109.
- 7- P. Barchewitz, L. Dorbec, R. Farrenq, A. Truffer and P. Vautier, "Infrared emission of CO
and CO₂ continuous laser emission with CO₂ by direct action of a high frequency
excitation", C.R. Acad. Sc., Paris t. 260 (1965), pp. 3581-3582.
- 8- W. E. Bell, "Ring discharge excitation of gas ion lasers" Appl. Phys. Lett. 7 (1965), pp.
190-191.
- 9- J. P. Goldsborough, E. D. Huges and W. E. Bell, "RF induction excitation of a CW visible
laser transition in ionized gases", Appl. Phys. Lett. 8 (1966), pp. 137-139.
- 10- C. O. Brown and J. W. Davis, "Closed-cycle performance of a high-power electric-
discharge laser", Appl. Phys. Lett. 21 (1972), pp. 480-481.
- 11- D. B. Nichols and W. M. Brandenburg, "Radiofrequency Preionization in a Supersonic
Transverse Electrical Discharge Laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972),
pp. 718-719.
- 12- A. C. Eckbreth and J. W. Davis, "RF augmentation in a CO₂ closed-cycle electrical
discharge convection lasers", Appl. Phys. Lett. 21 (1972), pp. 25-27.

- 13- K. G. Handy and J. E. Brandelik, "Laser generation by pulsed 2.45 GHz microwave excitation of CO₂", J. Appl. Phys. 49 (1978), pp. 3753-3756.
- 14- J. L. Lachambre, J. Mac Farlane, G. Otis and P. Lavigne, "A transversely rf-excited CO₂ waveguide laser", Appl. Phys. Lett. 32 (1978), pp. 652-653.
- 15- K. D. Laackman, "Transverse RF excitation for waveguide lasers", Proceedings of the International Conference on Lasers 78 (1978), pp. 741-743.
- 16- C. P. Christensen, "Pulsed transverse electrodeless discharge excitation of a CO₂ laser", Appl. Phys. Lett. 34 (1979), pp. 211-214.
- 17- C. P. Christensen, F. X. Powell and N. Djen, "Transverse Electrodeless RF discharge Excitation of High Pressure Laser Gas Mixture", IEEE J. Quantum Electron. QE-16 (1980), pp. 949-954.
- 18- G. Allcock and D. R. Hall, "An efficient RF excited waveguide CO₂ laser", Opt. Com. 37 (1981), pp. 49-52.
- 19- P. Laackman, "Sealed-off Low and Medium CO₂ Lasers", Lasers and Optronics (March 1989), pp. 35-41.
- 20- D. R. Hall and H. T. Baker, "Area Scaling boosts CO₂ Laser performance" Laser Focus World (Oct. 1989), p. 77.
- 21- G. A. Griffith, "Transverse rf plasma discharge characterization for CO₂ waveguide laser", SPIE vol. 227, CO₂ Laser Devices and Applications (1980), pp. 6-11.
- 22- L. V. Sutter, "Gain-switched pulsed rf CO₂ waveguide lasers", Optical Engineering 20 (1981), pp. 769-771.
- 23- S. P. Vol'skaya and A. F. Tselykovskii, "Waveguide CO₂ laser with high frequency excitation", Sov. J. Quantum Electron. 11 (1981), pp. 666-667.
- 24- A. E. Bakerev, L. S. Vasilenko and O. M. Skhimnikov, "Amplification in a waveguide CO₂ laser employing an rf electrodeless discharge", Sov. J. Quantum Electron. 12 (1982), pp. 1115-1116.

- 25- G. A. Griffith, "Improved discharge uniformity for transverse rf waveguide CO₂ lasers", SPIE vol. 335, Advanced Laser Technology and Applications (1982), pp. 69-71.
- 26- D. G. Youmans, "Phase looking of adjacent channel leaky waveguide CO₂ lasers", Appl. Phys. Lett. 44 (1984), pp. 365-367.
- 27- J. H. Wang, T. N. Parento and C. M. Lovejoy, "Radiofrequency Pumped Mid-Infrared Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-20 (1984), pp.276-283
- 28- J. Xin and D. R. Hall, "Multipass coaxial Radiofrequency discharge CO₂ Laser", Opt. Com. 58 (1986), pp. 420-422.
- 29- G. L. Bourdet, G. M. Mullot, Y. B. Andre, R. A. Muller and J. Y. Vinet, "High efficiency CO₂ laser", Opt. Com. 60 (1986), pp. 84-86.
- 30- A. Hongo, M. Miyagi, Y. Wagatsuma and S. Nishida, "Thin Film-Coated Waveguide CO₂ Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986), pp. 1604-1608.
- 31- R. A. Hart, L. A. Newman, A. J. Cantor, and J. T. Kennedy, "Staggered hollow-bore waveguide laser array", Appl. Phys. Lett. 51 (1987), pp. 1057-1059.
- 32- D. R. Hall and A. J. Baker, "Area Scaling Boots CO₂-laser Performance", Laser Focus World (Oct. 1989), pp. 77-80.
- 33- K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker and D. R. Hall, "Offset Frequency Stabilization of RF Excited Waveguide CO₂ Laser Arrays", IEEE J. Quantum. Electron. QE-26 (1990), pp. 711-717.
- 34- E. F. Yelden, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack and S. K. Nikumb, "Multichannel slab discharge for CO₂ laser excitation", Appl. Phys. Lett. 58 (1991), pp. 693-695.
- 35- E. F. Yelden, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack and S. K. Nikumb, "A multi-channel slot discharge CO₂ laser employing a toric unstable resonator", Opt. Com. 82 (1991), pp. 503-508.
- 36- L.A. Newman, R.A. Hart, J. T. Kennedy and A. J. DeMaria, "High power coupled CO₂ waveguide laser array", Appl. Phys. Lett. 48 (1986), pp. 1701 -1703.

- 37- L. A. Newman and R. A. Hart, "Recent R&D Advances in Sealed-off CO₂ Lasers", Laser Focus/Electro-Optics (June 1987), pp. 80 -91.
- 38- P. E. Jackson, D. R. Hall and C. A. Hill, "Comparisons of waveguide folding geometries in a CO₂ Z-fold laser", Appl. Opt. 28 (1989), pp. 935-941.
- 39- P. E. Jackson and D. R. Hall, "CO₂ large-area discharge laser using an unstable waveguide hybrid resonator", Appl. Phys. Lett. 54 (1989), pp. 1950-1952.
- 40- I. E. Ross, "The Physics and Technology of Laser Resonators" by D. R. Hall and P. E. Jackson, Adam Hilger, Bristol and New York (1989).
- 41- Fiche technique, Société Anonyme des Télécommunications, 31 rue de Cantagrel, 75013 Paris
- 42- J. Christensen, "The Kaplan CO₂ Laser in Thoracic Surgery" : Laser Surgery. I. Kaplan Ed; Academic, Jerusalem, vol. 1 (1976), pp. 19-24.
- 43- K. Ono, K. Sunage and K. I. Yoshida, "Concave mirror laser beam waveguide for a carbon dioxide laser surgery system", Appl. Opt. 29 (1990), pp. 384-393.
- 44- Lasers à CO₂ guide d'onde Optro 20 distribués par HYCO (Lyon).
- 45- M. Khelkhal, Thèse de 3^{ième} cycle, Université de Lille (1982).
- 46- T. J. Bridges, E. G. Burkhardt and P. W. Smith, "CO₂ waveguide lasers" Appl. Phys. Lett. 20 (1972), pp. 403-405.
- 47- R. E. Jensen and M. S. Tobin, "CO₂ Waveguide Gaz Lasers", Appl. Phys. Lett. 20 (1972), pp. 508-510.
- 48- G. M. Carter and S. Marcus, "A high-power CO₂ waveguide gas Laser", Appl. Phys. Lett. 35 (1979), pp. 129-130.
- 49- D. R. Hall, R. M. Jenkins and P. H. Cross, J. Phys. D10 (1977). pp. 1.
- 50- R. L. Abrams, "Gigahertz tunable waveguide CO₂ laser", Appl. Phys. Lett. 25 (1974), pp. 305-306.

- 51- I.M. Beterov, A.S. Provorov and V.P. Chebotaev, Soc. J. of Quantum Electron. 5 (1975)
- 52- D. Friart, Thèse de 3^{ième} Cycle, Université de Paris XI, Orsay (1977).
- 53- M. Lyszik, Thèse de 3^{ième} Cycle, Université de Lille (1978).
- 54- A. Van Lerberghe, S. Avrillier and C. J. Bordé, "High stability CW waveguide CO₂ laser for high resolution saturation in spectroscopy", IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) pp. 481-486.
- 55- G. Schüfer, H. Hofmann and W. D. Petersen, "Tunable CO₂ waveguide laser with high transverse mode and line discrimination", IEEE J. Quantum Electron. QE-18 (1982), pp.87-90.
- 56- A. G. Gerasimchuk, S. T. Kornilov and E. D. Protsenko, "Tuning of the emission frequency of waveguide CO₂ laser with radio frequency excitation of the active medium", Sov. J. Quantum Electron. 16 (1986), pp. 1089-1092.
- 57- J. J. Degnan, "The Waveguide Review", Appl. Phys. 11 (1976), pp. 1-33.
- 58- P. K. Cheo, Handbook of Molecular Lasers, Marcel Dekker, Inc., New York and Basel (1987), pp. 166-258.
- 59- P. W. Smith, O. R. Wood, P. J. Malomey and C. R. Adams, "Transversely Excited Waveguide Gas Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-17 (1981), pp. 1166-1181.
- 60- P. Lenoir, Thèse de 3^{ième} Cycle, Université de Lille (1982).
- 61- H. Uozumi and M. Takai, "A tunable CW CO₂ waveguide laser for the optical pumping of far-infrared Lasers", Technology Reports of Ransai University : 24 (1983), pp. 71-79.
- 62- D. R. Hall, E. K. Gorton and R. M. Jenkins, "10 μ m propagation losses in hollow dielectric waveguides", J. Appl. Phys. 48 (1987), pp. 1212-1216.
- 63- E. G. Burkhardt, T. J. Bridges and R. W. Smith, "BeO capillary CO₂ waveguide laser", Opt. Com. 6 (1972), pp. 193-195.
- 64- M. B. Klein and R. L. Abrams, "10 μ m waveguide laser power amplifier", IEEE J. Quantum Electron. QE-11 (1975), pp. 609-615.

- 65- A. Papayoanou and Fujisawa, "Porous wall BeO capillary waveguide laser", *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975), pp. 158-160.
- 66- R. Gerlach and N. M. Amer, "Novel CO₂/N₂O waveguide laser", *Rev. Sci. Instrum.* 50 (1979), pp. 1539-1541.
- 67- P. C. Conder, I. R. Redding and R. M. Jenkins, "Novel technology and performance of a high power CO₂ waveguide laser", *Infrared Phys.* 25 (1985), pp. 61-67.
- 68- R. M. Jenkins and R. W. J. Devereux, "Hollow core silica waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23 (1987), pp. 52-58.
- 69- R. M. Jenkins and R. W. J. Devereux, "Dispersion Phenomena in Hollow Alumina Waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21 (1985), pp. 1722-1727.
- 70- R. L. Abrams and W. B. Bridges, "Characteristics of Sealed-Off Waveguide CO₂ Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9 (1973), pp. 940-945.
- 71- A. Papayoanou, "An Improved CO₂ Channel Waveguide Laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13 (1977), pp. 27-29.
- 72- C. Crocker and R. J. Butcher, "CO₂ laser using Boron Nitride waveguide for high resolution spectroscopy", *Infrared Phys.* 21 (1982), pp. 85-91.
- 73- H. Xiaoyong, L. Fengmei, Z. Taixun, Z. Jingshan and L. Shuqin, "A sealed-off tunable Boron Nitride waveguide CO₂ laser", *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991), pp. 546-547.
- 74- M. Khelkhal and F. Herlemont, "A 30 watts miniaturized flowing gas rf excited waveguide laser", *Infrared Phys.* 33 (1992), pp. 213-217.
- 75- R. L. Abrams, "Broadening coefficients for the 10P(20) CO₂ laser", *Appl. Phys. Lett.* 25 (1974), pp. 609-611.
- 76- E. Snitzer, "Cylindrical Dielectric Waveguide Modes" *J. of Opt. Soc. of Am.* 51 (1961), pp. 491-498.

- 77- E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, "Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance transmission and lasers", *The Bell Syst. Technique Journal* 43 (1964), pp. 1783-1809.
- 78- J. J. Degnan, "Waveguide Laser Mode Patterns in the Near and Far Field", *Appl. Opt.* 12 (1973), pp. 1026-1030.
- 79- J. J. Degnan and D. R. Hall, "Finite-aperture waveguide-laser resonators", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9 (1973), pp. 901-910.
- 80- A. Straton, "Théorie de l'électromagnétisme", Ed. Dunod, Paris (1961).
- 81- S. Marchiti and R. Simili, "Mode structure in wideband waveguide rf CO₂ lasers", *Optics and Laser Technology* 20 (1988).
- 82- C. A. Hill, "Transverse modes of plane mirror waveguide resonators" *IEEE J. Quantum Electron.* QE-29 (1988), pp. 1936-1946.
- 83- V. N. Belyugov, A. A. Kurznetsov, V. N. Ochkin, N. N. Sobolev, Y. V. Troitzkii and Y. B. Udalov, "Waveguide gas lasers with frequency-selective cavities", *J. Sov. Laser Res. (U.S.A)* 10 (1989), pp. 211-229.
- 84- G. Hennigsen, M. Hammerich and A. Olafsson, "Mode Structure of Hollow Dielectric Waveguide Lasers", *Appl. Phys.* B-51 (1990), pp. 272-284.
- 85- C. A. Hill, "Transverse Modes of Plane-Mirrors waveguide Resonators", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-24 (1988), pp. 1936-1945.
- 86- C. A. Hill, P. Monk and D. R. Hall, "Tunable RF Excited CO₂ Waveguide Laser With Variable Guide Width", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23 (1987), pp. 1968-1973.
- 87- R. L. Abrams and A. N. Chester, "Resonator theory for hollow waveguide laser", *Appl. Opt.* 13 (1974), pp. 2117-2125.
- 88- R. L. Abrams, "Coupling losses in hollow waveguide laser resonators", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-8 (1972), pp. 838-843.

- 89- A. N. Chester and R. L. Abrams, "Modes losses in hollow waveguide lasers", *Appl. Phys. Lett.* 21 (1972), pp. 576-578
- 90- R Gerlach, D. Wei and N. M. Amer, "Coupling Efficiency of Waveguide Laser Resonators Formed by Flat Mirrors : Analysis and Experiment", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20 (1984), pp. 948-963.
- 91- C. A. Hill and D. R. Hall, "Coupling loss theory of single-mode waveguide resonators", *Appl. Opt.* 24 (1975), pp. 1283-1290.
- 92- D. M. Henderson, "Waveguide lasers with intracavity electrooptic modulator : misalignment loss", *Appl. Opt.* 15 (1976), pp. 1066-1070.
- 93- K. D. Laakman and W. H. Steier, "Waveguides : Characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides", *Appl. Optics* 15 (1976), pp. 1334-1340.
- 94- S. Avrillier and J. Verdonck, "Coupling losses in laser resonators containing a hollow rectangular dielectric waveguide", *J. Appl. Phys.* 48 (1977), pp. 4937-4941.
- 95- C. A. Hill, P. E. Jackson and D. R. Hall, "Carbon dioxide waveguide lasers with fold and tilted mirrors", *Appl. Opt.* 29 (1990), pp. 2240-2245.
- 96- C. A. Hill and D. R. Hall, "Waveguide laser resonators with a tilted mirror", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22 (1986), pp. 1078-1087.
- 97- V. N. Bel'tyugov, A. A. Kurznetsov, V. N. Ochkin, N. N. Sobolev, Y. V. Troitzkii and Y. B. Udalov, "Frequency selectivity of a multimode waveguide gas laser with a diffraction grating", *J. Sov. Quantum Electron.* 18 (1988), pp. 589-604.
- 98- C. A. Hill and A. D. Colley, "Misalignment effects in a CO₂ waveguide laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-26 (1990), pp. 323-328.
- 99- C. A. Hill and J. R. Redding, "Multimode treatment of misalignment CO₂ waveguide lasers", *Journal of Moderne Optics* 37 (1990), pp. 473-481.
- 100- W. J. Witteman, "Mode competition in lasers with homogeneous line broadening", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-5 (1969), pp. 92-97.

- 101- G. J. Ernest and W. J. Wittemen, "Mode structure of active resonators",
IEEE J. Quantum Electron. QE-9 (1973), pp. 911-918.
- 102- B. Schröder, "Transverse Modes of Active Hollow Waveguide Resonators",
IEEE J. Quantum Electron. QE-27 (1991), pp. 158-166.
- 103- T. J. Bridges, H. A. Haus and P. W. Hoff, "G-9-Small-Signal Step Response of Laser
Amplifiers and Measurement of CO₂ Laser Linewidth," IEEE J. Quantum Electron. QE-4
(1968), pp. 777-782.
- 104- A.E. Siegman, "Lasers", Mill Valley, C. A. University Science (1986), chap 3
- 105- C. A. Hill and P. E. Jackson, "Hooting modes in CO₂ waveguide laser"
IEEE J. Quantum Electron. QE-24 (1988), pp. 1976-1988.
- 106- F. Tang and J. O. Henningsen , "Condition for Single Line and Single-Mode Tuning of
CO₂-Waveguide Laser", Appl. Phys. B-44 (1987), pp. 93-98.
- 107- A. L. Walkberg, J. C. Boag and S. Sizgoric, "Signature variations with mirror separation
for small sealed-off CO₂ lasers", IEEE J. Q. of Electron. QE-7 (1971), pp. 29-35
- 108- P. Schiffner, "Prediction of laser signature",
IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972), pp. 877-882.
- 109- K. Schröder , "Theoretical treatment of rf discharges in CO₂ waveguide lasers",
J. Appl. Phys. 68 (1990), pp. 5528-5531.
- 110- J. G. Grosman, L. W. Casperson and O. M. Stafsudd, "Radio-Frequency excited carbon
dioxide metal waveguide laser", Appl. Opt. 22 (1983), pp. 1298-1305.
- 111- D. He and D. R. Hall, "Frequency dependence in RF discharge excited waveguide CO₂
lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-20 (1984), pp. 509-514.
- 112- W. P. Allis, S. C. Brown and E. Everhart, "Electron density distribution in a high
frequency discharge in the presence of plasma resonance", Phys. Rev. 84 (1977), pp. 519.
- 113- C. J. Baker and D. R. Hall, "Discharge striations in rf excited waveguide lasers",
J. Appl. Phys. 55 (1984), pp. 4120-4122.

- 114- S. M. Levistskii, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 2 (1958), pp. 887.
- 115- L. B. Loeb, "Fundamental Process of Electrical Discharge in Gases", London Wiley (1947), pp. 560-604.
- 116- W. L. Nighan and J. H. Bennett, "Electron energy distribution function and vibrational excitation in CO₂ laser mixtures", *Appl. Phys. Lett.* 14 (1969), pp. 240-243.
- 117- V. I. Mishenkov and N. A. Yatsenko, "Prospects for using high-frequency capacitance discharge in lasers", *Sov. J. Quantum Electron.* 11 (1981), pp. 1297-1301.
- 118- W. L. Nighan, "Effect of molecular dissociation and vibrational excitation of electron energy transfert in CO₂ laser", *Appl. Phys. Lett.* 15 (1969), pp. 355-357.
- 119- C. Fowler, "Influence of plasma kinetic processes on plasmas electrically excited CO₂ laser performance" *J. Appl. Phys.* 43 (1972), pp. 3480-3487.
- 120- J. J. Lowcke, A. V. Phelps and B. W. Irwin, "Predicted Electron Transport coefficient and operating characteristics of CO₂-N₂-He Laser mixtures", *J. Appl. Phys.* 44 (1973), pp. 4664-4671.
- 121- P. O. Clark and M. R. Smith, "An investigation of the effect of gas additive on the electron temperature and density in a CO₂ laser discharge", *Appl. Phys. Lett.* 9 (1966), pp. 367-372.
- 122- C. N. K. Patel, "High power molecular lasers and their applications to investigations of non linear optical phenomena in the infrared", *International Quantum Electronics Conference 2A-2* (1966).
- 123- G. A. Griffith, "Transverse rf plasma discharge characterization for CO₂ waveguide lasers", *SPIE 227, CO₂ Devices and Applications* (1980), pp. 6-11
- 124- W. R. Thompson, "An introduction to Plasma Physics", Addison Wesley Publishing Compagny, Inc. (1962).
- 125- P.O. Clark and J. Y. Wada, "The influence of Xenon on sealed-off CO₂ laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-4 (1968), pp. 263-266.

- 126- D. He and D. R. Hall, "Influence of Xenon on sealed-off operation of rf-excited CO₂ laser gas mixtures", J. Appl. Phys. 56 (1984), pp. 856-857.
- 127- Technical information of Boron Nitride, The Carborandum Company, P. O. Box 339, Niagara Falls, NY 14302.
- 128- J. G. Xin, G. Allcock and D. R. Hall, "A resistance measurement technique for radio-frequency gas discharges", J. Phys. E : Scien. Instrum. 19 (1986), pp. 210-112.
- 129- J. Quinet, "Théorie et pratique des circuits de l'électronique et des amplificateurs", Dunod, Paris (1963), t. 3.
- 130- D. He and D. R. Hall, "Longitudinal voltage distribution in transverse rf discharge waveguide lasers", J. Appl. Phys. 54, (1983), pp. 4367-4373.
- 131- G. Allcock, C. J. Baker, E. Moghbeli and D. R. Hall, Proc. of Fifth Quantum Electronics Conference, Chichester (P. L. Knight and J. Wiley, eds), pp. 63 (1981).
- 132- D. He and D. R. Hall, "A 30-W radio frequency excited waveguide CO₂ laser", Appl. Phys. Lett. 43 (1983), pp. 726-728.
- 133- K. J. Siemsen, "Axial gain distribution in a CW CO₂ laser", Appl. Opt. 19 (1980), pp. 818-821.
- 134- P. Vidaud and D. R. Hall, "Effect of Xenon on the electron temperatures of rf CO₂ laser gas mixtures", J. Appl. Phys. 57 (1985), pp. 1757-1758.
- 135- R. L. Abrams and W. B. Bridges, "Characteristics of Sealed-Off Waveguide CO₂ Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE-9 (1973), pp. 940-946.
- 136- W. W. Rigrod, "Gain Saturation and Output Power of Optical Masers", J. Appl. Phys. 34 (1963), pp. 2602-2609.
- 137- W. W. Rigrod, "Homogeneously Broadened cw Lasers With Uniform Distributed Loss", IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978), pp. 377-381.
- 138- P. Vidaud., D. He and D. R. Hall, "High efficiency R.F. excited laser", Opt. com. 56 (1985), pp. 185-190.

- 139- R. L. Sinclair and J. Tulip, "Radiofrequency excited CO₂ waveguide laser", Rev. Sci. Instrum. 55 (1984), pp. 1539-1541.
- 140- A. C. Walker, "The Physics and Technology of Laser Resonators" by D. R. Hall and P. E. Jackson, Adam Hilger, Bristol and New York (1989).
- 141- W. W. Rigrod, "Saturation effects in high-gain lasers", J. Appl. Phys. 36 (1965), pp. 2487-2490.
- 142- J. J. Degnan, H. E. Walker, J. H. Mc Elroy and N. Mc Avoy, "Gain and saturation intensity measurements in a waveguide CO₂ laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-7 (1973), pp. 489-491.
- 143- C. G. Parazzoli and K. R. Chien, "Numerical Analysis of a CW RF Pumped CO₂ Waveguide Laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986), pp. 479-488.
- 144- A. B. Vannes, "Lasers et Industries de Transformation," Technique et Documentation - Lavoisier (1986)
- 145- P. Bechouche, E. Sarkis et O. Tognan, Mini-projet G2, "Caractérisation de la géométrie du faisceau d'un laser à CO₂", L.S.H. (1991).
- 146- H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and Resonators", Appl. Opt. 5 (1966), pp. 1550-1567.
- 147- A. Azoulay, "Perturbations et protection des télécommunications", Techniques de l'Ingénieur 9 (1984), article E1510
- 148- J. P. Heitzman, "Cages de Faraday", Techniques de l'Ingénieur 6 (1980), article E1550.
- 149- L. Ramon, "Conducteurs aux hautes fréquences", Tehniques de l'Ingénieur 6 (1972) article E230.
- 150- P. L. Sinclair and J. Tulip, "Parameters affecting the performance of a rf CO₂ waveguide laser", J. Appl. Phys. 59, (1984), pp. 2497-2501.
- 151- H. H. Skilling, "Transmission lines" Mc Graw-Hill, New York (1953)



Résumé

L'utilisation du laser à CO₂ dans le domaine biomédical est limitée par l'absence de fibres optiques performantes pour le déport du faisceau IR. Pour élargir son domaine d'application, nous avons réalisé une tête laser miniaturisée (long. : 25 cm, diam. : 22 mm) pour être prise en main, de puissance de sortie ajustable (0-30 Watts) avec un faisceau de structure et de polarisation contrôlées. Les performances élevées ont été obtenues grâce à une simplification extrême de la structure du laser guide d'onde et à l'excitation RF du milieu amplificateur en régime d'écoulement de gaz. Dans la technologie retenue nous avons privilégié les solutions à faible coût de revient (utilisation du Nitrure de Bore). Nous avons caractérisé la tête laser (puissance et rendement) dans différentes conditions de puissance d'excitation et de pression du milieu amplificateur. La puissance maximale est de 37 Watts avec un rendement de 10%. Nous avons déterminé les caractéristiques optiques du milieu amplificateur (résistance de décharge, coefficient de gain linéaire et intensité de saturation) et étudié la structure des modes d'émission qui dépend de la valeur d'indice complexe de réfraction du BN que nous avons déterminé à 10 micromètres. Nous avons enfin étudié les possibilités d'utilisation de cette source en milieu hospitalier ou en milieu industriel (blindage de la source, visualisation du point d'impact du faisceau infrarouge et commande de la puissance de sortie).

Mots clés : Laser
Guide d'onde
Excitation radiofréquence