



65 863

50376

1991

244

N° d'ordre : 717

50376

1991

244

THESE

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE
FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

Discipline : Lasers, Molécules et Rayonnement atmosphérique

par

Claire DARGIER DE SAINT VAULRY

**CONCEPTION ET REALISATION D'INSTRUMENTS
BIOMEDICAUX :- CATHETER A FIBRE OPTIQUE MODIFIEE
POUR LASER VISIBLE - GUIDES D'ONDE DIELECTRIQUES
CREUX POUR LASER A CO₂.**

Soutenu le 26 Avril 1991 devant la commission d'examen

Membres du Jury : MM

B. MACKE	Président
J.M. BRUNETAUD	Rapporteur
P. BERNAGE	Rapporteur
D. QUERLEU	Examineur
F. HERLEMONT	Examineur
P. NIAY	Examineur

Les pages blanches sont
volontairement non
imprimées -

A mon GRAND-PERE

A mes PARENTS

A Jean LEMAIRE

Je rends hommage à Jean LEMAIRE qui m'a encadrée lors de mon stage de DEA et le début de ma Thèse. Il est à l'origine de la conception des instruments sur lesquels j'ai travaillé au cours de cette thèse. Sans la confiance qu'il m'avait accordée, je ne me serais probablement jamais spécialisée dans l'instrumentation laser biomédicale, or ce travail m'a vivement intéressée. Qu'il en soit remercié!

J'adresse mes plus vifs remerciements à mes directeurs de thèse, le Professeur NIAY et le Docteur HERLEMONT qui m'ont guidée tout au long de ce travail et qui m'ont supportée les bons jours comme les mauvais jours.

Je remercie le Professeur MACKE de m'avoir accueillie dans son Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille et d'avoir accepté d'être le président de jury de ce travail.

Je remercie les Professeurs BERNAGE et BRUNETAUD d'avoir accepté de juger cette thèse et de m'avoir épaulée durant mes recherches.

Que le Professeur QUERLEU trouve l'expression de ma plus vive reconnaissance pour son aide précieuse lors des expérimentations in vitro et in vivo. J'espère que nous continuerons à travailler ensemble dans l'avenir.

Je remercie les équipes biomédicales avec lesquelles j'ai collaboré : le Professeur DUQUESNOY, et les Docteurs TONNEL et CAPON; le Professeur QUERLEU et les Docteurs BOUTTEVILLE et ELHAGE ; le Professeur BERTRAND et le Docteur FOURRIER ; le Docteur MORDON.

Au sein de mon laboratoire d'accueil, je remercie les personnes de l'atelier de mécanique et en particulier Monsieur LESAGE qui a réalisé la plupart des pièces des maquettes d'études. Je remercie également les techniciens qui m'ont aidée d'une façon ou d'une autre, en particulier Messieurs GERARD, et LECLUSE.

Je tient à remercier particulièrement Monsieur LEDEE qui a mis au point pour nos expériences, le four régulé en température et qui s'est chargé de l'isolation des fils métalliques, du thermocouple que nous avons réalisé.

Je remercie les personnes qui ont contribué à la réalisation matérielle de ce mémoire, Mesdames les Secrétaires, Messieurs RAFFAUD et FAUQUEMBERGUE.

Je remercie Monsieur VASSE et Monsieur CRAMPON pour les services qu'ils m'ont rendus.

Je remercie également Monsieur BREHM de la CGE qui nous a fourni la fibre dopée.

Je remercie Monsieur FORT de la Société FILOTEX qui nous a fourni la solution nécessaire à l'isolation des fils métalliques du thermocouple et qui nous a indiqué la technique de polymérisation.

Je remercie Monsieur BARDON de la société MICROTHERM FRANCE qui nous a fourni les échantillons de contacts à disques bimétalliques.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	8
PREMIERE PARTIE : CATHETER A FIBRE OPTIQUE MODIFIEE POUR LASER VISIBLE.	10
INTRODUCTION	11
CHAPITRE I : Cahier des charges d'un cathéter à fibre optique pour angioplastie coronaire. Choix des solutions retenues.....	13
Introduction	14
I- Description du laser utilisé.....	16
II- Choix de la fibre optique.....	16
II-1- Eléments du choix entre une fibre multimode à saut d'indice dont le coeur est en silice et une fibre à gradient dont le coeur est dopé.	16
II-2- Choix des paramètres optogéométriques de la fibre optique à saut d'indice.....	22
II-2-1- Choix de l'atténuation de fibre.....	22
II-2-2- Choix de l'ouverture numérique de la fibre et du rayon de coeur de la fibre.	23
II-2-3- Choix du diamètre de la fibre et de son revêtement protecteur. Nature du matériau le constituant.....	36
II-3- Contrôle de la divergence maximale du faisceau de sortie à l'aide d'une lentille boule obtenue par fusion de l'extrémité de la fibre.....	41
II-3-1- Fibre dont l'extrémité est simplement polie.....	41
II-3-2- Fibre dont l'extrémité possède une forme particulière.....	44
III- Choix de la pièce métallique.....	49
III-1- Choix du matériau constituant la pièce métallique.....	49
III-2- Choix de la forme de la pièce métallique.....	49
IV- Choix du tube souple.	50
V- Choix des systèmes de sécurité.	50
V-1- Les systèmes passifs.....	50
V-1-1- Le revêtement de la fibre.....	50
V-1-2- La circulation de fluide.	50
V-2- Les systèmes actifs.....	51
V-2-1- Le thermocouple.....	51
V-2-2- La détection de la fluorescence rétrodiffusée.....	51
Conclusion	52
ANNEXE I-1 : Rappels sur la propagation des rayons lumineux dans une fibre optique multimode.	54
I- Expressions approchées du nombre de modes guidés se propageant dans une	

fibre : définition du caractère multimodal des fibres.	54
I-1- Fibre à saut d'indice	54
I-2- Fibre à gradient d'indice	56
II- Conditions de guidage des rayons lumineux : Distinction entre rayons guidés, rayons guidés à fuite et rayons réfractés. Notion d'ouverture numérique.	56
II-1- Fibre à saut idéale rectiligne	56
II-2- Fibre à gradient d'indice idéale rectiligne	60
III- Propagation des rayons guidés dans une fibre à saut idéale.	61
III-1- Invariants de la propagation. Nombre de réflexions subies par un rayon lumineux guidé en fonction des conditions d'injection dans une fibre à saut idéale, parfaitement rectiligne.	61
III-2- Atténuation dans les fibres optiques rectilignes.	63
III-2-1- Absorption.	63
III-2-2- Diffusion.	63
ANNEXE I-2 : Modèle ayant permis d'obtenir l'expression de la puissance critique à ne pas dépasser pour ne pas dégrader la fibre.	65
ANNEXE I-3 : Calcul du diamètre du spot sur la face de sortie de la boule, et de l'angle de divergence du faisceau dans le milieu extérieur.	68
CHAPITRE II : Conception et réalisation du cathéter à fibre optique.....	71
Introduction	72
I- La partie optique : Fibre, boule, connecteur.	72
I-1- La fibre optique.....	72
I-2- Technique de réalisation de la boule.....	72
I-3- Le connecteur.....	74
II- La pièce métallique.....	74
III- Le guide souple et le système de circulation de fluides.....	75
IV- Les systèmes de sécurité.	78
IV-1- Estimation des températures par un thermocouple à fils de type Chromel-Alumel.	78
IV-2- Détection de cassure de fibre par détection de fluorescence en provenance d'une boule dopée implantée en extrémité de fibre.	79
Conclusion	79
ANNEXE II-1 : Procédés de réalisation de la boule.	81
CHAPITRE III : Caractérisation expérimentale des propriétés du cathéter.	82
Introduction	83
I- Evolution du facteur de transmission de la fibre en fonction de la distance focale de la lentille de couplage	83.

II- Evolution temporelle de la transmission de la fibre en fonction de la puissance optique incidente.....	86
III- Mesures expérimentales des pertes par courbure.....	87
IV- Résistance de la fibre à une irradiation par des rayons X.....	89
V- Aspect des champs proche et lointain en fonction des conditions d'injection du faisceau laser dans la fibre.....	93
V-1- Enregistrement des répartitions de puissance en champ proche.....	93
V-1-1- Première condition d'injection du faisceau laser dans la fibre. Le faisceau est centré et son axe est confondu avec celui de la fibre.....	95
V-1-1-a- Fibre simplement clivé à son extrémité.....	95
V-1-1-b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.....	95
V-1-2- Deuxième condition d'injection du faisceau laser. Le faisceau est décentré et son axe fait un angle Θ avec celui de la fibre.....	96
V-1-2-a- Fibre simplement clivé à son extrémité.....	97
V-1-2-b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.....	97
V-2- Enregistrement des répartitions d'énergie en champ lointain.....	100
V-2-1- Première condition d'injection du faisceau laser dans la fibre. Le faisceau est centré et son axe est confondu avec celui de la fibre.....	100
V-2-1-a- Fibre simplement clivé à son extrémité.....	100
V-2-1-b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.1.....	100
V-2-2- Deuxième condition d'injection du faisceau laser. Le faisceau est décentré et son axe fait un angle Θ avec celui de la fibre.....	101
V-2-2-a- Fibre simplement clivé à son extrémité.....	101
V-2-2-b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.....	101
VI- Estimation des températures par un thermocouple à fils de type Chromel-Alumel.....	103
VII- Tests d'efficacité du système de détection de cassures.....	106
VIII- Perspectives ultérieures d'estimer la température par fibre dopée.....	107
Conclusion.....	109
CHAPITRE IV : Expérimentations du cathéter in vitro puis in vivo.....	115
Introduction.....	116
I- Effet du rayonnement laser sur une plaque d'athérome.....	116
II- Expérimentation in vitro sur un modèle. L'artère est symbolisée par un tuyau	

plastique.	117
II-1- Méthode expérimentale.	117
II-2- Résultats sur des tuyaux de diamètre intérieur 3 mm.	119
II-3- Résultats sur des tuyaux de diamètre intérieur 2 mm.	121
II-4- Discussion des résultats.	121
III- Expériences in vivo sur l'animal.	123
III-1- Dans le domaine de l'angioplastie. Expériences sur des lapins.	123
III-1-1- Méthode expérimentale.	123
III-1-2- Résultats expérimentaux.	123
III-1-3- Discussion des résultats.	124
III-2- Dans le domaine de la gynécologie. Expériences sur des rates puis des lapines.	124
III-2-1- Méthode expérimentale.	124
III-2-2- Résultats.	125
III-2-3- Conclusion	125
Conclusion	125
CONCLUSION	127
BIBLIOGRAPHIE	130
LISTE DES FIGURES	139
LISTE DES TABLEAUX	144
DEUXIEME PARTIE : GUIDES D'ONDE DIELECTRIQUES CREUX POUR LASER... A CO ₂ .	146
INTRODUCTION	147
CHAPITRE I : Etude théorique de la transmission d'un faisceau lumineux issu d'un laser à CO ₂ guide d'onde dans un guide d'onde creux diélectrique de petites dimensions.	150
Introduction.	151
I- Rappels sur les faisceaux gaussiens à géométrie rectangulaire.	153
II- Transmission d'un faisceau laser dans un guide creux diélectrique.	156
II-1- Guide diélectrique rectiligne.	156
II-1-1- Analyse des modes de propagation d'un guide d'onde creux de section circulaire.	156
II-1-2- Constantes d'atténuation et de propagation.	160
II-1-3- Evaluation de la transmission théorique des guides. Pertes par guidage.	162
II-1-4- Evaluation du couplage de l'onde issue du laser avec les modes du guide diélectrique de structure cylindrique.	162
II-1-5- Evaluation de la transmission globale du guide diélectrique de structure cylindrique (tenant compte des pertes par guidage et des pertes par couplage).	168

II-2- Guide diélectrique courbe.....	172
Conclusion.	175
ANNEXE I-1 : Rappels sur les fibres optiques et les guides d'ondes creux pour transmettre l'infrarouge.	179
ANNEXE I-2 : Rappels des équations caractéristiques de la propagation d'une onde Gaussienne.	185
ANNEXE I-3 : Composantes des champs de type TE, TM et EH d'un guide d'onde.	187
CHAPITRE II : Conception et réalisation des sondes endochirurgicales.....	189
Introduction.	190
I- Etablissement du cahier des charges.	191
I-1- Règles d'ingénierie relatives à la réalisation de tout instrument de chirurgie.....	191
I-2- Aspects de la conception liés à la technique opératoire.	192
I-3- Paramètres caractéristiques recommandés pour les instruments.	193
II- Conception des éléments constituant chaque instrument.	195
II-1- Maquette d'étude n°1.	195
II-2- Maquette d'étude n°2.	198
II-3- Maquette d'étude n°3.	199
III - Préparation des pièces et procédures techniques d'assemblage.	203
III-1- Usinage et préparation des pièces.	203
III-2- Soudure - Brasure.	203
III-3- Collage.....	203
III-4- Assemblage.	204
Conclusion.....	204
ANNEXE II-1 : Notice d'utilisation des guides d'onde pour l'arthrochirurgie ou la coëliochirurgie par laser à CO ₂ "OPTRO 20".	206
ANNEXE II-2 : Plans des pièces de la maquette n°3.	209
ANNEXE II-3 : Préparation des pièces et procédures d'assemblage : détails techniques.	227
CHAPITRE III : Détermination expérimentale de quelques propriétés des sondes endochirurgicales.....	228
Introduction.	229
I- Etude expérimentale de la transmission des guides.	230
I-1- Montage expérimental.....	230
I-2- Etude de la transmission en puissance des guides d'onde.	232
I-3- Etude de la divergence du faisceau en sortie des guides d'onde.....	240
I-4- Etude de l'échauffement des sondes au cours de leur utilisation.....	243
I-5- Etude des pertes de puissance dues à des courbures de la sonde.	252
I-6- Etude de la résistance à la flexion du tube en alumine.	254

II - Etude de l'influence des tolérances de fabrication sur les caractéristiques physiques des sondes.	256
II-1- Etude du couplage de l'onde issue du laser dans le guide d'onde.	256
II-2- Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque la lentille est désalignée par rapport à l'axe du faisceau laser.	264
II-3- Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque le guide d'onde est décalé transversalement par rapport à l'axe du faisceau laser.	266
II-4- Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque le guide d'onde subit un désalignement angulaire par rapport à l'axe du faisceau laser incident.	268
Conclusion	270
ANNEXE III-1 : Calcul approximatif du rayon de courbure en fonction de la flèche du tube.	271
CHAPITRE IV : Expérimentations et résultats en arthrochirurgie et en coëliochirurgie	272
Introduction.	273
I- Arthrochirurgie laser.	273
I-1 - Matériel opératoire.	273
I-2 - Expérimentations in vitro.	274
I-2-1- Les effets du rayonnement laser sur de la membrane synoviale.	274
I-2-2- Les effets du laser sur un genou sain, in vitro.	276
Conclusion.	277
II- Coëliochirurgie laser.	278
I-1- Matériel opératoire.....	278
I-2- Expérimentations sur l'animal in vivo.	280
Conclusion.....	280
Conclusion	281
CONCLUSION	282
BIBLIOGRAPHIE	284
LISTE DES FIGURES.	290
LISTE DES TABLEAUX	294
CONCLUSION	296
RESUME	298

INTRODUCTION

L'utilisation du laser en médecine demande de mettre au point de nouveaux types d'instruments chirurgicaux. Dans ce cadre, nous avons conçu et réalisé deux catégories d'outils. Les premiers sont adaptés au laser à Argon ionisé et les seconds au laser à CO₂ guide d'onde.

Dans les deux cas, il s'agit de transmettre l'onde (visible ou infrarouge) issue du laser jusqu'à la zone à opérer ou à traiter. Cependant, autant le rayonnement visible du laser à Argon ionisé se transmet bien par fibre optique, autant ce n'est pas le cas du rayonnement infrarouge émis par un laser à gaz carbonique. Néanmoins, des guides diélectriques creux rigides remplissent convenablement cette fonction.

Le premier instrument que nous avons mis au point est destiné à déboucher les artères coronaires dans le domaine de l'angioplastie. Il s'agit de détruire par un effet thermique, les plaques d'athérome obstruant ces artères. Nous devons utiliser pour cela, le laser à Argon ionisé du Laboratoire d'Enseignement et de Recherche des Lasers (L.E.R.L.) du C.H.U. de Lille. Nous avons donc conçu puis réalisé un cathéter à fibre optique. Son extrémité est modifiée en forme de boule et se trouve encastrée dans un embout métallique. Les études relatives à cet instrument constituent la première partie de ce mémoire.

La deuxième partie du mémoire traite de la conception et de la réalisation de guides d'onde pour l'arthrochirurgie du genou et la coëliochirurgie. Ces instruments rigides s'utilisent avec le laser guide d'onde à CO₂ qui a été mis au point par le Professeur Jean Lemaire dans le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille. L'inexistence de fibres optiques fiables pour transmettre le rayonnement infrarouge dans ces applications, ne pose pas vraiment de problèmes. En effet, pour ces disciplines médicales, il est plus pratique d'utiliser un instrument rigide, puisque la zone à opérer peut être atteinte en ligne droite depuis l'extérieur du patient.

**PARTIE I : CATHETER A FIBRE
OPTIQUE MODIFIEE POUR LASER
VISIBLE.**

INTRODUCTION

L'objectif de notre travail a consisté à concevoir et à réaliser un cathéter à fibre optique pour l'angioplastie coronaire. L'angioplastie est une technique qui permet de traiter des sténoses artérielles sans opérer à coeur ouvert. La dilatation par ballonnet qui est le procédé de référence [1], élargit la section interne de l'artère mais, le plus souvent, est incapable de recanaliser des artères totalement occluses. De plus, cette technique est limitée par un taux élevé de resténoses, environ 30 à 40% des cas. Pour améliorer ces résultats, de nouvelles approches tendent à vouloir traiter ces sténoses en faisant disparaître le matériel athéromateux, plutôt qu'en dilatant simplement l'artère. L'angioplastie laser constitue une de ces techniques [2], l'ablation du matériel se faisant par volatilisation. L'utilisation du laser présente cependant deux inconvénients [3]. Premièrement, la plupart des cathéters ne sont pas suffisamment souples, pour parvenir à traiter des sténoses distales* dans des vaisseaux tortueux. Deuxièmement, le taux de perforations reste préoccupant [4, 5, 6, 7]. Pour ces raisons, des équipes ont cherché à mettre au point des cathéters à fibre optique modifiée [8, 9, 10]. Pour notre part, l'objectif a consisté à développer un système répondant au cahier des charges établi par les médecins du C.H.U. de Lille. Ce système doit posséder des qualités mécaniques adaptées à l'angioplastie coronaire [11], et utiliser un concept nouveau d'ablation tissulaire, combinant un effet de volatilisation centrale à un remodelage thermique périphérique.

Nous consacrons donc le premier chapitre à l'énoncé du cahier des charges à respecter. Nous présentons les solutions retenues et les éléments des choix que nous avons été amenés à faire pour mettre au point le cathéter.

Dans le second chapitre, nous expliquons comment nous avons conçu puis réalisé le cathéter. Nous donnons pour cela les fonctions des différentes pièces.

Le troisième chapitre présente les expériences de caractérisation des propriétés du cathéter.

Le dernier chapitre est consacré aux expérimentations du cathéter in vitro puis in vivo. Nous étudions la faisabilité de destruction d'un agrégat de plaques d'athérome sur un modèle in vitro (tuyau plastique) ou in vivo (lapine). Nous montrons que le cathéter peut également avoir des applications en gynécologie.

* *distale* : Extrémité la plus éloignée de l'opérateur.

CHAPITRE I :
CAHIER DES CHARGES D'UN CATHETER A
FIBRE OPTIQUE POUR ANGIOPLASTIE
CORONAIRE. CHOIX DES SOLUTIONS
RETENUES.

INTRODUCTION

Une des techniques d'angioplastie retenues à Lille pour expérimentation, repose sur la volatilisation thermique partielle ou totale des plaques d'athérome, intervenant sous l'effet du flux lumineux d'un laser à Argon ionisé à la longueur d'onde : $\lambda = 514,5$ nm [12] (SPECTRA PHYSICS modèle 2010).

Des médecins du C.H.U. de Lille (Pr. Bertrand, Pr. Brunetaud) nous ont demandé s'il était envisageable d'étudier puis de réaliser un cathéter à fibre optique à usage unique, conforme à un cahier des charges correspondant à des interventions d'angioplastie coronaire. Nous présentons donc tout d'abord, les points essentiels de ce cahier des charges.

Cahier des charges :

* Le laser à Argon ionisé du C.H.U. de Lille fonctionne de façon continue ou selon un régime d'impulsions de durées suffisamment courtes pour éviter les perforations ($\tau = 1$ à 2 secondes). La puissance en extrémité de fibre doit pouvoir atteindre de façon fiable 5 Watts en régime continu. Des expériences préliminaires ont en effet montré que cette puissance optique de 5 Watts est suffisante pour volatiliser des plaques d'athérome [5, 13, 14].

* Il est nécessaire de maîtriser les paramètres géométriques du faisceau en sortie de fibre afin de minimiser les risques de perforation artérielle. Le choix de la fibre et de l'optique placée à son extrémité "distale" résulte de cette contrainte. L'extrémité de la fibre doit pouvoir être placée au contact de la plaque d'athérome ou à quelques millimètres de celle-ci. De ce fait, le suivi visuel de la progression endoscopique du cathéter s'avère indispensable. L'extrémité distale du cathéter doit donc comporter une pièce constituée d'un matériau opaque aux rayons X et servant de repère lors d'une radioscopie. Les dimensions de cette pièce devront être adaptées à son passage dans les artères coronaires ($\phi = 2$ mm).

* Les propriétés physiques de la fibre ne doivent pas s'altérer au cours d'une intervention. La fibre doit donc supporter sans dommage la puissance optique issue du laser à Argon ionisé, mais aussi une irradiation par des rayons X.

* D'autre part, la fibre doit être souple afin de pouvoir être introduite dans des artères de petits rayons de courbure ($R \geq 2$ cm). Sa résistance mécanique devra être suffisante pour que le risque de cassure sous l'effet des contraintes puisse être négligeable.

* Une circulation de fluide ou de gaz doit être installée afin de refroidir l'extrémité distale de la fibre et afin d'en évacuer les résidus solides formés au cours de la volatilisation des plaques.

* Le cathéter doit, en outre, comporter un système permettant son guidage dans l'artère par un dispositif "guide-wire".

* Il doit être stérilisable.

* Tous les matériaux constituant ce cathéter doivent être biocompatibles (non toxiques, non solubles).

* Etant donné le risque opératoire que présente l'introduction d'un cathéter dans une artère coronaire, il est indispensable de prévoir l'implantation de systèmes de sécurité sur le cathéter. Il est en effet nécessaire, de contrôler la température en extrémité de fibre, afin de maîtriser les paramètres thermiques de la volatilisation et de faire le test de l'intégrité de la fibre en cours d'intervention pour pouvoir détecter une éventuelle cassure.

Nous consacrons donc ce premier chapitre à la présentation des solutions retenues pour réaliser un cathéter conforme à ce cahier des charges. Nous expliquons les raisons de nos choix. Nous donnons les ordres de grandeur des différents effets physiques résultants de ces choix.

Pour cela, nous décrivons d'abord la source laser utilisée.

Nous nous intéressons ensuite à la fibre optique. Nous expliquons pourquoi il vaut mieux choisir une fibre à saut d'indice plutôt qu'une fibre à gradient d'indice. Puis, nous expliquons comment nous avons choisi les paramètres optogéométriques de cette fibre. Nous calculons alors, la divergence maximale du faisceau à sa sortie. Nous montrons qu'il est possible de contrôler cette divergence en donnant une forme de "boule" à l'extrémité de la fibre.

Les parties suivantes traitent du choix des constituants des autres pièces.

La dernière partie est consacrée aux systèmes de sécurité implantés sur le cathéter.

I- DESCRIPTION DU LASER UTILISE.

La source laser que nous avons utilisée est le laser à Argon ionisé (SPECTRA PHYSICS modèle 2010) du L.E.R.L. de Lille Ce laser fonctionne sur plusieurs raies de 488 nm à 514,5 nm de façon continue ou selon un régime d'impulsions de longue durée.(quelques secondes). Sa largeur spectrale est : $\Delta\nu = 6$ GHz. La puissance optique qu'il délivre est réglable de 200 mWatts à 7 Watts. Le rayon du spot minimum du faisceau : W_0 est situé au milieu de la cavité laser. Il a pour valeur 0,3 mm. La cavité laser mesure 80 cm de long et ses miroirs de renvoi ont chacun un rayon de courbure de 1,2 m. La structure du faisceau est sensiblement Gaussienne TEM₀₀. Le faisceau lumineux se propage en onde libre sur une distance d de l'extrémité du miroir de sortie de la cavité ($d \cong 5$ mm). Il traverse ensuite une lentille mince de 25 mm de longueur focale. L'entrée de la fibre sera située à une distance d'environ 25 mm du centre optique de la lentille. A cette distance de la lentille, le faisceau présente alors un spot minimum de rayon W sensiblement égal à 13,6 μm .

L'action de ce laser sur les tissus est d'origine thermique [12].

II- CHOIX DE LA FIBRE OPTIQUE.

II-1- Eléments du choix entre une fibre multimode à saut d'indice dont le coeur est en silice et une fibre à gradient dont le coeur est dopé.

Un utilisateur de fibre optique multimode possède le choix entre deux types de fibres : les fibres à saut et les fibres à gradient d'indice. Nous avons défini dans l'annexe I-1 la notion de fibre optique idéale rectiligne. Nous y avons également montré que les rayons lumineux peuvent être classés en trois catégories, selon leurs conditions d'injection dans cette fibre idéale : les rayons guidés, les rayons guidés à fuite et les rayons réfractés.

Dans nos expériences, nous recherchons une fibre qui transmet de façon fiable une puissance optique de l'ordre de 5 Watts à partir d'un laser de puissance maximale de 7 Watts. Il apparait clairement que la fibre doit être choisie de telle sorte que l'on puisse n'y injecter que des rayons guidés. En effet, les rayons à fuite et les rayons

réfractés sont à l'origine de pertes difficilement contrôlables et peuvent provoquer des dégradations de la fibre. Le revêtement protecteur des fibres présente en effet souvent un coefficient d'absorption non négligeable à 514,5 nm. L'absorption des rayons réfractés (ou à fuite) peut donc provoquer l'échauffement de ce revêtement, voire même sa dégradation.

Lorsque l'on couple un laser à une fibre, il est donc nécessaire de n'injecter dans la fibre que des rayons guidés. Nous avons représenté sur la figure I-1a l'extrémité d'une fibre à saut. Les cercles tracés sur cette figure correspondent à une vue de face des cônes de révolution "d'acceptance" des rayons guidés. Leur angle au sommet Θ_{0c} , défini à partir de la relation (1), est constant et leur axe est parallèle à celui de la fibre.

$$\text{O.N.} = \sin \Theta_{0c} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1)$$

O.N. représente l'ouverture numérique de la fibre.

Les cônes sont représentés pour différentes positions du point d'injection des rayons. La trace des cônes "d'acceptance" des rayons guidés à fuite est représentée par les parties hachurées comprises entre les cercles et les ellipses.

Pour les fibres à gradient d'indice, la classification des rayons lumineux en fonction des conditions d'injection s'effectue de façon analogue à celle présentée pour les fibres à saut. Elle fait apparaître là aussi, la distinction entre les rayons guidés, les rayons guidés à fuite et les rayons réfractés. L'examen des figures I-1a et I-1b fait ressortir toutefois une différence très importante. L'angle au sommet du cône "d'acceptance" des rayons guidés diminue du centre de la fibre jusqu'à l'interface coeur-gaine. Il est égal à zéro sur cette interface puisque l'ouverture numérique locale y est nulle.

La figure I-1a montre que, dans une fibre à saut, il est possible d'injecter des rayons guidés en tout point du coeur de la fibre, sans coupler des rayons guidés à fuite ou des rayons réfractés. Il suffit pour cela de respecter la condition $\Theta_0 < \Theta_{0c}$.

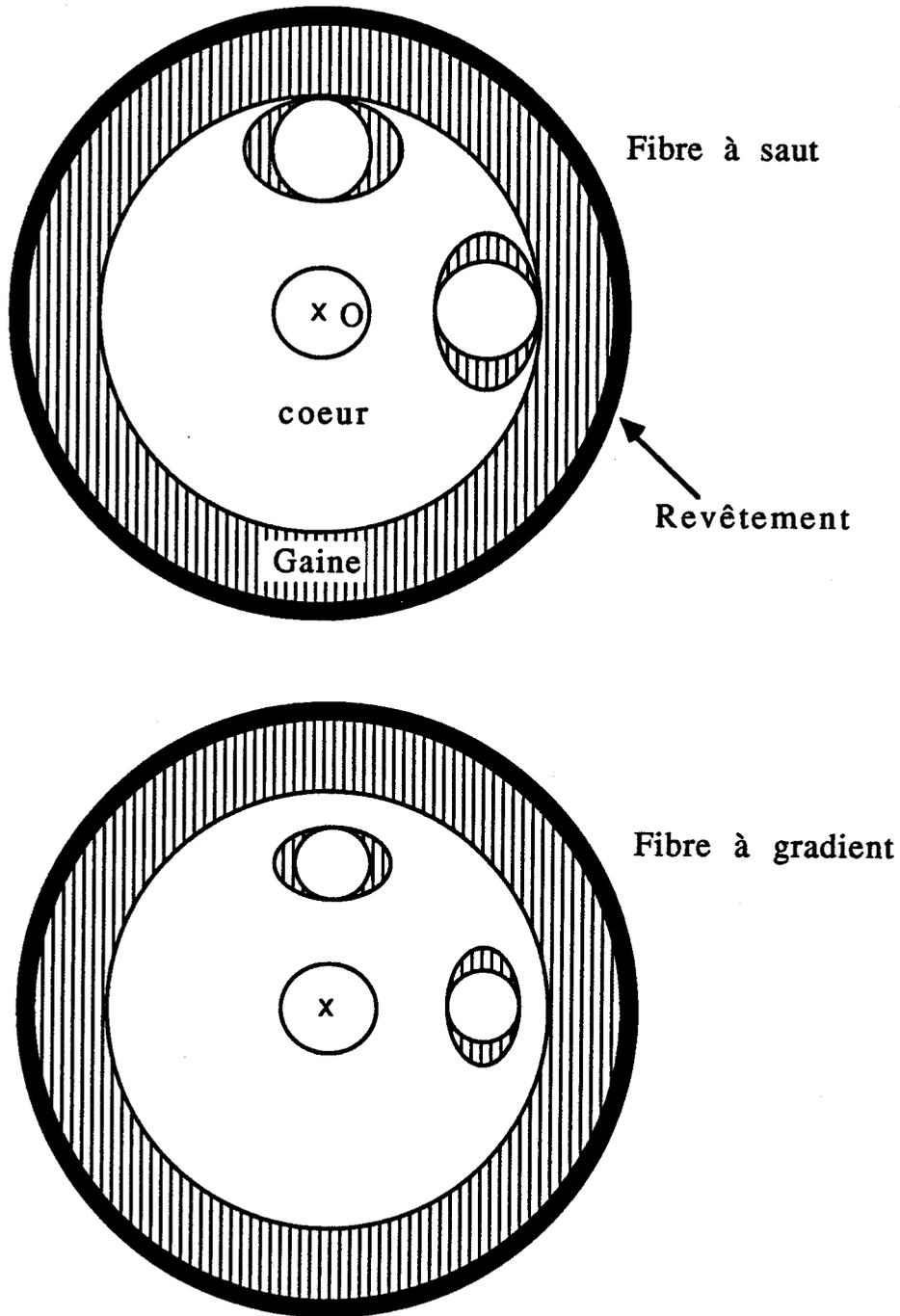


Figure I-1 : Vue de face des cônes "d'acceptance" des rayons guidés (cercle) et des rayons guidés à fuite (partie hachurée comprise entre cercle et ellipse).

a) Fibre à saut ; b) Fibre à gradient.

Par contre, il est très difficile en pratique, d'injecter de façon stable et reproductible, des rayons guidés dans une fibre à gradient d'indice, sans coupler de puissance dans les rayons réfractés ou les rayons guidés à fuite. En effet, supposons que le faisceau issu d'un laser soit focalisé au centre de la fibre. Le rayon du spot est ajusté de façon à ce que la majeure partie du faisceau laser soit comprise dans un cône "d'acceptance" calculé en $r_0 = 0$. Un petit déplacement relatif fibre-spot conduit nécessairement à une propagation de puissance dans la gaine.

Ceci est corroboré par le fait qu'une fibre à saut supporte plus de modes guidés qu'une fibre à gradient d'indice d'ouverture numérique égale et de paramètres géométriques équivalents [15,16]. Elle permet de transporter une puissance optique plus importante [15] et s'avère moins sensible aux pertes par courbure [16].

En conséquence, nous avons donc choisi une fibre à saut de préférence à une fibre à gradient d'indice.

En réalité, il existe deux catégories de fibres à saut : celles dont le coeur est en silice dopée et celles dont le coeur est en silice pure. Le plus souvent, l'élément chimique introduit lors du dopage est constitué par du Germanium qui augmente l'indice du coeur de la fibre. Nous allons définir dans ce paragraphe la catégorie la mieux adaptée à nos expériences.

Pour répondre au cahier des charges, la fibre doit être utilisée avec un laser à Argon ionisé. Or, les fibres dont le coeur est dopé à l'Oxyde de Germanium sont sujettes à de forts effets non linéaires aux longueurs d'onde de ce laser ($\lambda = 488$; $\lambda = 514,5$ nm) [17]. A titre d'exemple, notons qu'une puissance continue de l'ordre de quelques mWatts injectée à $\lambda = 488$ nm peut induire des pertes de transmission à cette même longueur d'onde dans une fibre monomode dopée au germanium. Ces pertes peuvent atteindre plusieurs dB pour une fibre de longueur équivalente à celle utilisées en milieu médical ($L = 4$ m). Elles sont attribuées à un phénomène de photochromisme [18]. Le photochromisme résulte de la création de défauts structuraux dans la fibre (centres colorés) sous l'effet d'une absorption à deux photons en résonance avec une bande d'absorption de la fibre située vers 245 nm. Bien qu'il soit difficile de chiffrer avec précision, l'ordre de grandeur de ces effets dans une fibre optique multimode (le modèle

théorique décrivant la création des centres colorés n'est pas encore clairement établi), il apparaît prudent de ne pas retenir une fibre à saut à coeur dopé à l'Oxyde de Germanium.

Un autre argument en faveur de ce choix est apporté par les variations importantes de tenue des fibres aux rayons X ($\lambda \cong 1 \text{ \AA}$) en fonction de leur constitution. Nous rappelons en effet que, comme l'indique le cahier des charges, la fibre est soumise aux rayons X lors d'une intervention afin de suivre la progression du cathéter dans l'artère.

Il apparaît difficile d'injecter avec précision la dose susceptible d'être reçue par la fibre au cours d'une opération (La dose représente l'énergie reçue par le matériau par unité de masse). En effet, l'absorption de la fibre dans le domaine des radiations X dépend de la longueur d'onde des radiations constituant le spectre de la source à rayons X, mais aussi du numéro atomique de la fibre et des différents éléments la constituant. A défaut de données précises sur les valeurs numériques α_x du coefficient d'absorption de la fibre, nous pouvons indiquer l'ordre de grandeur de la dose maximale qu'un patient peut recevoir à mi-épaisseur lors d'une radioscopie du thorax : 1,03 mGy (1 Gy = 1 J/Kg) [19]. Nous pouvons supposer que α_x le coefficient d'absorption de la silice est plus important d'un ordre de grandeur que celui d'un être humain, puisque en moyenne la silice est formée d'atomes de numéro atomique Z plus élevé que ceux constituant le corps humain. En admettant la légitimité de cette hypothèse, il apparaît que la dose reçue par la fibre reste très faible si on la compare aux doses évoquées classiquement dans les expériences de tenue des fibres (typiquement de 1 à 10^6 Gy). Le risque de dégradation de la fibre au cours de l'intervention s'avère donc très faible, cependant, il semble judicieux de choisir une fibre présentant une résistance importante aux rayons X. En effet, le cahier des charges exige que le cathéter soit stérilisable. Cette opération peut se faire par des vapeurs de formol comme elle est pratiquée actuellement. Une autre technique consiste à irradier la fibre par une forte dose de rayons X ($\cong 10^5$ Gy) [20]. Nous devons donc choisir une fibre qui résiste bien à ce nouveau type de stérilisation. Cela permettra aux médecins de pouvoir utiliser l'une ou l'autre des méthodes, en fonction du matériel dont ils disposent (ou de leur préférence).

Les radiations ionisantes peuvent provoquer des phénomènes de photochromisme dans les fibres [21]. Bien que la description précise de ces phénomènes soit compliquée (elle fait intervenir de très nombreux paramètres tels que l'histoire de la fibre ou la vitesse à laquelle la dose est reçue), quelques règles générales peuvent cependant être énoncées [22,23]. Les fibres dont le coeur est en silice pure résistent mieux aux rayons X que les fibres dopées [20]. Cette constatation conforte donc notre choix. Les faibles doses ($< 10^4$ Gy) ne perturbent pas les capacités de transmission des fibres en silice pure. Ainsi D.L. Griscom et al [21] ont par ailleurs montré qu'une dose de 0,2 Gy envoyée sur une fibre Suprasil 2 PCS placée dans l'obscurité produisait des pertes induites de transmission en puissance négligeables ($\cong 1$ dB/Km à $\lambda = 514,5$ nm). Les doses de rayons X reçues par la fibre au cours de l'examen radioscopique ne perturbent donc pas ses capacités de transmission. A plus forte dose, la présence d'ions OH^- (fibre "humide") en grande quantité dans le coeur améliore la tenue de la fibre aux radiations X. Ainsi, la perte transitoire de transmission en puissance d'une fibre PCS de 30 mètres de long irradiée par un pulse de 4 Gy, passe de 10 dB à 1,5 dB selon que la fibre contienne peu ou beaucoup d'ions OH^- dans son coeur ($\lambda = 850$ nm) [22,23]. Différentes techniques de fabrication des fibres peuvent également améliorer leur résistance aux rayons X : une sélection propre des matériaux des préformes ou une préirradiation des fibres avant qu'elles soient exposées au milieu extérieur. Quelques constructeurs ont développé de telles fibres. Ils ont, de plus, dopé la gaine au fluor et au bore. La présence de bore abaisse l'indice de la gaine et améliore la résistance de celle-ci [20].

En conclusion, il apparaît que compte tenu des problèmes susceptibles d'intervenir lors de l'irradiation de la fibre par des rayons X, les fibres les mieux adaptées au cahier des charges du cathéter sont : des fibres à saut d'indice dont le coeur est constitué de silice pure dopée par des ions OH^- . Une gaine dopée au fluor et au bore peut être choisie si l'on se propose de stériliser le cathéter par des rayons X [20].

II-2- Choix des paramètres optogéométriques de la fibre optique à saut d'indice.

Nous nous proposons de déterminer les paramètres optogéométriques de la fibre (diamètres de coeur, des gaines optique et protectrice, ouverture numérique, atténuations) les mieux adaptées au cahier des charges du cathéter.

II-2-1- Choix de l'atténuation de la fibre.

La fibre que nous devons choisir doit pouvoir délivrer une puissance optique de 5 Watts (cahier des charges) en partant d'une source laser émettant au maximum 7 Watts. L'affaiblissement de la puissance transportée par le faisceau optique au cours de la propagation dans la fibre supposée rectiligne provient essentiellement des phénomènes d'absorption et de diffusion linéaires. Ces phénomènes sont présentés dans le paragraphe I-3 de l'annexe I-1. La plupart des constructeurs de fibres spécifient dans leurs notices commerciales, les valeurs de l'atténuation de la fibre exprimées en dB/Km (ou dB/m) et mesurées à différentes longueurs d'onde d'excitation de la fibre. Par exemple, à $\lambda = 514,5$ nm, une fibre en silice (Sedi fibres optiques modèle ST.U) a pour atténuation 10 dB/Km [24] et une fibre en silice (Polymicro technologies modèle FHP) a pour atténuation 20 dB/Km [25]. Les valeurs des constructeurs prennent en compte globalement l'absorption et la diffusion mesurées dans la fibre avec des sources lumineuses de faible puissance. Ces mesures de l'atténuation sont faites lorsque l'équilibre des modes est atteint (le chiffre donné est donc un chiffre moyen). Il faut donc noter que ces chiffres n'ont qu'une utilité relative pour un utilisateur de fibres dans le domaine médical. En effet, ils sont le plus souvent obtenus à partir d'un protocole expérimental établi en fonction de l'utilisation des fibres en télécommunication optique. Les fibres médicales sont souvent très courtes ($\cong 5$ m) devant la longueur des fibres destinées aux télécommunications (plusieurs Kms). Dans une fibre de faible longueur, l'atténuation dépend des conditions d'injection du laser dans la fibre et n'est pas nécessairement proportionnelle à la longueur de fibre. Cependant, elle reste toujours très faible, compte tenu de la longueur de la fibre utilisée et des valeurs typiques d'atténuation des

fibres à 514,5 nm. A titre d'exemple, une atténuation de 20 dB/km correspond à une atténuation de 0,02 % pour une fibre de 5 m. En conséquence, la cause principale des pertes provient des réflexions de Fresnel sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre.

En conclusion, le choix de la valeur de l'atténuation de la fibre ne constitue pas un paramètre critique dans la construction du cathéter*.

II-2-2- Choix de l'ouverture numérique de la fibre et du rayon de coeur de la fibre.

Les éléments du choix de l'ouverture numérique et du rayon de coeur de la fibre sont définis par les conditions d'excitation de la fibre, par les pertes par courbure et par les limitations qu'imposent les effets non linéaires.

Excitation de la fibre :

Dans notre cas, les paramètres de l'onde laser à l'entrée de la fibre (rayon du faisceau, longueur d'onde, divergence, puissance) sont imposés par le cahier des charges. Nous devons donc choisir le rayon du coeur et l'ouverture numérique de la fibre de façon à ce que le faisceau laser incident sur l'entrée de la fibre n'excite que des modes guidés. Pour réaliser ces conditions optimales, il suffit de choisir une fibre présentant une étendue optique EO_{fibre} supérieure ou égale à l'étendue optique de la source : EO_{source} . Les étendues optiques sont définies par les relations (2) et (3).

$$\begin{aligned} EO_{\text{fibre}} &= \pi^2 a^2 \sin^2 \Theta_{0c} = \pi^2 a^2 (\text{O.N.})^2 \\ EO_{\text{source}} &= 2 \lambda^2 \end{aligned} \quad (2)$$

(La source laser TEM_{00} est assimilée dans le champ lointain à une source classique circulaire de rayon $W_0 \sqrt{2}$, émettant dans un angle $\Theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0}$.)

* Nous admettons ici implicitement que la puissance absorbée est suffisamment faible pour ne pas modifier les caractéristiques de la fibre.

$$EO_{\text{fibre}} \geq EO_{\text{source}} \quad (3)$$

Même avec une ouverture numérique très faible ($O.N. = \sin \Theta_{0c}$), EO_{fibre} vérifie en général la condition $EO_{\text{fibre}} \geq EO_{\text{source}}$.

Conclusion :

Si l'on ne considère comme élément du choix, que le seul critère d'excitation de modes guidés dans la fibre, il suffit de retenir une fibre de rayon de coeur a et d'ouverture numérique $O.N.$ vérifiant l'inégalité (3). La lentille de focalisation doit être choisie de façon à ce que le rayon du spot minimum W_1 qu'elle forme sur la face d'entrée de la fibre soit inférieur à a . Le faisceau issu du laser du L.R.E.L. est focalisé selon un spot de rayon $W_1 = 13,6 \mu\text{m}$. En conséquence, nous devons choisir une fibre de rayon de coeur $a \geq 15 \mu\text{m}$. L'ouverture numérique des fibres multimodes est typiquement égale à 0,2. L'inégalité (3) est alors numériquement vérifiée.

Pertes par courbure :

D'autres considérations doivent être prises en compte, lorsque l'on se propose de choisir l' $O.N.$ et le rayon a du coeur de la fibre. La sensibilité de la fibre aux pertes par courbure est particulièrement importante dans notre cas puisque le cathéter doit parcourir des artères tortueuses comme les coronaires. Nous étudions donc un modèle de guide plan multimode afin de comprendre qualitativement le comportement d'une fibre multimode soumise à une courbure de rayon R . Ce modèle, emprunté à la référence [26], permet d'évaluer comment les pertes évoluent en fonction des paramètres du guide : R , a , $O.N.$ Il peut être étendu au cas des fibres [26] au prix d'une augmentation importante du temps de calcul. Qualitativement, l'évolution des pertes dans le guide s'avère analogue à celle des pertes dans une fibre de même type [26]. Cette remarque explique pourquoi nous avons choisi de nous intéresser qu'au modèle simple du guide plan.

Nous formulons les hypothèses suivantes. La face d'entrée de la partie courbe du guide (face repérée par l'axe XX' sur la figure I-2) se comporte comme une source Lambertienne. Cette hypothèse revient à

supposer que la longueur de la partie rectiligne est suffisante pour que tous les rayons à fuite aient perdu leur puissance et qu'il n'y ait plus que des rayons limites restant dans le coeur au début de la courbure. La distribution d'intensité de puissance à l'entrée de la courbure est alors donnée par l'expression (4).

$$I = I_0 \cos \Theta_z ; I_0 = \text{cte} \quad (4)$$

Dans (3), Θ_z représente l'angle que fait le rayon avec l'axe de la fibre (voir figure I-2). Cet angle vérifie la condition (5).

$$-\Theta_c \leq \Theta_z \leq +\Theta_c \quad (5)$$

$$\Theta_c = \cos^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

n_1 représente l'indice du milieu intérieur.

n_2 représente l'indice du milieu extérieur.

Θ_c représente l'angle complémentaire de l'angle limite de réfraction à l'interface coeur-gaine.

Nous définissons la position angulaire du point d'incidence d'un rayon sur le dioptre courbe par ξ ($\xi = z/R$, z représente la distance le long de l'axe de la courbe et reste très grand devant a). La perte de puissance à cette position peut s'exprimer sous la forme (6), [26] en fonction du coefficient d'atténuation α donné par (7).

$$P(\xi) = P(0) e^{-\alpha \xi} \quad (6)$$

$$\alpha = - \frac{\sum_{i=1}^N \text{Log}(1 - T_i)}{\sum_{i=1}^N \Delta \xi_i} \quad (7)$$

Dans (7), T_i représente la fraction de puissance incidente perdue par réflexion. Cette valeur dépend du trajet parcouru par le pinceau de rayons. Nous allons donc exprimer T_i en fonction des angles que le pinceau de rayons fait avec les tangentes aux interfaces coeur-gaine externe Θ_ϕ et interne Θ_ϕ' lors des réflexions. Ces angles sont représentés sur la figure I-2.

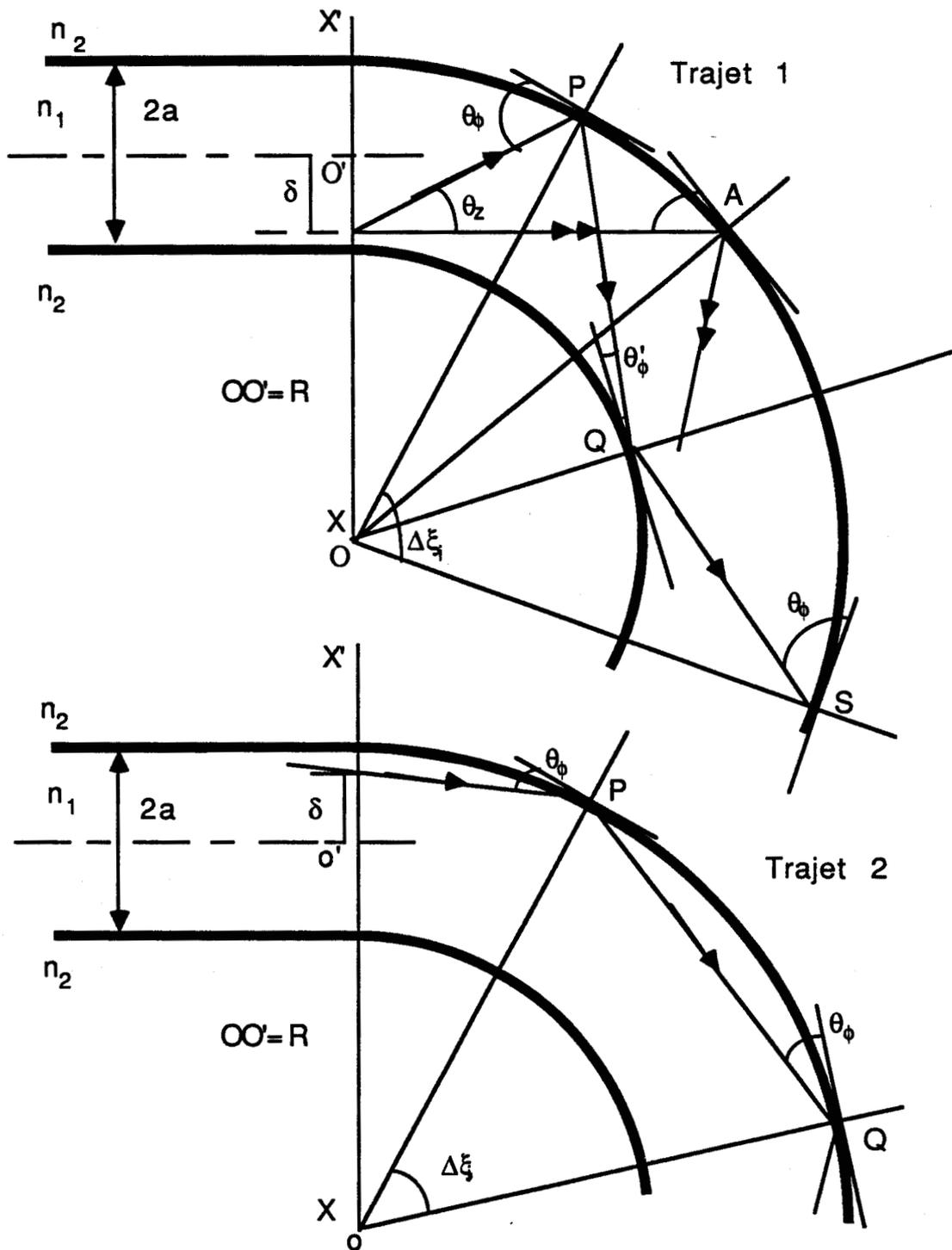


Figure I-2 : Une source Lambertienne illumine entièrement la face d'entrée du guide d'onde plan multimode à saut d'indice. Lorsque le rayon est réfléchi sur les deux faces, il parcourt le trajet 1. S'il n'est réfléchi que sur la face externe, il parcourt le trajet 2. R : représente le rayon de courbure du guide, a : la demi-section du guide, δ : est la distance entre l'axe du guide et le rayon incident dans le plan du guide et $\Delta \xi_j$ est l'angle entre deux réflexions consécutives sur la même face.

Ils se conservent au cours de la propagation du pinceau de rayons et vérifient la relation (8).

$$(R + a) \cos \Theta_{\phi} = (R - a) \cos \Theta_{\phi}' \quad (8)$$

L'inégalité (9) permet de distinguer les 2 trajets suivant la valeur de Θ_{ϕ} , le trajet d'un rayon s'effectuera selon le trajet 1 ou 2.

$$\left(\frac{R + a}{R - a} \right) \cos \Theta_{\phi} \leq 1 \quad (9)$$

Lorsque la condition (9) est vérifiée, le faisceau suit le trajet 1. Il est réfléchi sur les deux interfaces interne et externe. Lorsque (9) n'est pas vérifiée, l'angle Θ_{ϕ}' n'existe pas. Le rayon suit le trajet 2 et ne se réfléchit que sur la surface externe.

Il est possible de montrer qu'en raison de la courbure du guide, il n'existe plus de rayons guidés au sens strict du terme [26]. En effet, à chaque réflexion sur l'interface coeur-gaine, une petite partie de la puissance incidente peut être perdue par réfraction ou par un guidage à fuite assimilable à un effet "Tunnel". L'effet "Tunnel" n'existe que lorsqu'il y a réflexion sur la surface externe [26]. Le vecteur de propagation réel dans le coeur, devient imaginaire en passant dans la gaine sur une distance radiale X_{tp} puis redevient réel au delà. Cette valeur : x_{tp} est définie dans l'expression (10) [26].

$$\begin{aligned} X_{tp} &= (R + a) \left(\frac{\cos \Theta_{\phi}}{\cos \Theta_c} - 1 \right) & \Theta_{\phi} \leq \Theta_c \\ X_{tp} &= 0 & \Theta_{\phi} > \Theta_c \end{aligned} \quad (10)$$

Les expressions permettant de calculer T_i sont regroupées dans le tableau I-1 en fonction de Θ_{ϕ} et de Θ_{ϕ}' . Elles sont calculées à partir des équations de Fresnel généralisées [27, 28] et sont exprimées en fonction de la courbure du guide dans les équations (11) à (14) du tableau I-1 [26]. Ces équations sont des expressions analytiques résultant de plusieurs approximations présentées dans la référence [27]. Elles constituent des expressions proches de la réalité d'après C. Winkler. En fait, nous avons constaté qu'elles ne peuvent pas toujours s'appliquer. Lorsque les rayons "Tunnel" sont faiblement à fuite, les distances X_{tp} sont plus grandes. L'équation (11) est alors un

peu pessimiste. Elle prédit un taux d'atténuation plus élevé que la valeur réelle. Cependant cette erreur est négligeable sur la valeur de l'atténuation totale. Elle ne deviendrait significative que sur des kilomètres de guide, [26]. L'utilisation des relations (11) à (14) fait apparaître un problème plus délicat. En effet, nous avons tracé sur la figure I-3 les valeurs de T_i calculées à partir de (11) et (12) en fonction de Θ_ϕ dans un cas particulier de guide courbe. Nous remarquons que les valeurs de T_i sont supérieures à 1 lorsque $\Theta_\phi > \Theta_c$. Ce cas n'a pas de réalité physique et montre les limites de la validité de l'équation : (12). Le même problème existe pour l'équation (14) lorsque $\Theta'_\phi > \Theta_c$. Pour tous les pinceaux de rayons vérifiant ces cas nous avons fait l'approximation que T_i est égal à 1 dans ces zones en considérant que toute la puissance est perdue par réflexion.

Le calcul du facteur d'atténuation α exprimé par (7) nécessite de savoir calculer l'angle $\Delta\xi_i$ entre deux réflexions consécutives sur l'une des interfaces du guide courbe. Lorsque le rayon suit le trajet 1, il est successivement réfléchi sur la surface externe en P puis sur la surface interne en Q. Il se réfléchit ensuite à nouveau sur la surface externe en S. L'angle $\Delta\xi_i$ entre P et S est donné par la relation (15).

$$\Delta\xi_i = 2 (\Theta_\phi - \Theta_\phi') \quad (15)$$

Si le rayon suit le trajet 2 alors, il ne se réfléchit que sur la surface externe. L'expression de $\Delta\xi_i$ s'écrit alors sous la forme (16).

$$\Delta\xi_i = 2 \Theta_\phi \quad (16)$$

La puissance du faisceau à la position ξ du guide peut s'exprimer à l'aide des équations (4), (5), et (6) en fonction des conditions d'injection du faisceau à l'entrée du guide. Nous désignons par δ le déplacement initial du rayon par rapport à l'axe (figure I-2). Nous pouvons écrire $P(\xi)$ sous la forme (17).

$$P(\xi) \equiv \int_{-a}^{+a} d\delta \int_{-\Theta_c}^{\Theta_c} \cos\Theta_z e^{-\alpha(\delta, \Theta_z)\xi} d\Theta_z \quad (17)$$

TABLEAU I-1

Expression de la fraction de puissance T_i perdue par réflexion en fonctions des angles Θ_ϕ et Θ_ϕ' [26].

Condition sur les angles	Expression de T_i	Type de rayons
$\Theta_\phi \leq \Theta_c$	$T_i = 4 \frac{\sin \Theta_\phi}{\sin \Theta_c} \left(1 - \frac{\sin^2 \Theta_\phi}{\sin^2 \Theta_c} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{2}{3} n_1 k (R+a) \left(\Theta_c^2 - \Theta_\phi^2 \right)^{\frac{3}{2}} \right)$	(11) Rayons tunnels
$\Theta_\phi > \Theta_c$	$T_i = 4 \frac{\sin \Theta_\phi}{\sin \Theta_c} \left(\frac{\sin^2 \Theta_\phi}{\sin^2 \Theta_c} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$	(12) Rayons réfractés
$\Theta'_\phi \leq \Theta_c$	$T_i = 0$	(13) Pas de rayons Tunnel
$\Theta'_\phi > \Theta_c$	$T_i = 4 \frac{\sin \Theta'_\phi}{\sin \Theta_c} \left(\frac{\sin^2 \Theta'_\phi}{\sin^2 \Theta_c} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$	(14) Rayons réfractés

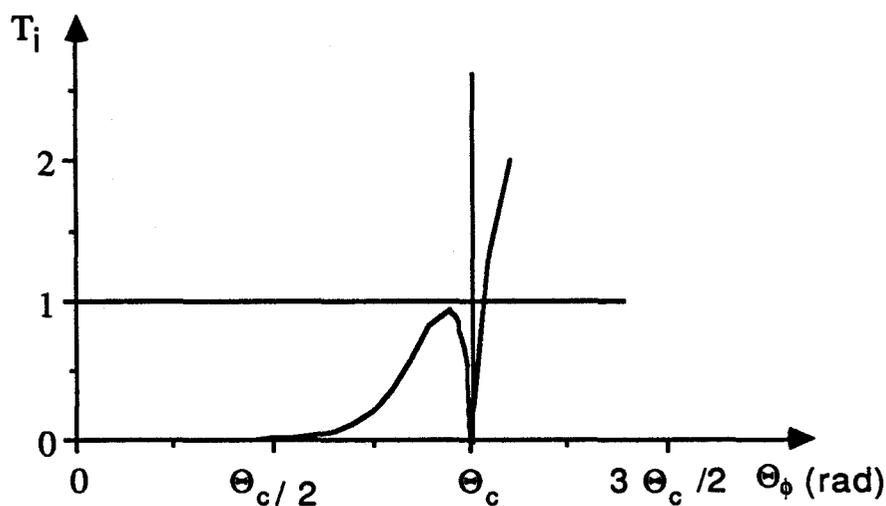


Figure I-3 : Valeurs de T_i calculées à partir des équations (11) et (12) en fonction de la valeur de l'angle Θ_ϕ par rapport à l'angle complémentaire Θ_c de l'angle limite de réfraction à l'interface coeur-gaine. Cas particulier d'un guide courbe ($R = 1 \text{ mm}$; $n_1 = 1,52$; $\lambda = 1 \mu\text{m}$; $a = 50 \mu\text{m}$)

La perte de puissance s'exprime alors sous la forme (18) :

$$\Delta P = 10 \log \frac{P(\xi)}{P(0)} \quad (18)$$

$$\text{où } P(0) = \int_{-a}^{+a} d\delta \int_{-\Theta_c}^{\Theta_c} \cos \Theta_z d\Theta_z = 4 a \sin \Theta_c \quad (19)$$

Nous avons tracé sur la figure I-4 la perte de puissance d'un guide plan courbe en fonction du paramètre z pour différentes valeurs du rayon de courbure R ($n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5$ nm ; $a = 50$ μ m). Cette figure montre que plus le rayon de courbure diminue, plus la perte est importante. D'autre part, plus la courbure est longue, plus il y a de pertes.

La figure I-5 indique la perte de puissance obtenue en fonction de z pour différentes ouvertures numériques, avec un rayon R fixé. ($n_1 = 1,46156$; $\lambda = 514,5$ nm ; $a = 50$ μ m ; $R = 0,1$ m). Nous remarquons que plus l'ouverture numérique est importante, plus les pertes de puissance dues à la courbure sont faibles.

Sur la figure I-6, nous avons fait varier la valeur du rayon du guide a lorsque le rayon de courbure : R est fixé. Nous avons calculé la perte de puissance en fonction de z ($n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5$ nm ; $a = 50$ μ m ; $R = 0,1$ m). Nous remarquons que plus a est grand, plus les pertes de puissance dues à la courbure sont importantes.

Conclusion :

Le modèle simplifié de guide plan courbe que nous venons de présenter fait apparaître les points suivants (si nous admettons que le comportement d'une fibre multimode à saut sous courbure est analogue à celui d'un guide plan courbe). Les pertes par courbure seront d'autant plus faibles que l'ouverture numérique de la fibre sera grande. Par ailleurs, ces pertes seront minimisées par le choix d'un rayon de coeur petit (mais supérieur toutefois à W_1 , pour satisfaire à la condition d'excitation exclusive de modes guidés dans le coeur).

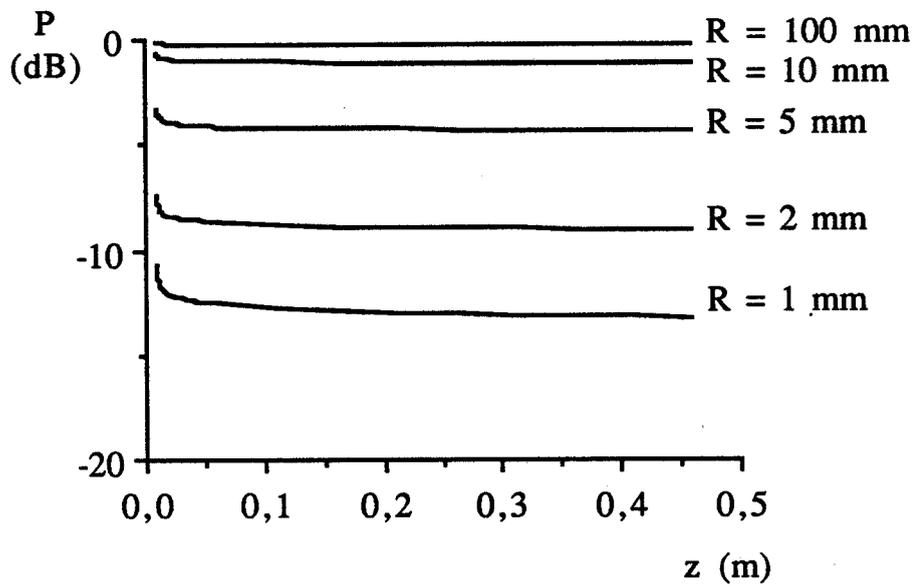


Figure I-4 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z pour différentes valeurs de R.
($n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5$ nm ; $a = 50$ μ m)

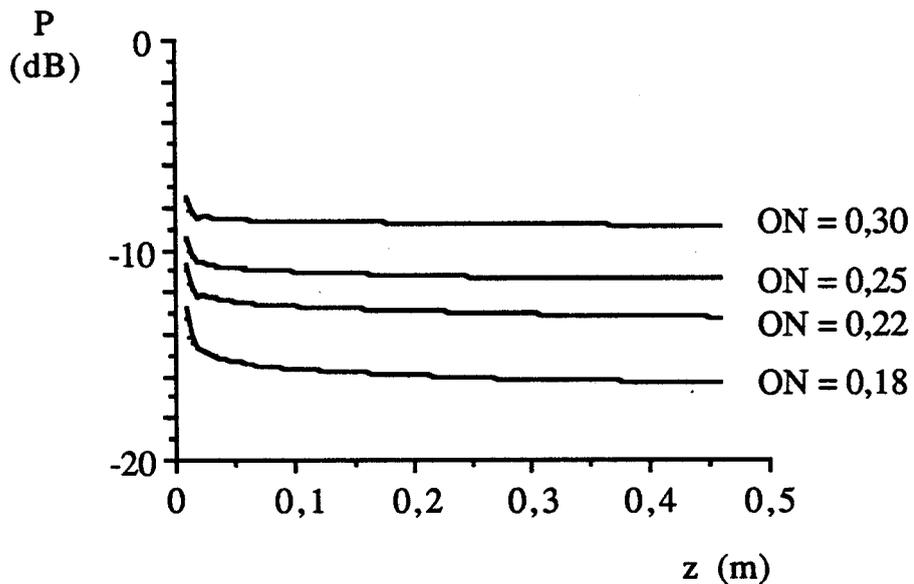


Figure I-5 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z lorsque l'ouverture numérique varie.
($R = 1$ mm ; $n_1 = 1,46156$; $\lambda = 514,5$ nm ; $a = 50$ μ m)

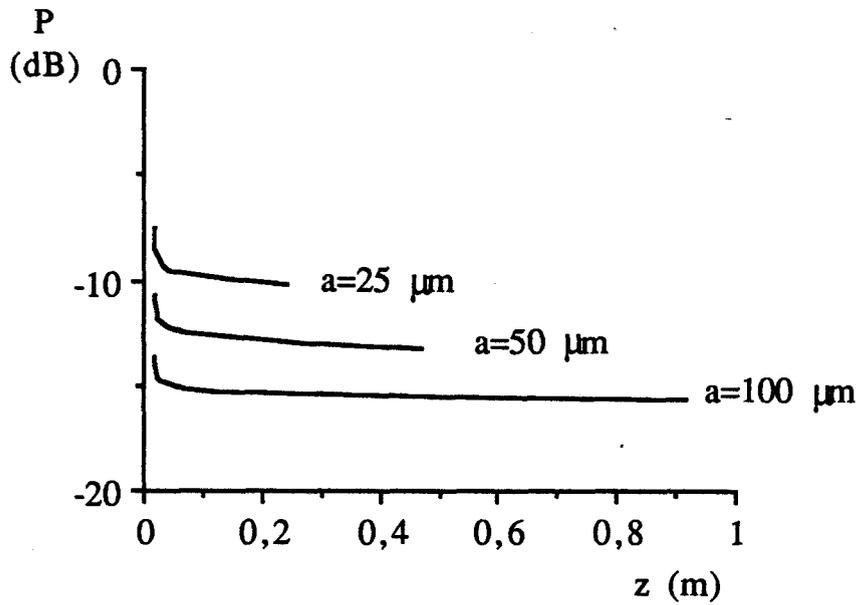


Figure I-6 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z lorsque le rayon du guide varie.
($R = 1 \text{ mm}$; $n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$)

Limitation par les effets non linéaires :

Jusqu'à présent, nous avons supposé que la fibre se comporte comme un milieu passif et linéaire. Sous cette hypothèse, la puissance transmise est proportionnelle à la puissance injectée à l'entrée de la fibre. Cependant, des effets non linéaires sont susceptibles d'apparaître dans la fibre à partir lorsque la densité de puissance (en Watts/m²) injectée à l'entrée de la fibre est progressivement augmentée [29]. Ces effets peuvent provoquer :

- Une limitation de la puissance optique transmise (effet Brillouin stimulé).
- Une modification des composantes spectrales du faisceau pompe (diffusion Raman stimulée).

Nous allons estimer la valeur minimale a du rayon de coeur de la fibre qu'il faut choisir pour que ces effets non linéaires ne viennent pas perturber la propagation du faisceau laser dans la fibre. Nous ne tiendrons pas compte des effets non-linéaires qui ne peuvent avoir aucune influence dans notre cas (interaction à quatre ondes, effet Kerr optique).

La diffusion Brillouin provient d'une interaction non linéaire entre les phonons acoustiques du milieu, l'onde pompe et l'onde Brillouin contradictive. Un effet stimulé intense peut intervenir lorsqu'une radiation de faible largeur spectrale (quelques MHz) est injectée à l'entrée d'une fibre longue (environ 1 Km) à faible absorption. Ainsi D. Cotter [30] a montré que la propagation de puissances continues de l'ordre du mWatt pouvait s'accompagner dans des fibres monomodes ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) d'un effet Brillouin stimulé très notable. La radiation pompe transfère une partie de son énergie vers l'onde acoustique et vers l'onde optique rétrodiffusée. De ce fait, l'onde pompe peut se trouver fortement atténuée en régime de saturation. Nous pouvons exprimer l'ordre de grandeur de la puissance critique P_c à partir de laquelle l'effet Brillouin risque de survenir en fonction du rayon de la fibre.

$$P_c = \frac{21 \pi a^2}{G_B L_{\text{eff}}} \quad (20)$$

L'expression (20) a été établie par R.G. Smith [31] sous l'hypothèse que l'intensité de l'onde pompe n'est pas modifiée sous l'effet de l'interaction non linéaire et que l'état de la polarisation des faisceaux n'est pas maintenu, au cours de la propagation. Dans l'expression (20), G_B représente le coefficient du gain Brillouin et L_{eff} la longueur efficace d'interaction. Ils peuvent s'exprimer sous les formes données en (21) et (24), [29].

$$G_B = \frac{G_{B0}}{2} \left(\frac{\Delta v_B}{\Delta v_p} \right) \quad \text{si } \Delta v_p \gg \Delta v_B \quad (21)$$

$$\text{avec } \Delta v_B = \left(\frac{38}{2} \right) \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_p} \right) [32], \text{ avec } \lambda_p \text{ en } \mu\text{m} \text{ et } \Delta v_B \text{ en MHz} \quad (22)$$

$$\text{et } G_{B0} = 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ cm/Watts, constante de la silice, [29] (23)}$$

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-\alpha_p L})}{\alpha_p} \cong L \quad (24)$$

avec α_p le coefficient d'atténuation linéaire de la fibre et L sa longueur.

A titre d'exemple, examinons le cas d'une fibre de 5 mètres de long, dont le coefficient d'atténuation est de 20 dB/Km. Elle est excitée par un laser à Argon ionisé ($\lambda=514,5$ nm) de largeur spectrale 6 GHz. Nous avons regroupé dans le tableau I-2, les valeurs des puissances critiques calculées à partir de l'expression (20) pour différents diamètres de coeur.

Dans ce tableau, il apparait que les seuils d'apparition de l'effet Brillouin stimulé dans la fibre multimode sont beaucoup plus grands que 5 Watts, à condition que le rayon de la fibre soit égal ou supérieur à 25 μm .

La diffusion Raman est caractéristique des modes de vibration moléculaire du milieu optique dans lequel se propage le faisceau lumineux. L'interaction entre les photons de la pompe et les vibrations du milieu fait apparaître un photon Stokes de fréquence optique plus faible, déplacée vers le rouge. La diffusion Raman stimulée peut à priori intervenir de façon codirective et contradirective.

TABLEAU I-2

Valeurs calculées à partir de (20), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter avant que l'effet Brillouin ne se produise .

$L = 5 \text{ m}$; $\alpha_p = 20 \text{ dB/Km}$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$; $\Delta\nu = 6 \text{ GHz}$

a [μm]	25	50	100	200
P_c [Watts]	155	619	2476	9906

Cependant, la puissance pompe seuil pour l'effet Raman stimulé codirectif est environ 25% plus faible que pour le contradirectif. En conséquence, la diffusion Raman stimulée codirective s'avère le plus souvent l'effet prépondérant. Nous cherchons à déterminer la valeur du rayon du coeur de la fibre permettant d'éviter ces effets. Pour cela, nous reprenons les résultats de R.G. Smith [31] obtenues sous les hypothèses suivantes. Le modèle de R.G. Smith suppose que la longueur : L de la fibre est beaucoup plus grande que le rapport : $1/\alpha_p$ si bien que la relation (24) se trouve vérifiée. D'autre part, l'atténuation de l'onde pompe induite par l'interaction non linéaire est négligée. R.G. Smith définit la puissance critique comme la puissance pompe à partir de laquelle la puissance contenue dans l'onde Stokes devient comparable à la puissance transmise dans la fibre.:

$$P_c = 16 \left(\frac{\pi a^2 \alpha_p}{\gamma_0} \right) \quad (25)$$

Dans (25), γ_0 représente le coefficient du gain Raman dépendant du matériau et de λ_p : la longueur d'onde du laser de pompe ($\gamma_0 = 9,45 \cdot 10^{-14} \text{ m/Watts}$ pour la silice avec un laser à Argon ionisé $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ [31]). Nous avons regroupé dans le tableau I-3 les valeurs calculées de P_c en fonction du rayon de la fibre ($\alpha_p = 20 \text{ dB/Km}$).

TABLEAU I-3

Valeurs calculées à partir de (25), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter avant que l'effet Raman ne se produise.

$$\gamma_0 = 9,45 \cdot 10^{-14} \text{ m/Watts} ; \lambda = 514,5 \text{ nm} ; \alpha_p = 20 \text{ dB/Km}$$

a [μm]	25	50	100	200
P_c [Watts]	1531	6124	24495	97981

Malgré les hypothèses restrictives énoncées pour établir (25), cette relation permet de prédire l'ordre de grandeur de la puissance pompe pour laquelle l'effet Raman Stimulé peut intervenir dans la fibre. Il faut noter qu'en raison de la courte longueur des fibres médicales, les valeurs des seuils reportées dans le tableau I-3 sont sous-estimées. Nous remarquons que ces valeurs sont beaucoup plus grandes que les puissances que nous utilisons. Nous n'avons donc pas à craindre cet effet même si le rayon du coeur est faible (25 μm par exemple).

Conclusion :

Il apparait que les effets non linéaires n'interviennent pas de façon notable sous nos conditions expérimentales.

II-2-3- Choix du diamètre de la fibre et de son revêtement protecteur. Nature du matériau le constituant.

Les phénomènes de pertes linéaires (absorption, diffusion) peuvent provoquer un échauffement de la fibre et de son revêtement protecteur. Cet échauffement risque, s'il devient trop important de faire fondre le revêtement protecteur de la fibre. En cas de fusion de sa gaine protectrice, la fibre se trouve fragilisée (la température de fusion de la silice, $\cong 1700 \text{ }^\circ\text{C}$ est en général beaucoup plus élevée que celle des revêtements protecteurs.). Nous proposons donc de calculer

l'échauffement de ce revêtement protecteur en utilisant les résultats d'un modèle initialement développé par S. Nemoto [33] (figure I-7). Nous en déduisons la valeur minimale qu'il faut donner au diamètre de la fibre pour qu'il puisse supporter cet échauffement. Nous donnerons également des éléments de choix du matériau le constituant.

Dans ce modèle présenté en annexe I-2, S. Nemoto [33] suppose que le coeur de la fibre est légèrement absorbant à la longueur d'onde de la radiation se propageant dans la fibre, la gaine optique et la gaine protectrice sont supposées transparentes. La chaleur produite dans le coeur, diffuse par conduction radiale* dans la gaine optique puis dans la gaine protectrice. Il apparait un gradient thermique ΔT entre les points situés à la limite de la gaine protectrice et les points situés à proximité de l'extérieur de cette gaine. La température de l'environnement de la fibre est supposé fixe. le processus d'échange thermique entre la fibre et le milieu extérieur est caractérisé par une conductance de surface H. Un régime stationnaire (donc un équilibre thermique) s'établit lorsque l'énergie échangée ($\cong H \Delta T$) est égale à l'énergie produite par le processus d'absorption.

Sous ces hypothèses, l'écart de température $\Delta T'$ entre les points les plus chauds du revêtement protecteur de la fibre et les points situés à l'extérieur de la fibre peut s'exprimer à l'aide de l'expression (26) [33]:

$$\Delta T = \frac{\alpha P}{2\pi} \left\{ \frac{1}{b'H} + \frac{1}{2K} \left(\text{Log} \left(\left(\frac{b'}{a} \right)^2 + 1 \right) \right) \right\} \quad (26)$$

Dans cette expression (26), P désigne la puissance optique se propageant dans la fibre, α le coefficient d'absorption de la fibre, b' le rayon de la gaine protectrice et K le coefficient de conductivité thermique du matériau supposé uniforme.

* S. Nemoto néglige donc la diffusion thermique longitudinale (dans l'axe de la fibre) et ne s'intéresse donc pas aux effets thermiques au voisinage des faces d'entrée et de sortie de la fibre.

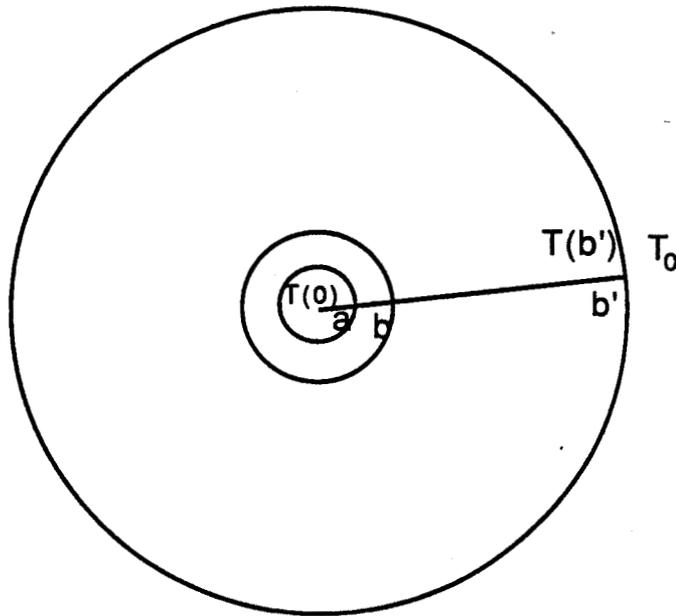


Figure I-7 : Représentation du modèle de S. Nemoto [33].

TABLEAU I-4

Valeurs calculées à partir de (27), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter dans la fibre avant qu'elle ne se dégrade par effet thermique. Les paramètres fixés sont :

$a = 50 \mu\text{m}$; $\Delta T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$; $\alpha = 0,46 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$; $K = 0,132 \text{ mWatts/cm } ^\circ\text{C}$

		P_c (Watts)				
H (mWatts/cm ² °C)	b' (μm)	70	85	135	200	250
	0,5		471	588	877	1230
1		929	1115	1674	2236	2771
5		4165	4812	6114	6483	6039
10		7382	8219	9147	8501	7084
30		15212	15564	13667	10726	8007

La valeur de $\Delta T'$ doit rester inférieure à une valeur $\Delta T_c'$ qui dépend de la nature du matériau constituant la gaine si bien que P doit vérifier l'inégalité (27).

$$P \leq P_c \equiv \frac{2\pi}{\alpha} \Delta T_c' \left(\frac{1}{\frac{1}{b'H} + \frac{1}{2K} \left(\text{Log} \left(\frac{b'}{a} \right)^2 + 1 \right)} \right) \quad (27)$$

Nous avons regroupé dans le tableau I-4 les valeurs des puissances critiques P_c à ne pas dépasser pour que la fibre ne se dégrade pas, en fonction de deux paramètres b' et H . Nous avons arbitrairement fixé ΔT à 100°C . Le calcul a été réalisé pour différentes valeurs de H , car la valeur numérique exacte de ce paramètre est difficile à évaluer. La valeur numérique de K correspond au coefficient de conductivité de la silice.

Nous remarquons que dans l'expression (27), pour une valeur de H fixée, la valeur de la puissance critique passe par un optimum lorsque b' augmente. Dans ce cas, la valeur du terme en $(\text{Log}(b'/a)^2 + 1)/2K$ devient prépondérante devant celle en $1/b' H$.

Nous remarquons également que les puissances qu'il faut injecter pour dégrader la fibre, sont très supérieures à celles que nous sommes susceptibles d'utiliser. Cependant, à l'extrémité "distale" de la fibre, l'absorption des tissus peut s'avérer très importante. Par exemple, la puissance absorbée $\{P_{\text{abs}} = P_0 - P(z) = P_0 (1 - e^{-2Az})\}$ peut atteindre 4,86 Watts à $z = 0,1$ cm de profondeur dans le tissu lorsque la puissance en sortie de la fibre a pour valeur $P_0 = 5$ Watts et que le coefficient d'absorption en amplitude du tissu (plaque d'athérome) a pour valeur $A = 18 \text{ cm}^{-1}$ [34]. La quantité de chaleur dégagée résultant de la conversion de la puissance absorbée, peut être localement très forte. L'eau de refroidissement risque de bouillir et nous passons alors, d'un système de refroidissement par conduction à un régime de refroidissement par convection gazeuse. La valeur de H diminue et la température au centre de la fibre augmente. Par exemple si $H = 0,01 \text{ mWatts/cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ et $b' = 70 \text{ } \mu\text{m}$ alors $P_c = 9,5 \text{ Watts}$.

C'est pour cela que b' ne doit pas être trop petit et qu'il est préférable de choisir un revêtement en polyimide (qui supporte une température plus élevée ($\cong 320^{\circ}\text{C}$) qu'un revêtement polymère ($\cong 150^{\circ}\text{C}$) avant de se dégrader [35]).

Les propriétés mécaniques de la fibre ne sont pas dégradées par le choix d'un tel revêtement (polyimide). La fibre reste souple et peut prendre des courbes de petits rayons de courbure [25] ($\cong 2\text{ cm}$). Sa rigidité est suffisante pour permettre son introduction dans les artères coronaires.

Conclusion

Les différentes études que nous venons de présenter, nous ont conduit à choisir le type et les paramètres optogéométriques de la fibre les mieux adaptés à nos applications. La section de la fibre ne doit pas être trop grande afin que la fibre puisse rester souple pour permettre son utilisation dans les coronaires. Par contre, la prise en compte des risques d'apparition d'effets non linéaires et d'échauffement de la fibre impose de choisir des dimensions de cœur et de gaine assez grandes. Nous avons donc été amenés à faire un compromis, pour choisir une fibre adaptée à notre cas, en tenant compte de tous les problèmes rencontrés.

Il s'agit d'une fibre multimode à saut d'indice dont le rayon de cœur vaut $50\ \mu\text{m}$, le rayon de la gaine optique vaut $70\ \mu\text{m}$ et celui du revêtement protecteur vaut $85\ \mu\text{m}$. L'ouverture numérique de la fibre est de : 0,22. Les matériaux utilisés sont :

- de la silice pure contenant beaucoup d'ions OH^- pour le cœur.
- de la silice dopée au fluor et au bore pour la gaine optique
- du polyimide pour le revêtement protecteur.

II-3- Contrôle de la divergence maximale du faisceau de sortie à l'aide d'une lentille boule obtenue par fusion de l'extrémité de la fibre.

Le choix d'une fibre ne résout cependant pas tous les problèmes. Le cahier des charges demande que les paramètres du faisceau soient contrôlés afin de minimiser les risques de perforations des artères. Nous allons donc aborder cette étude dans le paragraphe suivant.

II-3-1- Fibre dont l'extrémité est simplement polie.

J.L. Boulnois [12] a montré qu'il existe des densités de puissance optimales pour chaque domaine d'application médicale ($\cong 1000$ Watts/cm² pour détruire une plaque d'athérome en régime continu avec un laser à Argon ionisé [12]). Comme le cathéter peut être amené au contact de l'obstruction, il est donc utile de connaître l'éclairement à l'extrémité de la fibre dans son champ proche. Lorsque le faisceau diverge de façon non contrôlée, les fausses routes et les perforations sont plus probables. Nous calculons donc l'angle de divergence en sortie de la fibre en fonction des conditions d'excitation de celle-ci.

Soit une fibre à saut d'indice, idéale, rectiligne et non diffusante. Nous faisons l'hypothèse que le faisceau issu du laser est aligné avec l'axe de la fibre et qu'il est focalisé selon un spot localisé au centre de la face d'entrée de celle-ci. L'angle au sommet du cône d'injection est appelé Θ_0 . La figure I-8 représente le tracé d'un rayon lumineux dans le plan méridien d'une fibre à saut et à sa sortie dans le milieu extérieur. Si nous supposons que la condition* (28) est vérifiée, les seuls rayons guidés sont ceux dont l'angle d'incidence sur la face d'entrée de la fibre est inférieur à Θ_{0c} . (voir Annexe I-1).

$$\Theta_0 \geq \Theta_{0c} \quad (28)$$

* En réalité, cette hypothèse est peu réaliste puisque le demi-angle de divergence du faisceau incident sur la fibre est égal à $4^\circ 24'$ et $\Theta_{0c} = 12^\circ 42'$.

Les autres rayons sont réfractés ou guidés à fuite et subiront une atténuation d'autant plus importante que la fibre sera longue. Si l'on admet que ces rayons sont complètement atténués, les lois d'invariance régissant la propagation des ondes guidées (rappelées dans le paragraphe I-3-1 de l'annexe I-1 [15]) montrent qu'à la sortie de la fibre, le faisceau diverge dans l'air avec un angle au sommet égal à Θ_{0c} . Si le milieu extérieur n'est pas de l'air, mais de l'eau ou du sang, l'angle de divergence à la sortie de la fibre n'est plus l'angle Θ_{0c} mais l'angle Θ_4 . Il s'exprimera en fonction de l'indice du milieu extérieur n_4 sous la forme (29) :

$$\sin \Theta_4 = \frac{1}{n_4} \sin \Theta_{0c} \quad (29)$$

Si l'inégalité (28) n'est pas vérifiée (c'est le cas dans nos expériences), l'angle de divergence du faisceau en sortie de fibre est en absence de tout phénomène de couplage de modes, égal à Θ_0 . Nous avons représenté sur la figure I-9 le tracé des rayons lumineux dans un plan méridien pour quelques angles typiques d'incidence sur la face d'entrée de la fibre. La figure est tracée pour une fibre de diamètres coeur-gaine 100-140 microns, d'ouverture numérique O.N. = 0,22 et d'indice de coeur $n_1 = 1,46156$. L'indice extérieur est de l'air : $n_4 = 1$. Des figures de même allure sont obtenues, si l'indice extérieur est celui de l'eau pure : $n_4 = 1,333$ [36], ou celui du sang (plasma humain à 8% de solution anhydre) : $n_4 = 1,3476$ [36].

Dans la réalité opératoire, la fibre est soumise à de nombreuses courbures et l'hypothèse de découplage de modes doit être levée. Si l'on admet que les courbures de fibre établissent des couplages entre les seuls modes guidés, le faisceau de sortie diverge dans l'air avec un angle au sommet égal à Θ_{0c} .

En champ proche (face de sortie de la fibre), la répartition lumineuse est sensiblement uniforme sur le coeur de la fibre. En effet, le couplage des modes distribue la puissance lumineuse transportée par chacun d'entre eux, de façon aléatoire sur la face de sortie de la fibre.

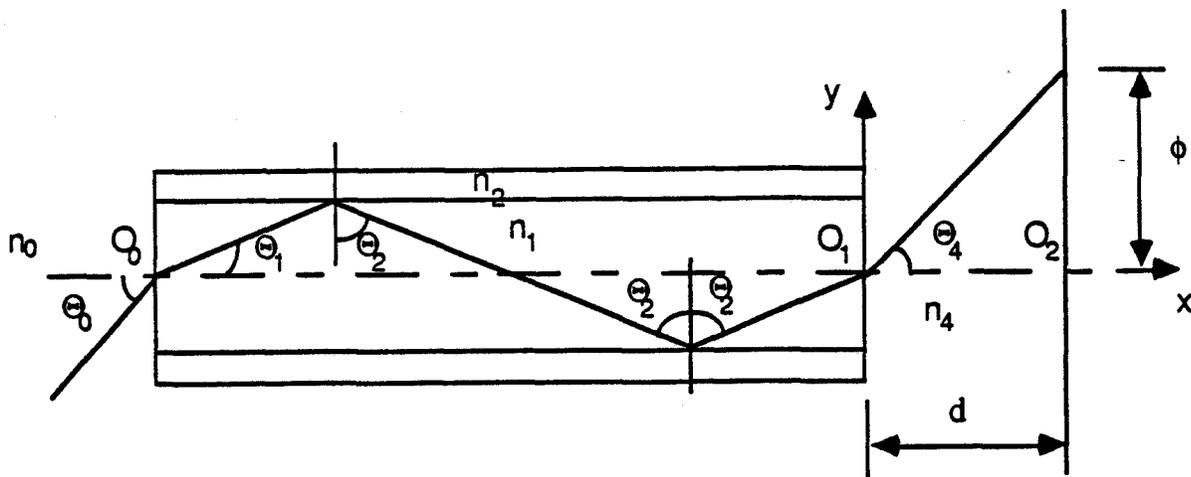


Figure I-8 : Tracé d'un rayon lumineux méridien dans une fibre à saut et à sa sortie. Le rayon se propage rectilignement et l'angle Θ_2 se conserve entre chaque réflexion dans la fibre.

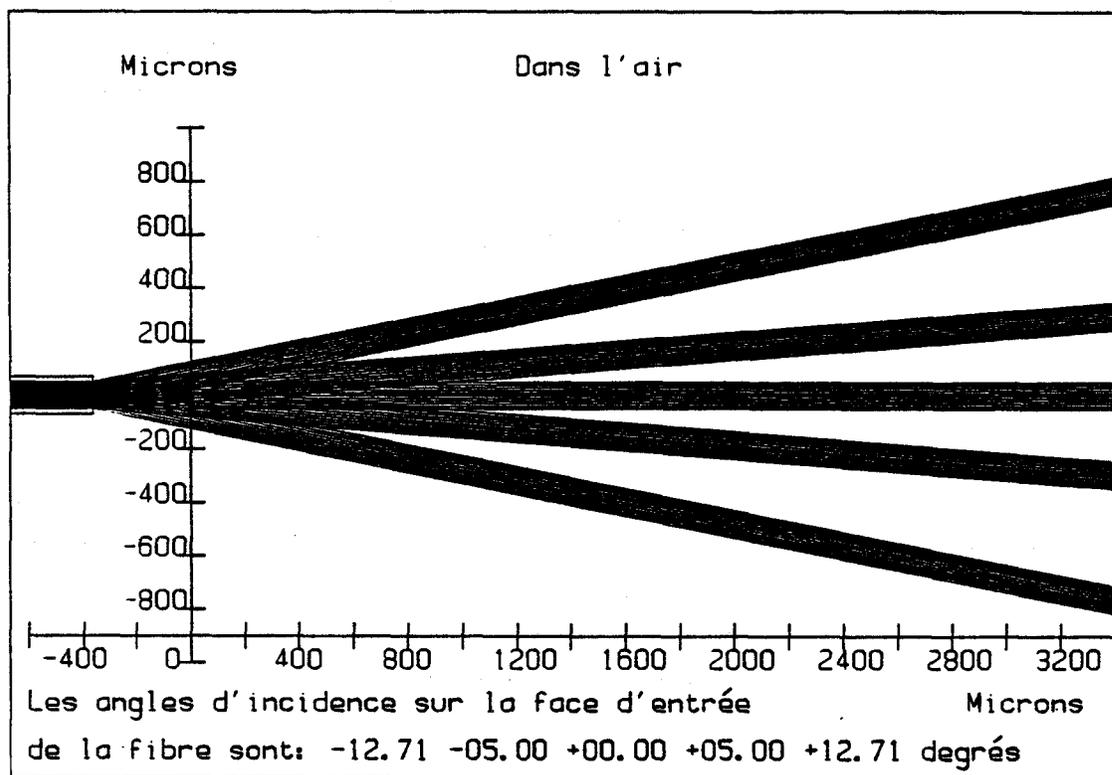


Figure I-9 : Tracé de rayons lumineux méridiens lorsque la lumière passe de la fibre optique simplement clivée à son extrémité, à l'air. Les rayons sont tracés dans un plan méridien pour quelques angles typiques d'incidence sur la face d'entrée de la fibre à saut. La figure est tracée pour une fibre de 100/140 microns, d'ouverture numérique égale à O.N. = 0,22 et d'indice de coeur égal à $n_1 = 1,46156$.

En champ lointain (quelques millimètres après la face de sortie de la fibre), nous admettons que le faisceau est limité à un cône de révolution d'angle au sommet Θ_4 . Le diamètre ϕ d'une section transverse de ce faisceau se déduit de la relation (30) :

$$\phi = 2*(d \sin \Theta_4 + a) \quad (30)$$

Dans cette expression (30), d représente la distance dans la direction Ox , du point O_1 de la face de sortie de la fibre au point O_2 d'un écran placé perpendiculairement à la direction Ox (cf fig I-8)

Nous avons regroupé dans le tableau I-5, les valeurs de Θ_4 et de ϕ lorsque $d = 3,4$ mm pour différents indices du milieu extérieur (fibre de diamètre de coeur $100 \mu\text{m}$ et de diamètre de gaine $140 \mu\text{m}$; O.N. = 0,22). Nous remarquons que plus l'indice est important, plus l'angle de divergence et le diamètre du spot sont faibles. Néanmoins, ils restent trop grands pour nos applications. Nous avons donc choisi de donner une forme particulière à l'extrémité de la fibre pour limiter la divergence du faisceau.

II-3-2- Fibre dont l'extrémité possède une forme particulière.

Lorsque la fibre est placée dans ses conditions d'utilisation, c'est à dire lorsqu'elle est soumise à des courbures, les modes se mélangent. L'angle de divergence du faisceau en sortie de la fibre est alors sensiblement égal à Θ_{0c} . Cet angle de divergence peut être diminué en modifiant l'extrémité de la fibre par une fusion contrôlée, pour lui donner la forme d'une lentille boule. Cette méthode de fusion assure la continuité du matériau. Elle permet de rendre la fibre solidaire du cathéter en apportant la possibilité du sertissage de la boule dans la pièce métallique terminant le cathéter*. Le troisième avantage de ce système repose sur la possibilité d'implanter une "boule" dopée à la base d'un système de sécurité. Bien que la reproductibilité de la forme sphérique ne soit pas parfaite, c'est probablement quand même celle, qui est la plus facile à reproduire, par exemple par rapport à un cône ou à une forme pyramidale [37,38,39].

* *Nous aurions pu choisir de placer une lentille en extrémité de fibre, mais le coût de l'instrument se serait révélé plus élevé.*

Cette configuration n'est par contre, probablement pas la mieux adaptée pour obtenir toutes les formes de faisceau données. G. Abela, a préféré placer une microlentille derrière l'ouverture de la fibre, à l'extrémité d'une olive métallique [40,41,42]. D'autres auteurs ont cependant choisi la même forme que nous [43,44].

Devant cette difficulté de reproductivité de la forme sphérique, nous avons étudié l'incidence qu'une forme imparfaite de boule peut avoir sur les paramètres du faisceau émergeant de la fibre.

Nous avons alors supposé que la forme obtenue en extrémité de la fibre est celle d'un demi-ellipsoïde à l'arrière, de demi axe $x_1 = OO_1$ (dans le sens de la longueur) et celle d'une demi-sphère à l'avant de rayon R (figure I-10). Nous appelons cette forme "boule" par abus de langage, pour simplifier son appellation. La valeur de R ne doit pas dépasser $450 \mu\text{m}$ car c'est le diamètre maximum dont nous disposons pour sertir la "boule" dans la pièce métallique. Ce diamètre ne doit cependant pas être inférieur à $100 \mu\text{m}$ pour que le sertissage ne gêne pas la transmission du faisceau. Dans notre étude, nous montrons comment évoluent les paramètres du faisceau (diamètre : ϕ , angle de divergence : Θ) à la sortie de la boule en fonction de x_1 et de R .

Nous considérons une fibre rectiligne terminée par une "boule". Nous faisons l'hypothèse que les différents matériaux les constituant sont homogènes. Nous avons représenté sur la figure I-10, le tracé d'un rayon lumineux se propageant dans un plan de coupe de la fibre à "boule". Nous nous plaçons dans le cas des rayons méridiens pour comparer les résultats des calculs de divergence avec ou sans "boule". La section du coeur de la fibre est a , et celle de la gaine optique est b . Leurs indices respectifs sont n_1 et n_2 . L'indice** de la "boule" est n_3 , et celui du milieu extérieur est n_4 .

Nous faisons l'hypothèse que le faisceau issu du laser est aligné avec l'axe de la fibre et qu'il est focalisé selon un spot localisé au centre de la face d'entrée de celle-ci. L'angle au sommet du cône d'injection est appelé Θ_0 . Les équations permettant de calculer l'angle de divergence du rayon à la sortie de la "boule" sont reportées en annexe I-3.

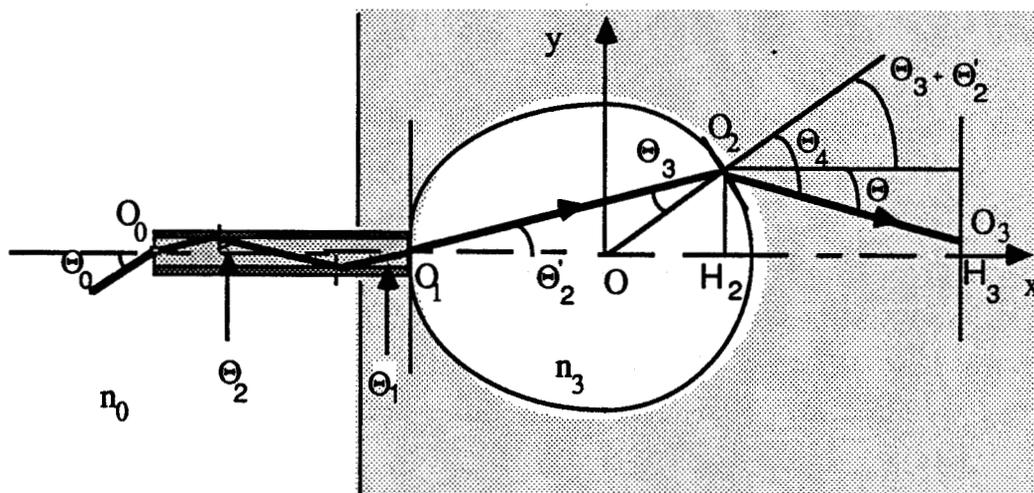
** La valeur de l'indice n_3 est obtenu comme moyenne pondérée entre n_1 et n_2 au prorata des volumes occupés par le coeur et la gaine de la fibre.

TABLEAU I-5

Valeurs calculées, de l'angle Θ_4 que fait le rayon avec Ox à la sortie de la fibre, et du diamètre d'une section transverse du faisceau à une distance d de la face de sortie de la fibre en fonction de l'indice du milieu extérieur.

$d = 3,4 \text{ mm}$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$; O.N. = 0,22 ; $n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$

	Pour l'air $n_4 = 1$	Pour l'eau pure $n_4 = 1,333$	Pour le sang $n_4 = 1,347$
Θ_4 [degrés]	12°42'	9°30'	9°23'
ϕ [mm]	1,6	1,22	1,21



indices : $\square n_0$ $\square n_1$ $\blacksquare n_2$ $\square n_3$ $\square n_4$

$$O O_2 = R, \quad \overline{O O_1} = x_1$$

Figure I-10 : Tracé d'un rayon méridien dans une fibre à saut dont l'extrémité a la forme d'une "boule".

Le diamètre de la zone éclairée sur la face avant de la "boule" (champ proche) est donné par : ϕ ($\phi = 2 * H_2O_2 = 2 R \sin (\Theta_2' + \Theta_3)$).

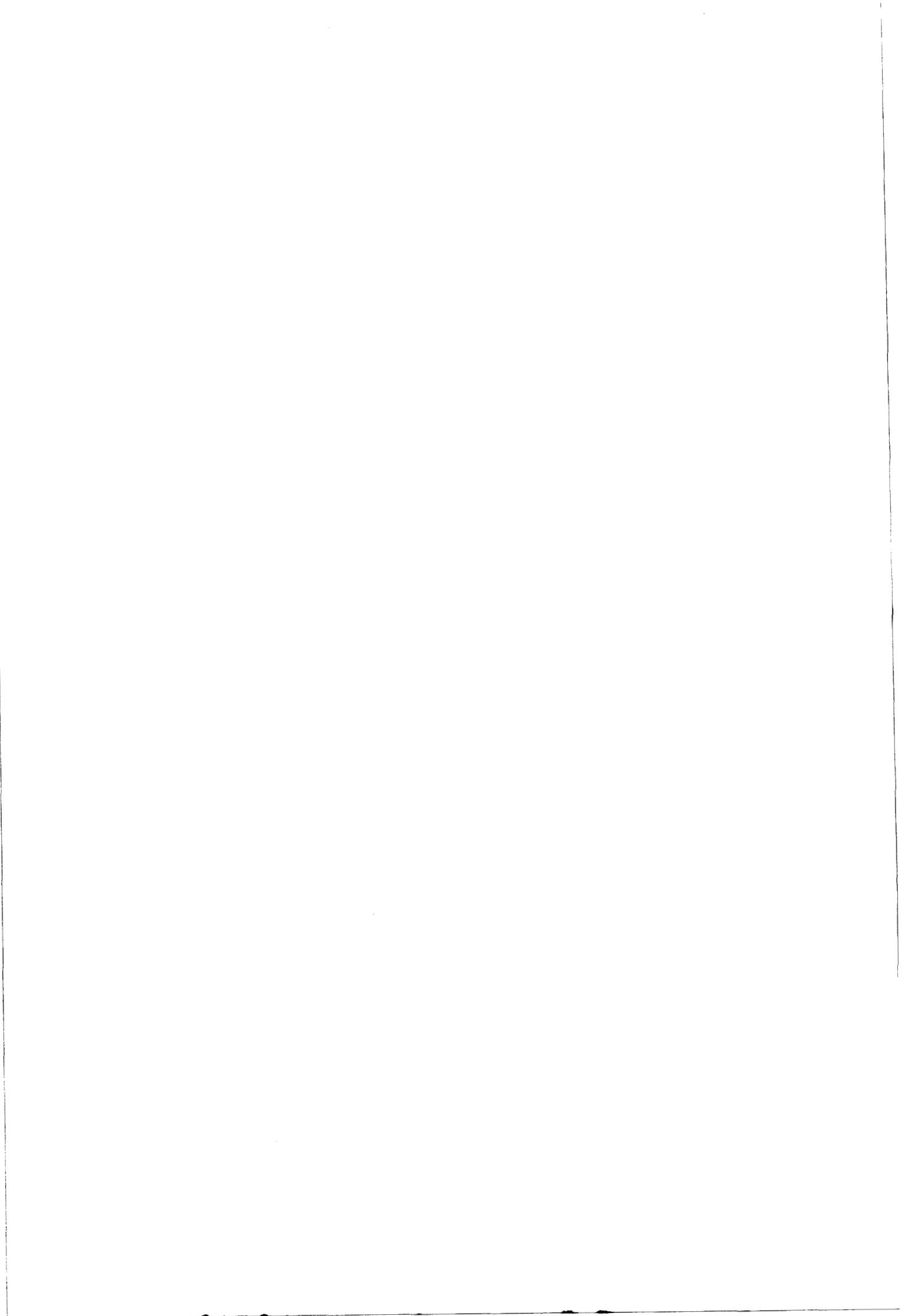
Le calcul des angles Θ_2' et Θ_3 doit alors être fait pour un rayon extrême (rayon provenant d'un point O_1 ayant pour ordonnée $y_1 = a$, avec l'angle Θ_{1max}). Nous avons tracé sur la figure I-11, le diamètre ϕ de la section transverse maximale éclairée, sur la face de sortie de la "boule" en fonction de la distance x_1 pour différentes valeurs du rayon R de la partie sphérique de la "boule". Nous remarquons que ϕ augmente avec R et avec x_1 . Le cahier des charges du cathéter ne fixe pas précisément le diamètre de la section éclairée, ni l'angle de divergence du faisceau. La figure I-11 ne nous indique donc, que ce qu'il est possible d'obtenir, dans différentes situations envisageables.

Nous avons tracé sur la figure I-12, l'angle d'inclinaison Θ du rayon extrême avec l'axe Ox , à la sortie de la "boule" en fonction de la distance x_1 pour différentes valeurs du rayon R . Lorsque Θ est positif, le rayon est dévié vers l'axe Ox , lorsqu'il est négatif il s'éloigne de l'axe Ox . Si R est trop faible par rapport à $|x_1|$, alors le faisceau n'est plus transmis. Il est réfléchi à l'intérieur de la boule et l'angle Θ n'est donc plus défini dans ces conditions. D'autre part, pour chaque valeur R , il existe des valeurs de $|x_1|$, en général inférieures à R , qui permettent de dévier le faisceau, vers l'axe de la fibre, à la sortie de la boule.

Conclusion :

Le cahier des charges spécifie que la "boule" doit permettre de sertir la fibre dans la pièce métallique et qu'elle doit limiter la divergence du faisceau par rapport à une fibre simplement clivée. Nous avons alors choisi de réaliser une "boule" dont la forme se rapprochait le plus d'une sphère. Nous avons arbitrairement fixé son rayon à $375 \mu m$. Pour une fibre de diamètres coeur-gaine $100-140 \mu m$ d'ouverture numérique égale à $0,22$ et d'indices : $n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $n_3 = 1,4534$, et $n_4 = 1$; nous obtenons un diamètre de la section maximale éclairée en champ proche $\phi = 317 \mu m$ pour un rayon R de $375 \mu m$. L'angle d'inclinaison du rayon extrême avec l'axe Ox à la sortie de la "boule" dans l'air est alors $\Theta = 0^\circ 56'$ (dans l'eau pure $\Theta = 7^\circ 11'$ et dans le sang $\Theta = 7^\circ 23'$). En comparant ces angles avec ceux du tableau I-5 (fibre simplement clivée à son extrémité), nous remarquons que la boule réduit bien la divergence du faisceau dans les milieux où le cathéter est susceptible de travailler.





III- CHOIX DE LA PIECE METALLIQUE.

**RAPPELS SUR LA PROPAGATION DES RAYONS LUMINEUX
DANS UNE FIBRE OPTIQUE MULTIMODE.**

**I- EXPRESSIONS APPROCHEES DU NOMBRE DE MODES GUIDES
SE PROPAGEANT DANS UNE FIBRE : DEFINITION DU
CARACTERE MULTIMODAL DES FIBRES.**

On rencontre couramment dans le commerce deux types de fibres dénommées : fibres à saut d'indice ou fibres à gradient d'indice. Pour les premières, l'indice du coeur ne dépend pas de la cote radiale r alors que c'est le cas des secondes (Figure A-1).

I-1- Fibre à saut d'indice.

Pour une fibre à saut, le nombre de modes propres de propagation peut se calculer à l'aide d'un paramètre V appelé fréquence normalisée de la fibre (A1).

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (A1)$$

Si $V < 2.405$, la fibre est monomode. Si $V > 2.405$ la fibre est multimode. Si $V \gg 2.405$, le nombre N de modes guidés se déduit de la relation approchée (A2).

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (A2)$$

Si la fibre est fortement multimode ($N > 1000$) on peut traiter la propagation d'un faisceau lumineux dans la fibre dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique en introduisant la notion de rayon lumineux [47].

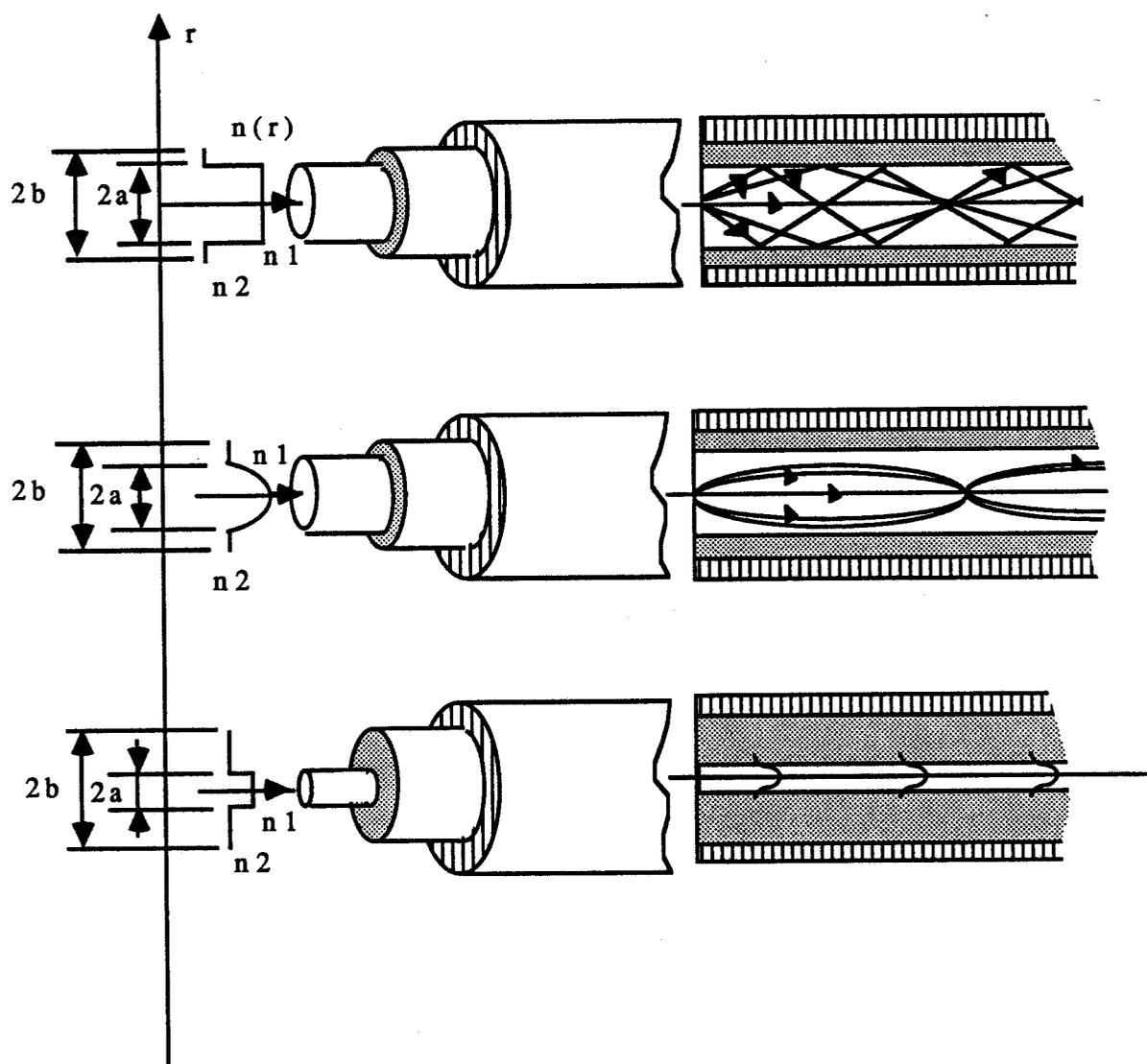


Figure A-1 : Schéma simplifié des 3 catégories de fibre pouvant être utilisées.

- a) Fibre multimode à saut.
- b) Fibre multimode à gradient.
- c) Fibre monomode.

I-2- Fibre à gradient d'indice.

On peut en général représenter la variation radiale du profil d'indice dans le coeur d'une fibre à gradient par l'expression (A3) :

$$n(r) = n_1 \left(1 - 2 \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\gamma \right)^{\frac{1}{2}}; \quad r \leq a \quad (A3)$$

$$n(r) = n_1 \left(1 - 2 \Delta \right)^{\frac{1}{2}}; \quad a < r < b$$

Le nombre de modes guidés se déduit dans ce cas de l'expression approchée (A4) :

$$N = \frac{\gamma}{\gamma + 2} a^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 n_1^2 \Delta \quad (A4)$$

II- CONDITIONS DE GUIDAGE DES RAYONS LUMINEUX : DISTINCTION ENTRE RAYONS GUIDES, RAYONS GUIDES A FUITE ET RAYONS REFRACTES. NOTION D'OUVERTURE NUMERIQUE.

Nous supposons que la fibre se trouve disposée sans torsion ni courbure sur un support plan. Nous faisons également l'hypothèse que les matériaux constituant la fibre sont parfaitement homogènes à l'échelle macroscopique. La gaine, le coeur sont cylindriques et ne sont soumis à aucune contrainte mécanique. Nous résumons l'ensemble de ces hypothèses sous le vocable de fibre idéale parfaitement rectiligne.

II-1- Fibre à saut idéale rectiligne

Considérons l'extrémité d'une fibre à saut parfaitement circulaire sans défaut. Après clivage de la fibre, la face d'entrée possède une qualité optique. Supposons qu'un rayon tombe en un point I du coeur de la fibre sous l'angle d'incidence Θ_0 . Deux cas de figure peuvent être envisagés selon que le rayon incident se situe ou non dans un plan méridien de la fibre (plan contenant l'axe de la fibre).

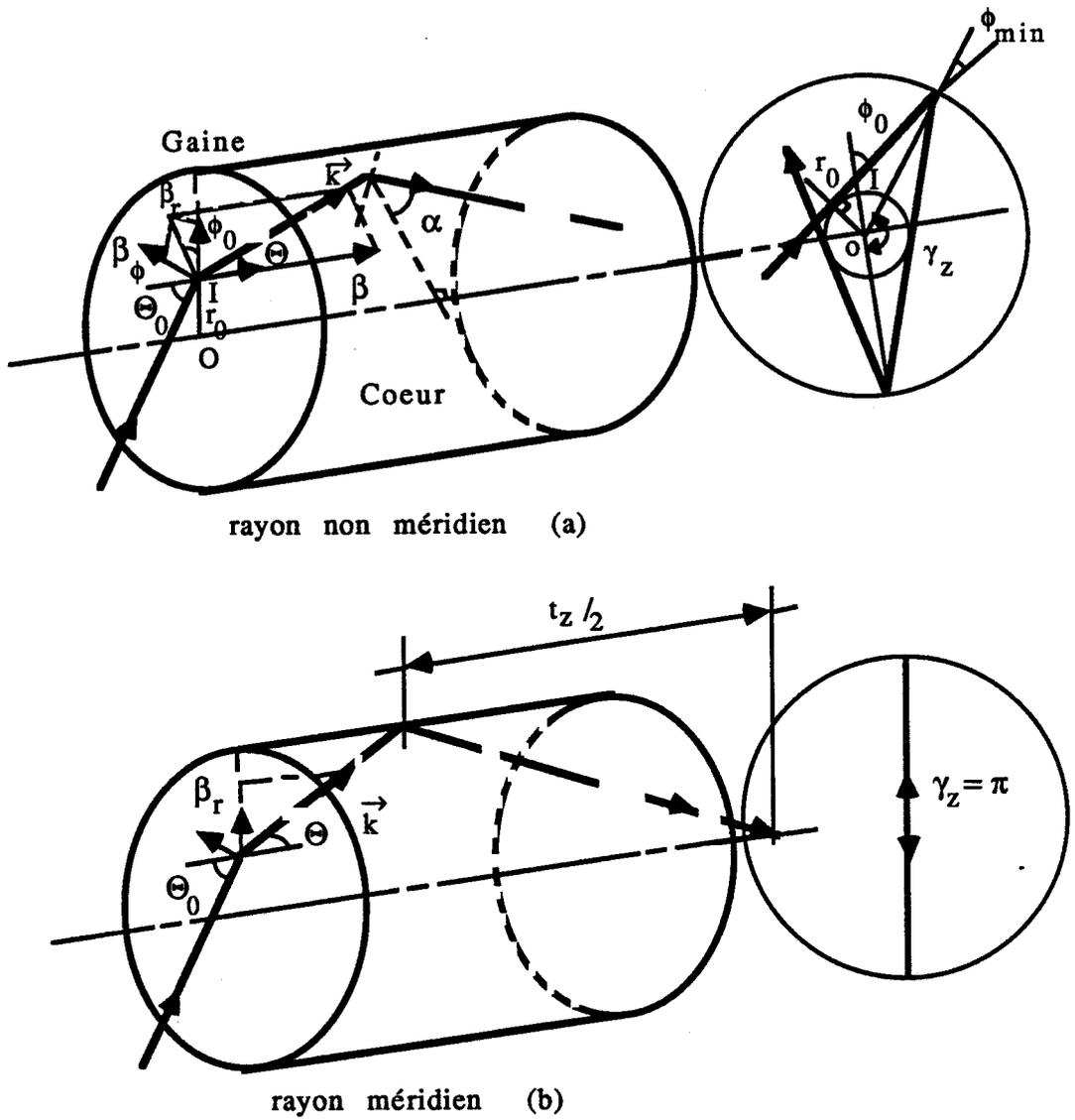


Figure A-2 : Trajet de rayon non méridien (a) ou méridien (b) dans une fibre à saut d'indice parfaitement cylindrique.

Ces deux situations sont représentées sur la figure A-2. Le cas de la figure A-2-b correspond au trajet d'un rayon méridien guidé dans la fibre. Le rayon guidé se propage dans son plan d'incidence et coupe périodiquement l'axe Oz de la fibre. La condition de guidage se déduit de la relation (A5) qui s'interprète simplement à l'aide du schéma de la figure A-3.

$$\Theta_0 < \Theta_{0c} \text{ où } n_0 \sin \Theta_{0c} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{A5})$$

Dans (A5), $n_0 \cong 1$ représente l'indice du milieu extérieur dans lequel plonge la fibre et $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ l'ouverture numérique de la fibre.

$$\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \text{O.N.} \quad (\text{A6})$$

Si l'inégalité (A5) n'est pas vérifiée, les rayons méridiens sont réfractés.

Le cas des rayons non méridiens est plus compliqué. En effet, comme le représente la figure A-2-a, chaque direction de rayon non méridien est caractérisée par les données des angles Θ_0 et ϕ_0 en chaque point d'incidence I. L'angle ϕ_0 correspond à l'angle entre OI et la projection du rayon incident sur la face d'entrée de la fibre (lorsque $\phi_0 = 0$ le rayon est méridien). On peut montrer [16] que selon les conditions initiales d'injection, les rayons peuvent être classés dans trois catégories selon qu'ils sont guidés dans la fibre, guidés à fuite ou réfractés.

Le tableau A-1 résume ce classement.

Dans ce tableau A-1, l'angle Θ_M est défini par les relations (A7 et A8) en fonction de l'inégalité vérifiée par chaque point I

$$\text{Si } OI = r_0 < a \cos \Theta_{0c}; \quad \sin \Theta_M = \sin \Theta_{0c} \sqrt{\frac{1 - \frac{r_0^2}{a^2}}{2}} \quad (\text{A7})$$

$$\text{Si } r_0 \geq a \cos \Theta_{0c}; \quad \Theta_M = \pi/2 \quad (\text{A8})$$

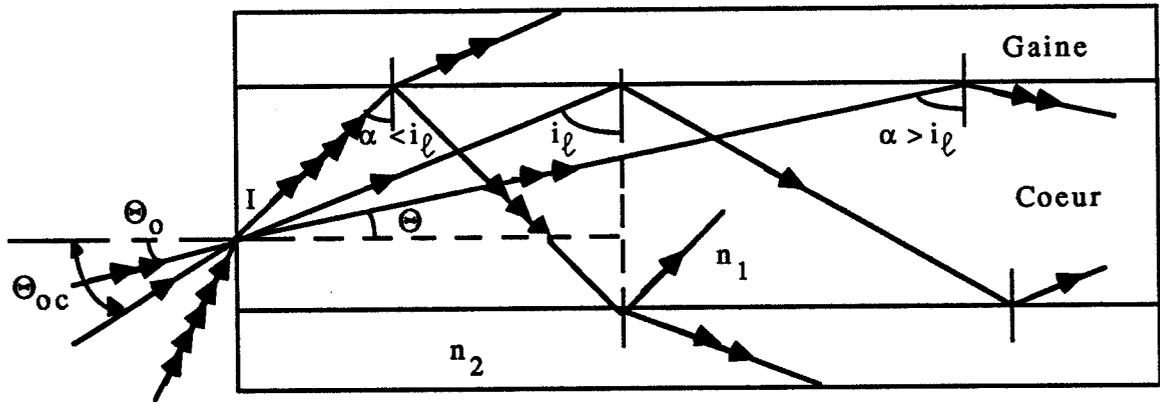


Figure A-3 : Couplage d'un rayon méridien dans une fibre à saut. Si l'angle d'incidence α sur le dioptré coeur-gaine est supérieur à i_l , le rayon subit la réflexion totale et se trouve guidé. Si l'angle α est inférieur à i_l , une grande partie de la puissance se trouve réfractée dans la gaine.

TABLEAU A-1

Nature des rayons couplés dans une fibre à saut d'indice selon les conditions d'injection

Nature des rayons	Conditions sur θ_0	Conditions sur ϕ_0
Rayons guidés (méridiens ou non méridiens)	$\theta_0 < \theta_{0c}$	Aucune condition
Rayons guidés à fuite (non méridiens)	$\theta_{0c} < \theta_0 < \theta_M$	$1 > \sin \phi_0 > \frac{a}{r_0} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_{0c}}{\sin^2 \theta_0}}$
Rayons réfractés (méridiens)	$\frac{\pi}{2} \geq \theta_0 > \theta_{0c}$	Aucune condition
ou non méridiens)	$\theta_M > \theta_0 > \theta_{0c}$	$0 \leq \sin \phi_0 < \frac{a}{r_0} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_{0c}}{\sin^2 \theta_0}}$

Les rayons guidés subissent la réflexion totale à l'interface coeur-gaine et se propagent dans la fibre sans atténuation si le coeur et la gaine sont parfaitement transparents.

Les rayons réfractés ne remplissent pas les conditions de réflexion totale. A chaque réflexion sur le dioptré coeur-gaine, un petit pinceau de rayons réfractés perd par réfraction une partie T de la puissance lumineuse qu'il transporte dans le coeur de la fibre (figure A-3). Il s'atténue donc plus ou moins rapidement au cours de la propagation selon la valeur de l'angle α d'incidence sur le dioptré. Ce phénomène peut s'avérer gênant car il peut conduire à une dégradation de la fibre si la gaine (ou le revêtement plastique) de la fibre est absorbante à la longueur d'onde du laser. En effet, la puissance réfractée se propage dans la gaine et peut subir, à son tour, une réflexion à l'interface gaine-revêtement si l'indice de ce dernier est inférieur à l'indice de la gaine.

Les rayons guidés à fuite appartiennent à une classe très particulière de rayons non-méridiens qui subissent la réflexion dans les conditions de réflexion totale à l'interface coeur-gaine mais qui perdent une partie de leur puissance dans la gaine par un effet physique appelé "effet tunnel". Nous avons représenté schématiquement sur la figure A-3 la propagation d'un rayon à fuite dans le coeur, la gaine et le revêtement de la fibre. Le rayon à fuite perd de la puissance à l'interface coeur-gaine. Cette puissance se propage dans la gaine à la manière d'une onde évanescente, puis réapparaît sous forme d'un pinceau de rayons lumineux à une côte $r > a$ dans la gaine.

II-2- Fibre à gradient d'indice idéale rectiligne

Dans une fibre à gradient d'indice il n'est plus possible de définir l'ouverture numérique de la fibre par la relation (A6). En effet, l'indice du coeur est fonction de la distance séparant le centre de la fibre du point d'injection. On peut montrer que la relation (A6) correspond à une ouverture numérique locale définie au point d'injection [16]. L'ouverture numérique locale décroît depuis le centre de la fibre jusqu'à l'interface coeur-gaine.

La détermination de la nature des rayons lumineux se propageant dans une fibre à gradient (paramètres, conditions

d'injection) s'effectue de façon analogue à celle correspondant aux fibres à saut. Elle est présentée dans la référence [48] et ne sera donc pas reprise ici.

III- PROPAGATION DES RAYONS GUIDES DANS UNE FIBRE A SAUT IDEALE.

III-1- Invariants de la propagation. Nombre de réflexions subies par un rayon lumineux guidé en fonction des conditions d'injection dans une fibre à saut idéale, parfaitement rectiligne.

La trajectoire d'un rayon guidé injecté au point I(r₀) selon les angles Θ_0 et ϕ_0 est constituée de segments égaux qui se déduisent les uns des autres par une translation t_z comptée le long de l'axe Oz de la fibre et par une rotation γ_z autour de l'axe Oz (figure A-2). Comme le montre la figure A-3, l'angle Θ que fait le rayon avec l'axe de la fibre se conserve au cours de la propagation. Cette invariance repose sur l'hypothèse supplémentaire selon laquelle la fibre idéale est parfaitement homogène à l'échelle microscopique. Les rayons lumineux guidés n'échangent donc pas de puissance et se propagent dans la fibre indépendamment les uns des autres. L'angle Θ se calcule en fonction de l'angle Θ_0 à l'aide de la relation (A9). Les rayons se propageant dans la fibre sous l'angle Θ émergent sous l'angle Θ_0 et forment donc sur l'écran de la figure A-4 une couronne circulaire.

$$n_1 \sin \Theta = n_0 \sin \Theta_0 \quad \Theta_0 \leq \Theta_{0c} \quad (A9)$$

La projection du rayon sur la face d'entrée de la fibre est tangente à un cercle de rayon $r_0 \sin \phi_0$ centré en O. La quantité $\bar{\ell}$ définie par la relation (A10) est invariante (figure A-2).

$$\bar{\ell} = r \sin \phi = r_0 \sin \phi_0 = a \sin \phi_{\min} \quad (A10)$$

$$t_z = \frac{2a \cos \Theta}{\sin \Theta} \cos \phi_{\min} = \frac{2 \cos \Theta}{\sin \Theta} \sqrt{a^2 - r_0^2 \sin^2 \phi_0} \quad (A11)$$

Le trajet effectif L_{eff} suivi par le rayon entre deux réflexions s'exprime par la relation (A11).

$$L_{\text{eff}} = \frac{t_z}{\cos\Theta} = \frac{2}{\sin\Theta} \sqrt{a^2 - r_0^2 \sin^2\phi_0} \quad (\text{A12})$$

alors que le nombre N_r de réflexions subies par le rayon pour parcourir la fibre est donné par (A13).

$$N_r = \frac{L}{t_z} = \frac{\text{tg}\Theta L}{2 \sqrt{a^2 - r_0^2 \sin^2\phi_0}} \quad (\text{A13})$$

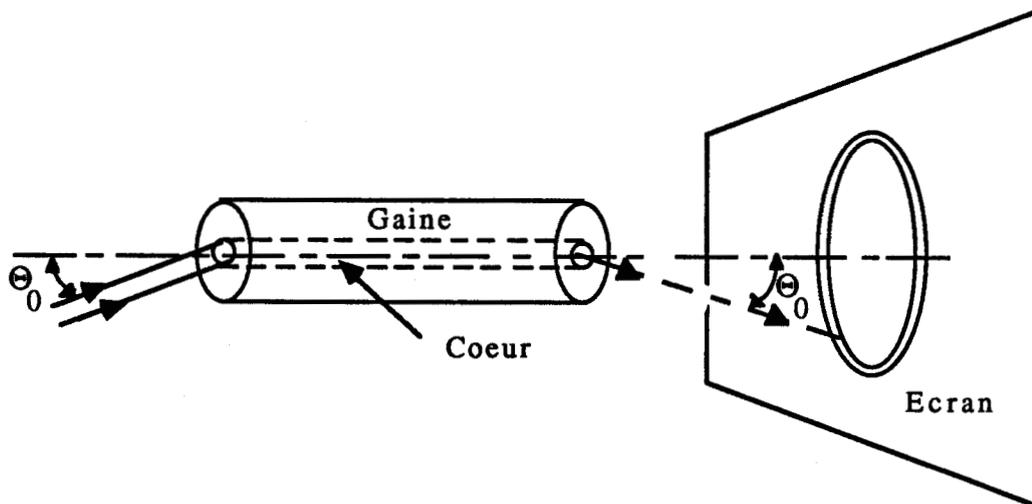


Figure A-4 : Mise en évidence de la conservation de l'angle Θ . Le coeur de la fibre rectiligne est uniformément éclairé par un faisceau de lumière parallèle faisant l'angle Θ_0 avec l'axe Oz. On observe sur un écran placé en sortie de la fibre une couronne lumineuse circulaire. Les rayons lumineux forment un cône d'angle au sommet Θ_0 .

III-2- Atténuation dans les fibres optiques rectilignes.

L'affaiblissement de la puissance transportée par le faisceau optique au cours de la propagation dans la fibre supposée rectiligne provient essentiellement des phénomènes d'absorption et de diffusion.

III-2-1- Absorption.

Dans une fibre à saut idéale, la propagation d'un pinceau de rayons lumineux parallèles s'accompagne d'une perte de puissance dont l'origine est:

- une absorption dans le coeur.
- une perte à la réflexion sur l'interface coeur-gaine.

L'absorption dans le coeur amène une conversion de la puissance lumineuse en énergie thermique. Lorsque le coeur est transparent à la longueur d'onde du laser ($\lambda = 514,5$ nm) alors que la gaine est absorbante, la réflexion totale à l'interface (coeur-gaine) n'est pas parfaite. Une partie de la puissance est absorbée par la gaine. Nous avons représenté cette absorption de façon symbolique sur la figure A-5. Cette figure permet d'expliquer pourquoi l'atténuation d'une fibre provoquée par l'absorption des matériaux dépend en fait, des conditions d'injection des rayons dans la fibre. Plus l'angle Θ entre l'axe de la fibre et le rayon lumineux est important plus son trajet dans le coeur de la fibre est long ($\Theta_0 < \Theta_{0c}$). L'atténuation de ce rayon risque donc d'être plus forte que celle d'un rayon se propageant le long de Oz. Plus le nombre N des réflexions à l'interface coeur-gaine est grand, plus les pertes à la réflexion sur la gaine absorbante risquent de devenir significatives. La relation (A13) fixe la dépendance entre N et les conditions d'injection.

III-2-2- Diffusion.

La diffusion de la lumière dans le coeur de la fibre transparente provient d'inhomogénéités microscopiques de son indice de réfraction. Le phénomène de diffusion peut s'interpréter schématiquement en supposant que le centre de diffusion excité par le faisceau lumineux incident réémet une fraction de la puissance lumineuse de façon

isotrope. Des rayons réfractés et des rayons à fuite prennent naissance à partir de ce centre de diffusion si bien qu'une partie de la puissance se trouve perdue pour une utilisation en extrémité de fibre. La loi d'invariance de l'angle Θ précédemment énoncée n'est donc pas strictement vérifiée en présence de diffusion.

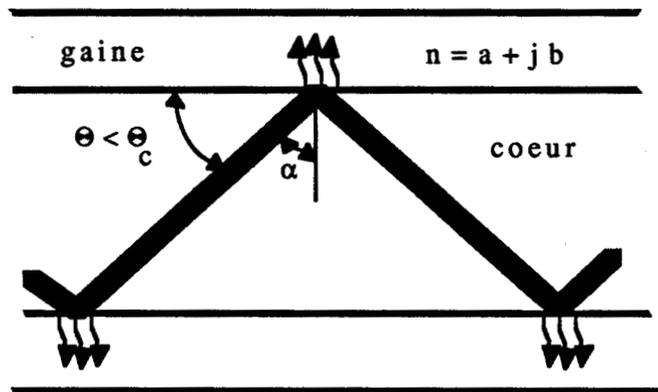


Figure A-5 : Atténuation d'un pinceau de rayons lumineux méridiens par absorption dans la gaine. Les rayons lumineux vérifient les conditions de réflexion totale.

ANNEXE I-2

**MODELE AYANT PERMIS D'OBTENIR L'EXPRESSION DE LA
PUISSANCE CRITIQUE A NE PAS DEPASSER POUR NE PAS
DEGRADER LA FIBRE.**

En première approximation, nous supposons que la fibre de rayon de coeur a et de rayon de gaine optique b ne possède pas de revêtement protecteur (figure I-7). Nous négligeons les différences de propriétés physiques et thermiques entre le coeur et la gaine. Nous supposons qu'un tronçon élémentaire de fibre, couplé le long de l'axe de la fibre échange de l'énergie avec le milieu ambiant (liquide de refroidissement du cathéter ou gaz en absence de ce liquide) par conduction au travers de la surface de la gaine. Le processus d'échange est caractérisé par une conductance de surface H . Nous négligeons donc les échanges thermiques le long de la fibre ainsi que la dissipation d'énergie aux extrémités de celle-ci. Nous formulons l'hypothèse que le faisceau injecté dans la fibre est continu si bien que la chaleur générée par unité de temps et de volume dans le coeur de la fibre est constante. L'équation régissant la conduction de la chaleur dans un solide isotrope (ici, la silice) s'exprime sous la forme (B1) [33].

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + B(r, \tau) \quad (B1)$$

Dans l'expression (19), $u = T - T_0$ représente la différence entre la température $T(r, \tau)$ et la température extérieure T_0 ($T_0 = 37^\circ\text{C}$ dans le corps). $T(r, \tau)$ est la température à la distance r du centre du coeur, au temps : τ ($\tau = kt$, t représente le temps et k le coefficient de diffusion thermique). Le paramètre B s'exprime en fonction de la chaleur A créée par unité de temps et de volume et de K le coefficient de conductivité thermique ($B = A/K$).

Les conditions aux limites sont données en (B2):

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -hu \quad (B2)$$

Dans (B2), $\partial u / \partial n$ représente le gradient de température par rapport à la normale extérieure à l'interface et $h = H/K$ avec H la conductance de surface. Les conditions initiales sont données en (B3):

$$\begin{aligned} B &= B_0 = \text{cte pour } 0 \leq r \leq a \\ B &= 0 \quad \text{pour } a < r \leq b \\ u &= 0 \quad \text{pour } \tau = 0 \end{aligned} \tag{B3}$$

La solution générale de l'équation (B1) permet de calculer l'évolution temporelle de la distribution radiale de température de la fibre. L'expression de cette solution est publiée dans la référence [33] sous forme d'une série infinie de fonctions analytiques. Si l'on néglige l'aspect dynamique de l'évolution thermique, une solution beaucoup plus simple peut être trouvée en supposant que le régime d'équilibre thermique est atteint.

Dans ce cas, nous substituons (B4) dans (B1).

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0 \tag{B4}$$

L'expression (19) s'écrit alors sous la forme suivante : (B5)

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{A}{K} = 0 ; 0 \leq r \leq b \tag{B5}$$

$$\begin{aligned} \text{avec } A &= A_0 \quad \text{pour } 0 \leq r \leq a \\ A &= 0 \quad \text{pour } a < r \leq b \end{aligned}$$

Les conditions aux limites imposent de plus que T et $\frac{dT}{dr}$ soient continues à $r = a$. De plus, $T = T(b) = \text{cte}$ à $r = b$.

La chaleur produite dans le coeur doit être égale à celle qui est dissipée par le milieu extérieur, aussi nous obtenons (B6) :

$$\pi a^2 A_0 = 2 \pi b H (T(b) - T_0) \tag{B6}$$

Une solution de l'équation (B5) est alors (B7) [33]:

$$T(r) = \begin{cases} T(b) + \left(\frac{a^2 A_0}{4K}\right) + \left[\text{Log} \left(\frac{b}{a}\right)^2 + 1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right]; & 0 \leq r \leq a \\ T(b) + \left(\frac{a^2 A_0}{4K}\right) + \text{Log} \left(\frac{b}{a}\right); & a \leq r \leq b \end{cases} \tag{B7}$$

A l'aide des équations (B6) et (B7), la température à $r = 0$ peut être calculée [33]. A_0 est remplacée par sa valeur ($A_0 = \alpha P / \pi a^2$, avec P la puissance injectée et α le coefficient d'atténuation de la fibre).

La température au centre de la fibre s'exprime alors sous la forme (B8):

$$T(0) = T_0 + \left(\frac{\alpha P}{2\pi b H} \right) + \left(\frac{\alpha P}{4\pi K} \right) \left[\text{Log} \left(\frac{b}{a} \right)^2 + 1 \right] \quad (\text{B8})$$

Si la fibre possède un revêtement extérieur, nous pouvons supposer qu'en première approximation, la température des points les plus chauds de ce revêtement est sensiblement égale à $T(0)$. Si par ailleurs, nous admettons avec S. Nemoto, que la conductivité thermique des matériaux constituant la fibre est constante, l'ordre de grandeur de $\Delta T'$ s'obtient en remplaçant b par b' dans l'expression (B8). Nous obtenons alors (B9).

$$\Delta T' = \left(\frac{\alpha P}{2\pi b' H} \right) + \left(\frac{\alpha P}{4\pi K} \right) \left[\text{Log} \left(\frac{b'}{a} \right)^2 + 1 \right] \quad (\text{B9})$$

ANNEXE I-3

**CALCUL DU DIAMETRE DU SPOT SUR LA FACE DE SORTIE
DE LA BOULE, ET DE L'ANGLE DE DIVERGENCE DU FAISCEAU
DANS LE MILIEU EXTERIEUR.**

Cette annexe a pour but de rappeler les équations permettant de calculer le diamètre de la zone éclairée en champ proche sur la face de sortie de la "boule", lorsque la fibre est excitée à l'entrée, par un faisceau issu du laser à Argon ionisé. Ces équations permettent également de calculer l'angle de divergence du faisceau à la sortie de la "boule". Nous ne considérons que des rayons méridiens.

Le faisceau incident est constitué d'un cône d'angle au sommet Θ_0 . Les indices, du milieu extérieur à l'entrée de la fibre, du coeur, de la gaine, de la "boule" et du milieu extérieur à la sortie de la fibre sont respectivement : n_0, n_1, n_2, n_3, n_4 . La figure I-10 indique les angles et les positions des points intervenant dans les calculs.

L'équation de passage à l'entrée de la fibre résulte des lois de Fresnel et s'exprime sous la forme (C1) :

$$n_0 \sin \Theta_0 = n_1 \sin \Theta_1 \quad (C1)$$

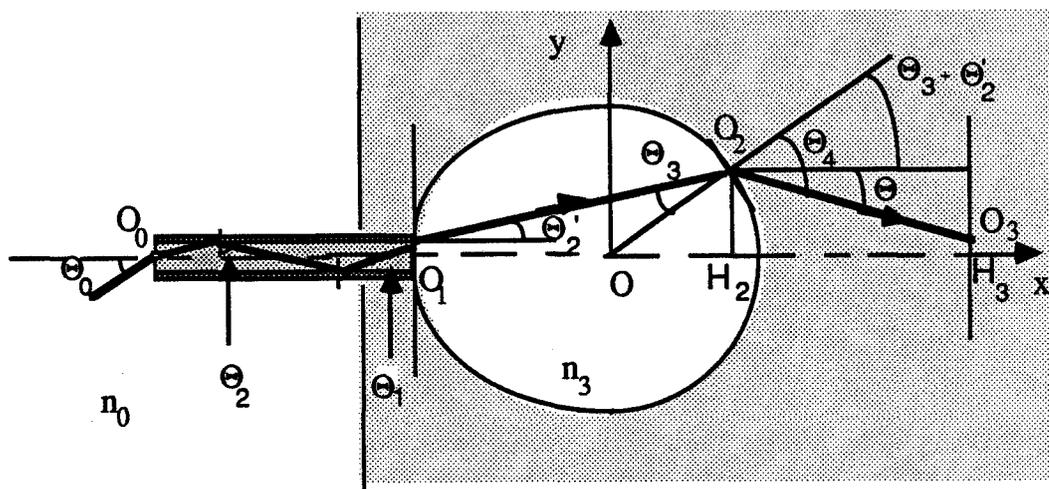
L'onde se propage alors dans la fibre et les angles Θ_1 et $\Theta_2 = \frac{\pi}{2} - \Theta_1$ se conservent (voir annexe I-1). A l'interface fibre-"boule", l'équation de passage s'écrit (C2) :

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_3 \sin \Theta_2' \quad (C2)$$

Le rayon fait un angle Θ_2' avec l'axe Ox dans la "boule", et un angle Θ_3 avec la normale à l'interface "boule" - milieu extérieur (normale constituée d'un rayon de la partie sphérique de la "boule" (voir figure C-1)). A l'interface "boule" - milieu extérieur, l'équation de passage est donné par (C3) :

$$n_3 \sin \Theta_3 = n_4 \sin \Theta_4 \quad (C3)$$

Le rayon fait un angle Θ_4 avec la normale à l'interface "boule" - milieu extérieur.



indices : $\square n_0$ $\blacksquare n_1$ $\blacksquare n_2$ $\square n_3$ $\square n_4$

$$O O_2 = R, \quad \overline{O O_1} = x_1$$

Figure C-1 : Tracé d'un rayon méridien dans une fibre à saut dont l'extrémité a la forme d'une "boule".

L'angle d'inclinaison du rayon avec l'axe Ox en sortie de la "boule" est donné par (C4).

$$\Theta = \Theta_2' + \Theta_3 - \Theta_4 \quad (C4)$$

Nous définissons les points dans le repère $O \vec{x} \vec{y}$:

$O (0,0)$ le centre de la sphère.

$O_1 (x_1, y_1)$ sur l'interface coeur-boule ($x_1 < 0$).

$O_2 (x_2, y_2)$ sur l'interface boule-milieu extérieur.

$O_3 (x_3, y_3)$ sur un écran situé dans le milieu extérieur perpendiculairement à l'axe Ox à la distance x_3 du point O.

$H_2 (x_2, 0)$ projection de O_2 sur l'axe Ox dans la boule.

En fixant les coordonnées de O_1 , nous pouvons déduire celles de O_2 et les angles Θ_3 et Θ_4 . L'angle Θ_2' se déduit directement de l'angle Θ_0 .

Le point O_2 appartient au cercle de rayon R, il vérifie donc l'équation (C5) :

$$x_2^2 + y_2^2 = R^2 \quad (C5)$$

De plus, nous pouvons écrire la relation (C6).

$$y_2 = (x_2 - x_1) \operatorname{tg} \Theta_2 + y_1 \quad (C6)$$

Nous obtenons alors (C7):

$$O_2 \left\{ \begin{array}{l} x_2 = \frac{-b^* + \sqrt{\Delta}}{2a^*} \\ y_2 = (x_2 - x_1) \operatorname{tg} \Theta_2 + y_1 \end{array} \right. \quad (C7)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} a^* = 1 + \operatorname{tg}^2 \Theta_2 \\ b^* = -2 x_1 \operatorname{tg}^2 \Theta_2 + 2 y_1 \operatorname{tg} \Theta_2 \\ c^* = \left(x_1 \operatorname{tg} \Theta_2 - y_1 \right)^2 - R^2 \\ \Delta = b^{*2} - 4 a^* c^* \end{array} \right. \quad (C8)$$

Nous pouvons alors calculer Θ_3 (C9) :

$$\sin \Theta_3 = \left(\frac{-x_1 \sin \Theta_2 + y_1 \cos \Theta_2}{R} \right) \quad (C9)$$

L'angle Θ_4 se déduit alors de (C9) et de (C3). Nous définissons la zone éclairée sur la face avant de la boule par le diamètre : ϕ . Le calcul des angles Θ_2' et Θ_3 doit alors être fait pour un rayon extrême (rayon provenant d'un point O_1 ayant pour ordonnée $y_1 = a$, avec l'angle $\Theta_{1\max}$).

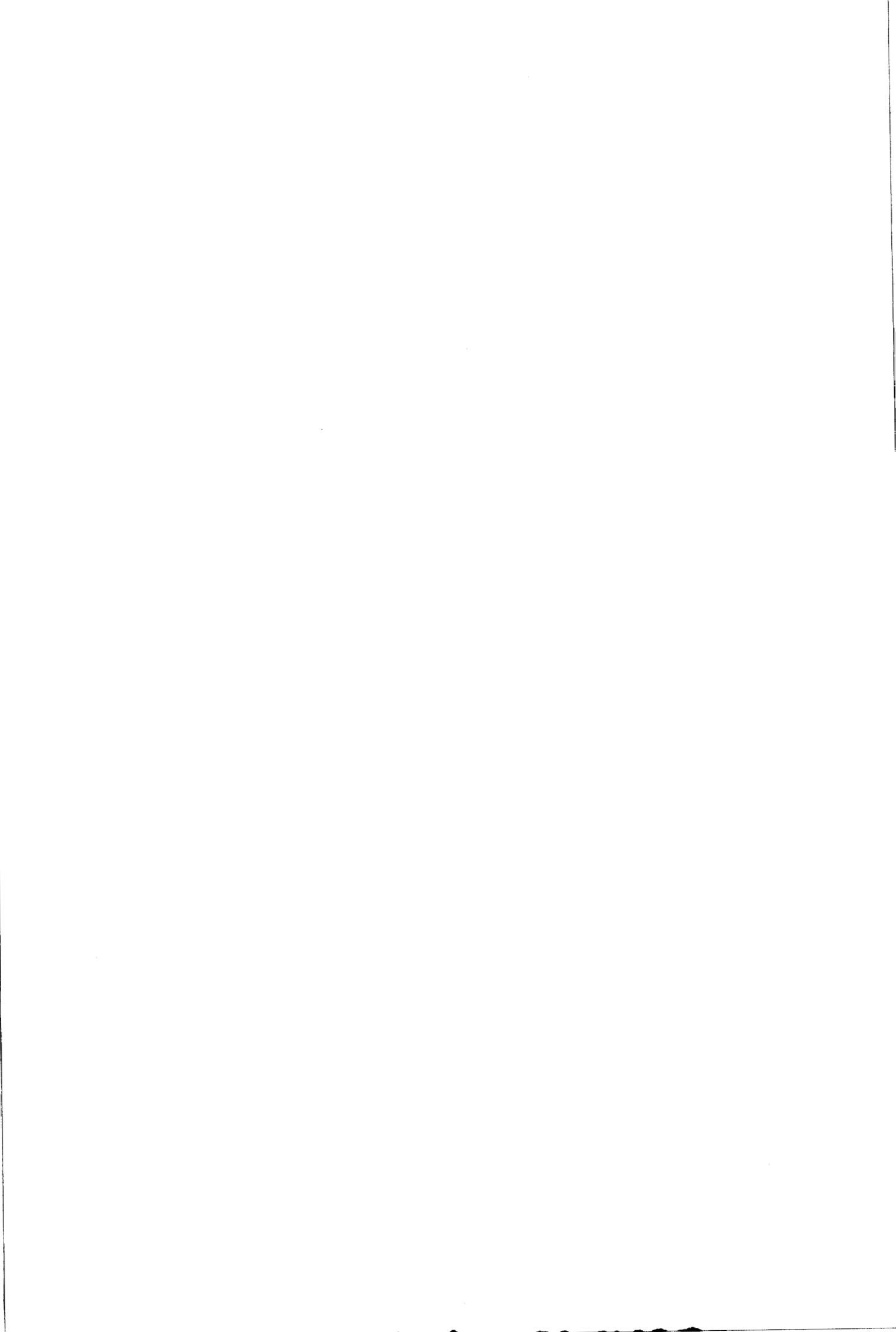
$$\phi = 2 * O_2 H_2 = 2 R \sin (\Theta_2' + \Theta_3) \quad (C10)$$

L'angle d'inclinaison du rayon avec l'axe est défini par (C4).

CHAPITRE II :
REALISATION DU CATHETER A FIBRE
OPTIQUE.

INTRODUCTION





-81-

ANNEXE II-1

PROCEDES DE REALISATION DE LA BOULE.

CHAPITRE III
CARACTERISATION EXPERIMENTALES DES
PROPRIETES DU CATHETER.

INTRODUCTION

Nous avons réalisé le cathéter en nous basant sur une estimation à priori, des performances des différents éléments qui le constituent. Dans ce chapitre nous allons maintenant indiquer ses caractéristiques propres. Elles sont évaluées à partir de résultats expérimentaux.

Le début de ce chapitre est consacré à l'étude de l'évolution du taux de transmission de la fibre. Les conditions d'injection du faisceau laser puis la courbure de la fibre constituent les paramètres de cette étude. Nous avons ensuite observé le comportement de la fibre après une irradiation par des rayons X. Le diamètre du spot sur la face de sortie de la boule et l'angle de divergence du faisceau ont ensuite été mesurés. Nous avons contrôlé l'efficacité des systèmes de sécurité de l'instrument par des mesures de température de l'embout métallique et par des épreuves de simulation de cassure de fibre. Nous terminons ce chapitre, par la présentation d'un effet pouvant par la suite permettre d'estimer la température de la boule.

I- EVOLUTION DU FACTEUR DE TRANSMISSION DE LA FIBRE EN FONCTION DE LA DISTANCE FOCALE DE LA LENTILLE DE COUPLAGE.

Dans ce paragraphe, nous étudions expérimentalement le facteur de transmission en puissance d'une fibre en fonction de la distance focale de la lentille utilisée pour injecter le faisceau laser

Pour effectuer cette étude, nous avons utilisé la fibre optique servant à la réalisation du cathéter (diamètres coeur-gaine-revêtement protecteur 100-140-170 μm ; fibre à saut d'indice ; multimode ; d'ouverture numérique 0,22 ; longueur 1 m). Elle a été placée rectilignement. Un laser à Argon ionisé (COHERENT modèle CR-2) émettant un faisceau lumineux à la longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ a été couplé à la fibre. Le faisceau laser est caractérisé par un rayon minimum W_0 et une divergence Θ_0 ($W_0 = 0,65 \text{ mm}$ sur la face arrière de la cavité laser de longueur $L = 1,15 \text{ m}$; $\Theta_0 = 0,6 \text{ mrad}$ plein angle). Le montage qui a été réalisé est indiqué sur la figure III-1. Le faisceau issu du laser parcourt une distance de 3 m, puis traverse une lentille mince de focale F . L'entrée de la fibre est placée au niveau du rayon minimum du faisceau après cette lentille. Les

expressions permettant de calculer la valeur de ce rayon W_1 ainsi que sa position d_1 , sont formulées dans l'annexe I-1 du CH1 de la seconde partie de cette thèse. Nous avons regroupé dans le tableau III-1, les valeurs de W_1 et de d_1 calculées en fonction de F , ainsi que l'angle Θ_0 du cône d'injection du faisceau à l'entrée de la fibre. Nous définissons le facteur de transmission de la fibre comme le quotient de la puissance optique mesurée en sortie de fibre par rapport à celle qui peut être mesurée sur sa face d'entrée. Pour effectuer ces mesures, nous avons considéré que le laser est stable. Nous avons placé un détecteur en face du faisceau laser avant la face d'entrée de la fibre. Nous avons relevé la valeur de la puissance indiquée. Nous avons ensuite placé le détecteur après la sortie de la fibre et relevé la puissance. Nous obtenons ainsi une précision de l'ordre de quelques pour-cent sur la mesure du taux de transmission* de la fibre. Nous avons indiqué dans le tableau III-1, les valeurs expérimentales des taux de transmission en puissance obtenus pour chaque valeur de F .

**Pour réaliser une mesure plus précise, il faudrait placer un isolateur optique entre le laser et la lentille de focalisation afin d'éviter que le faisceau réfléchi sur la face d'entrée de la fibre ne perturbe le fonctionnement du laser. Pour mesurer l'atténuation intrinsèque de la fibre, on pourrait également penser utiliser une méthode de type "cut back". Dans cette méthode, une première mesure de puissance est effectuée en sortie d'une fibre longue dans laquelle l'équilibre des modes est réalisé. la longueur de la fibre est ensuite réduite. Une seconde mesure de la puissance en sortie de la fibre serait alors réalisée, sans que les conditions d'excitation de la fibre n'aient été modifiées. La puissance en sortie de fibre pour une longueur L de fibre se déterminerait par une loi de la forme $P(L) = P(0) e^{-\alpha L}$. Nous pourrions alors déduire le coefficient d'atténuation α et le taux de pertes de la fibre $(1 - T) = 1 - e^{-\alpha L}$ pour une longueur donnée. Nous n'avons pas utilisé cette méthode de mesure, car avec les fibres courtes utilisées dans le domaine médical, l'équilibre des modes n'est pas atteint. De par son principe, la méthode de type "cut back" n'est alors plus correcte.*

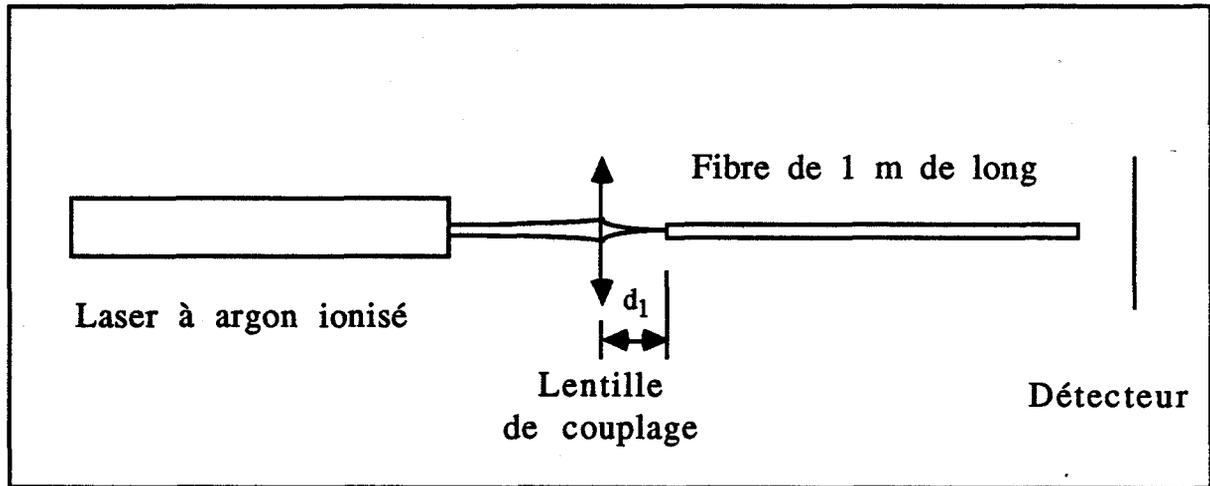


Figure III-1 : Schéma de principe de l'étude du taux de transmission en fonction de la focale de la lentille utilisée.

TABLEAU III-1

Paramètres du faisceau laser (COHERENT modèle CR2) à l'entrée de la fibre et taux de transmission à la sortie de la fibre en fonction de la distance focale de la lentille de couplage.

Distance focale F [mm]	Rayon minimum à l'entrée de la fibre W ₁ [μm]	Distance entre la lentille et l'entrée de la fibre d ₁ [mm]	Demi angle du cône d'injection du faisceau laser $\Theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_1}$	Valeur* expérimentale du taux de transmission [%]
16	2,1	16	4°24'	88
100	13,5	102	0°41'	88
250	34,7	261	0°16'	86,5
500	72,7	546	0°08'	52

* Les pertes de réflexion en entrée et en sortie de la fibre ne sont pas prises en compte.

Nos expériences montrent que lorsque la distance focale de la lentille réalisant l'injection est inférieure à 250 mm, W_1 reste inférieur au rayon du coeur de la fibre. De plus l'angle Θ_0 reste également inférieur à l'angle Θ_{0c} de l'ouverture numérique de la fibre ($\Theta_{0c} = 12^\circ 42'$). De ce fait, les rayons sont totalement guidés. Nous obtenons alors des taux de transmission de l'ordre de 87 %. Les 13 % restants sont des pertes dues à la constitution de la fibre (pertes par absorption et diffusion linéaires de la fibre), et aux pertes de Fresnel par réflexion du faisceau en entrée et en sortie de fibre.

Par contre, avec la lentille de focalisation de distance focale 500 mm, le spot à l'entrée de la fibre recouvre entièrement le coeur et la gaine optique. L'angle Θ_0 reste cependant inférieur à Θ_{0c} . Toute la puissance lumineuse n'est pas injectée dans le coeur de la fibre. Il apparait donc des pertes par couplage de puissance dans la gaine. De ce fait, le taux de couplage chute et passe à 52 %.

La distance focale de la lentille de couplage du laser du L.R.E.L. du CHR (SPECTRA PHYSICS modèle 2010), est égale à 25 mm. A l'entrée de la fibre le faisceau possède un spot de diamètre minimum sensiblement égal à 27 μm . L'angle de cône d'injection est de l'ordre de $\Theta_0 = 0^\circ 41'$. Le système optique est donc bien adapté pour effectuer l'injection du laser du C.H.R. dans la fibre du cathéter.

Conclusion :

Les paramètres optogéométriques de la fibre que nous avons choisis, pour réaliser le cathéter à fibre optique, sont bien adaptés au système de couplage du laser du L.R.E.L. que nous devons utiliser.

II- EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TRANSMISSION DE LA FIBRE EN FONCTION DE LA PUISSANCE OPTIQUE INCIDENTE.

Nous avons mesuré le taux de transmission de la fibre pour différentes valeurs de la puissance du faisceau laser en faisant varier les puissances laser à l'entrée de la fibre, de 200 mWatts à 10 Watts. La durée totale de l'expérience a dépassé une dizaine d'heures. La lentille utilisée avait pour distance focale $F = 16 \text{ mm}$.

Nous n'avons observé aucune différence significative sur le taux de transmission de la fibre en fonction de la puissance ou du temps. Ce résultat confirme (dans nos conditions d'expérience), l'absence d'effets non linéaires et de photochromisme dans la fibre.

III- MESURES EXPERIMENTALES DES PERTES PAR COURBURE.

La fibre doit passer dans des artères de petits rayons de courbure. Nous avons donc déterminé expérimentalement l'évolution des pertes de transmission dans la fibre en fonction de deux situations de courbure. Nous déterminons ainsi, l'ordre de grandeur du rayon minimum que nous pouvons donner au cathéter.

La manipulation a consisté à effectuer un enroulement de la fibre sur un cylindre de rayon bien déterminé R . Le paramètre de l'expérience est constitué par le nombre de tours effectués pour réaliser l'enroulement. Le reste du montage est identique à celui qui est indiqué sur la figure III-1. La lentille de couplage a pour distance focale 16 mm. Le tableau III-2 regroupe les valeurs du taux de transmission de la fibre (mesurées de la même façon que dans le paragraphe I) en fonction du nombre de tours lorsque R est égal à 1,5 cm ou 0,65 cm .

Lorsque la courbure de la fibre est faible ($R \geq 1,5$ cm), la lumière diffusée dans la gaine ou dans des modes d'ordre supérieur, est éliminée en deux ou trois tours de fibre. Par contre, les autres tours ne semblent pas créer de fuites. Cette lumière diffusée, peut par exemple provenir de la diffusion inévitable de la lumière sur la face d'entrée de la fibre. Nous ne maîtrisons pas la distribution des modes à l'injection du faisceau laser dans la fibre, aussi l'interprétation des résultats est difficile. En effet, les pertes de transmission en puissance de la fibre dépendent de l'ordre du mode.

Lorsque la courbure est importante ($R \leq 0,65$ cm), après une croissance rapide des pertes en fonction de la distance z (distance le long de l'axe de la courbe), les pertes de puissance suivent une loi sensiblement linéaire en fonction de z . Nous retrouvons l'allure des courbes indiquées dans le chapitre I (figure I-4).

Nous estimons que les pertes de puissance par courbure se révèlent trop importantes lorsque le rayon de la courbure est égal à 0,65 cm (28% de pertes).

Ces expériences montrent que le cathéter ne doit pas être utilisé dans des courbes dont le rayon de courbure est inférieur à 1,5 cm. Dans le cas des coronaires, les rayons de courbure les plus faibles sont de l'ordre de 2 cm. L'utilisation du cathéter ne perturbe pas de façon significative la transmission de la fibre ($T \cong 85 \%$).

TABLEAU III-2

Mesures des pertes de transmission d'une fibre à saut d'indice en fonction de la courbure de la fibre. Le diamètre de coeur est de 100 μm et le diamètre de gaine est de 140 μm . L'ouverture numérique de la fibre est de 0,22. La puissance injectée dans la fibre est de 1 Watt.

Rayon du cylindre R [cm]	Nombre de tours	Valeurs expérimentales du taux de transmission [%]	Pertes totales par courbure [%]	Pertes par tour [%]
1,5	0	88 \pm 5	-	-
	1	87 \pm 5	1	1
	2	85 \pm 5	3	2
	3	85 \pm 5	3	0
	4	85 \pm 5	3	0
0,65	0	88 \pm 5	-	-
	1	74 \pm 5	14	14
	2	68 \pm 5	20	6
	3	65 \pm 5	23	3
	4	62 \pm 5	26	3
	5	59 \pm 5	29	3

IV-RESISTANCE DE LA FIBRE A UNE IRRADIATION PAR DES RAYONS X.

En situation opératoire, la fibre est soumise à une irradiation par des rayons X. Nous avons donc vérifié que son taux de transmission n'est pas altéré lorsqu'elle a reçu une irradiation par des rayons X.

Pour cela, nous avons mesuré le taux de transmission de la fibre (diamètres coeur-gaine-revêtement polymère 100-140-170 μm ; fibre à saut d'indice ; multimode ; d'ouverture numérique 0,22 et de longueur 2 m), lorsqu'elle est excitée par un laser à Argon ionisé (COHERENT modèle CR-2, avec pour lentille de couplage $F = 16 \text{ mm}$). Nous avons utilisé le montage de la figure III-1. La méthode de mesure, de la transmission de la fibre est celle qui a été employée précédemment et qui est décrite dans le paragraphe I de ce chapitre. Nous avons ensuite placé l'ensemble de la fibre sous un tube producteur de rayons X (Siemens de type AG W 60 ; F Nr MF 2345). Les rayons X sont produits en provoquant l'impact d'électrons de masse m et de charge ($- e$), sous une différence de potentiel V , (donc ayant acquis la vitesse v) sur une anticathode métallique. Des ondes électromagnétiques sont alors produites (rayons X). Nous avons irradié l'échantillon de fibre pendant une heure avec des rayons X produits lorsque la différence de potentiel accélérant les électrons mesurait 60 KVolts (maximum de la tension possible avec le tube Siemens producteur de rayons X). La dose reçue par la fibre (en Gy) n'a pas été chiffrée. Nous avons ensuite à nouveau mesuré le taux de transmission de la fibre lorsqu'elle est excitée par le laser à Argon ionisé.

Nous n'avons observé aucune variation de la transmission en puissance de la fibre. Ce résultat confirme que les fibres à saut d'indice, en silice peuvent être soumises à une irradiation continue par des rayons X pendant une heure sans variations apparentes du taux de transmission.

Un des systèmes de sécurité du cathéter repose sur l'émission d'une fluorescence rétrodiffusée dans la fibre. Celle-ci se produit lorsque la fibre comporte un bout dopé aux ions Néodyme pompé par la radiation 514,5 nm en provenance d'un laser à Argon ionisé. Nous avons donc réalisé une étude d'irradiation X sur une fibre sur laquelle nous avons soudé 30 cm d'une fibre dopée aux ions Néodyme. Le but

de cette manipulation est de vérifier que le spectre de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre n'est pas modifié lorsque la fibre est irradiée par des rayons X.

Nous avons d'abord enregistré le spectre de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre. Pour cela, nous avons réalisé le montage de la figure III-2. Le laser est modulé en amplitude à 325 Hz à l'aide d'un modulateur mécanique. Une lame séparatrice, permet de séparer l'onde de pompe visible rétrodiffusée dans la fibre et l'onde infrarouge provenant de la fluorescence de l'ion Néodyme. Un filtre passe-bande permet d'éliminer le rayonnement provenant du tube d'Argon ionisé du laser de pompe. Il est placé à l'entrée du spectromètre et il laisse passer les longueurs d'onde de 0,8 à 3 μm (MTO DJ 845 b). Les pics de fluorescence de l'ion Néodyme sont détectés à l'aide d'un détecteur InSb refroidi par de l'azote liquide, d'un préampli et d'une détection synchrone. Un enregistreur graphique permet de tracer le spectre de fluorescence de l'ion Néodyme. La figure III-3 indique l'allure de ce spectre. Il existe trois pics de fluorescence : $\lambda \cong 0,9 \mu\text{m}$; $\lambda \cong 1,08 \mu\text{m}$; $\lambda \cong 1,35 \mu\text{m}$.

La partie dopée de la fibre est ensuite placée sous le faisceau de rayons X (figure III-4). L'autre extrémité de la fibre est reliée à un photomultiplicateur protégé de la lumière extérieure. Ce système permet de détecter un signal de fluorescence émis dans le domaine visible par la fibre lorsqu'elle subit l'irradiation par rayons X.

Nous n'avons pas observé de signal de fluorescence lorsque la fibre était irradiée pendant une heure par les rayons X ($V = 60 \text{ KVolts}$, $I = 26 \text{ mA}$). Le faisceau issu du laser de pompe (Argon ionisé) a ensuite été injecté dans la fibre et le spectre de fluorescence enregistré à nouveau. Nous n'avons pas observé de variation, tant dans le taux de transmission en puissance de la fibre, que dans la position des pics de fluorescence de l'ion Néodyme.

Conclusion :

La fibre dopée résiste donc bien à une irradiation X d'une durée d'une heure. Le système de sécurité basé sur la présence de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre est donc fiable en présence d'irradiation par rayons X.

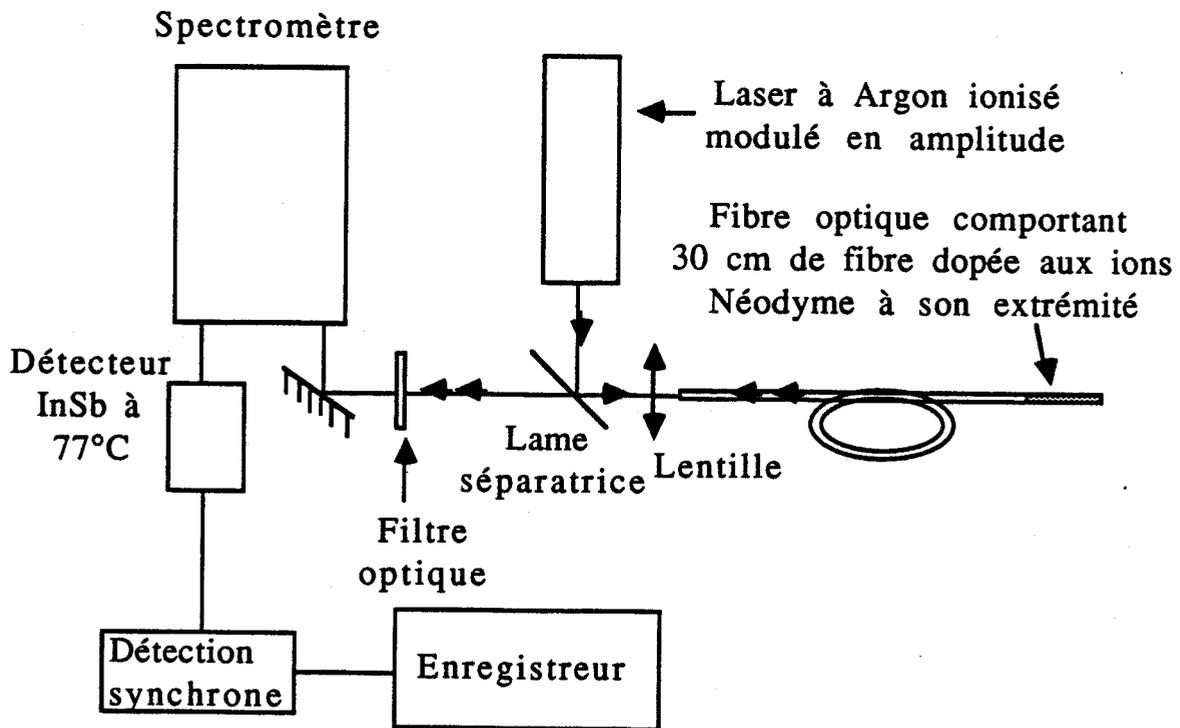


Figure III-2 : Schéma de principe du montage permettant d'enregistrer le spectre de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre.

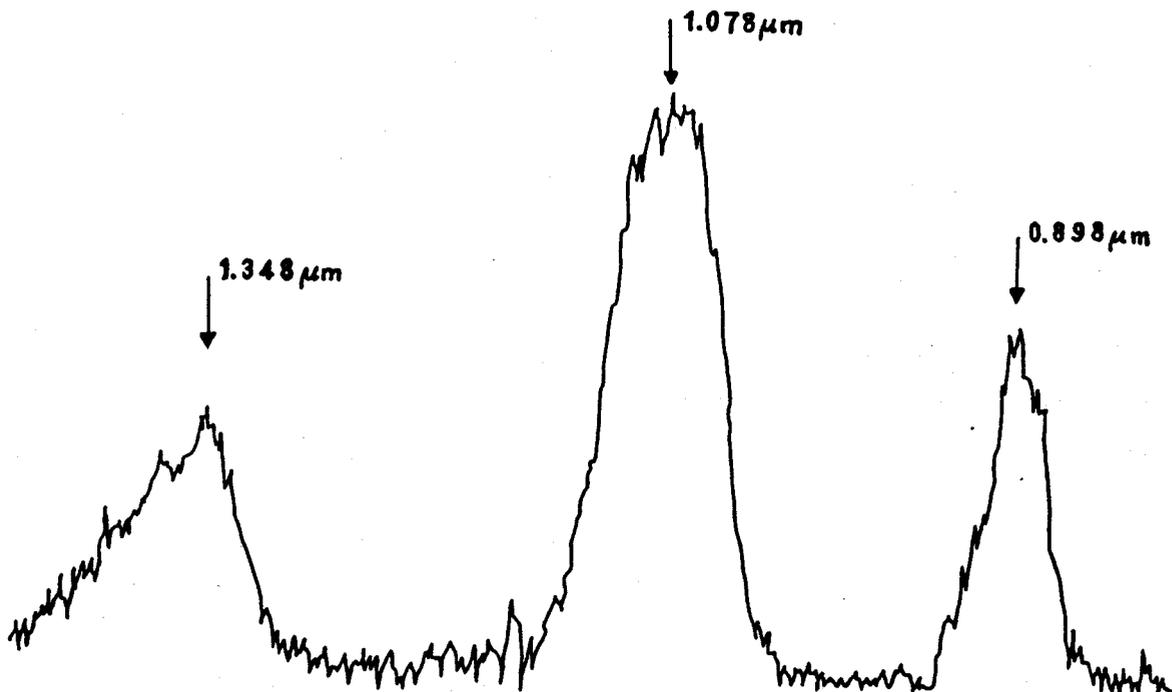


Figure III-3 : Spectre de fluorescence des ions Néodyme.

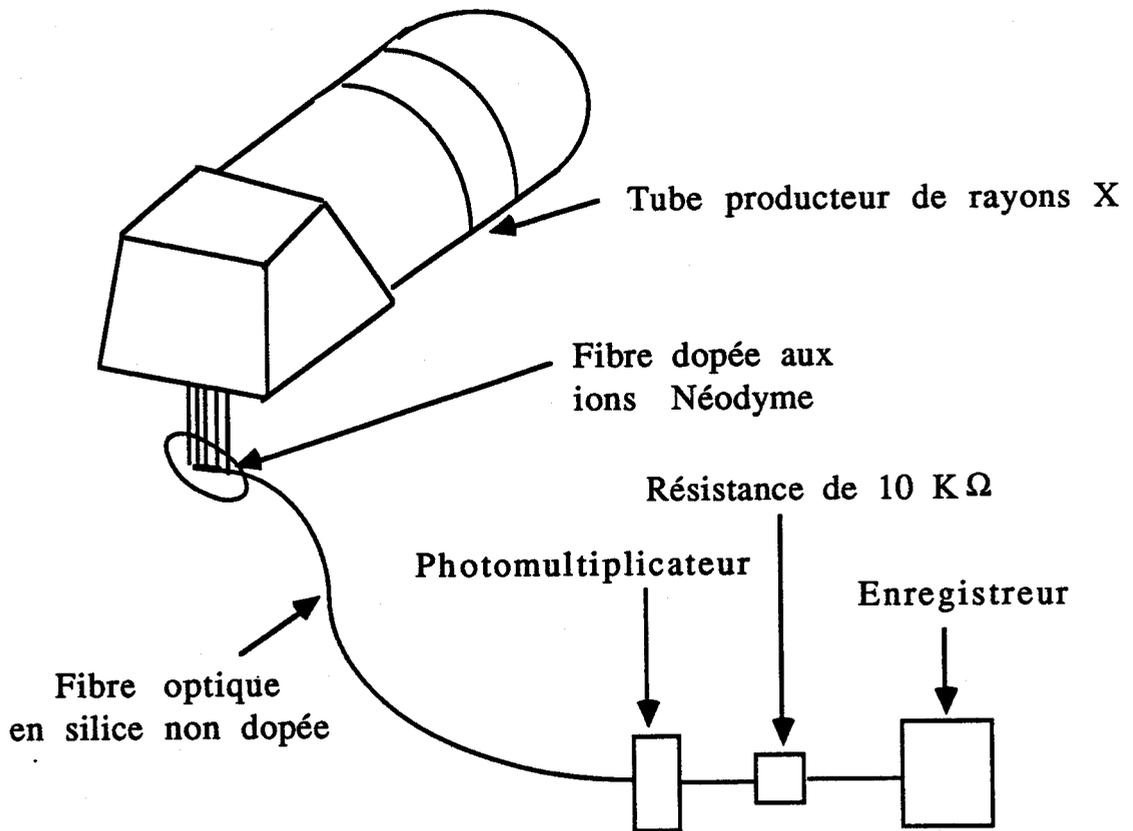


Figure III-4 : Schéma du montage réalisé pour irradier la fibre par rayons X.

V- ASPECT DES CHAMPS PROCHE ET LOINTAIN EN FONCTION DES CONDITIONS D'INJECTION DU FAISCEAU LASER DANS LA FIBRE.

La fibre optique que nous utilisons pour transmettre l'onde issue du laser, jusqu'à la zone à traiter, est terminée par une boule. Cette dernière permet de limiter la divergence du faisceau à la sortie de la fibre. Nous nous proposons d'examiner expérimentalement comment les diagrammes de rayonnement en champ proche (à proximité de la face de sortie de la boule) et en champ lointain (dans l'air loin de la sortie de la boule), évoluent en fonction des conditions d'injection du faisceau laser dans la fibre.

V-1- Enregistrement des répartitions de puissance en champ proche.

Nous avons réalisé le montage de la figure III-5a pour relever les intensités lumineuses en champ proche. Nous avons placé une lame à faces parallèles en verre orientée selon un angle de 45° par rapport à la direction du faisceau incident sur la lentille de couplage ($F = 16$ mm). La lentille réalise la focalisation du faisceau laser sur la face d'entrée de la fibre. A l'aide d'une lunette réglée à l'infini, nous pouvons observer l'image du spot sur la face d'entrée. Il apparaît dans le champ de cette lunette comme un petit point très brillant lorsque la mise au point de la lentille est correcte. Par ailleurs, le coeur de la fibre est éclairé par le faisceau laser et paraît brillant en raison de la rétrodiffusion de la lumière dans la fibre. Lorsque les centres des deux spots se superposent, le faisceau laser est parfaitement centré avec la fibre. Ce système permet de contrôler la position du spot de focalisation du faisceau incident par rapport à l'axe de la fibre.

Nous avons placé la face de sortie de la fibre dans le plan focal d'une lentille de distance focale 4 mm. Cette lentille forme l'image de la face de sortie de la fibre à l'infini. Un photomultiplicateur est alors déplacé transversalement par rapport à l'axe de la fibre dans un plan situé à une distance d'environ 1,8 m de cette lentille. Il détecte le flux du rayonnement observé à travers un diaphragme de diamètre $\phi = 2$ mm. Un enregistreur graphique permet de relever la trace du diagramme obtenu.

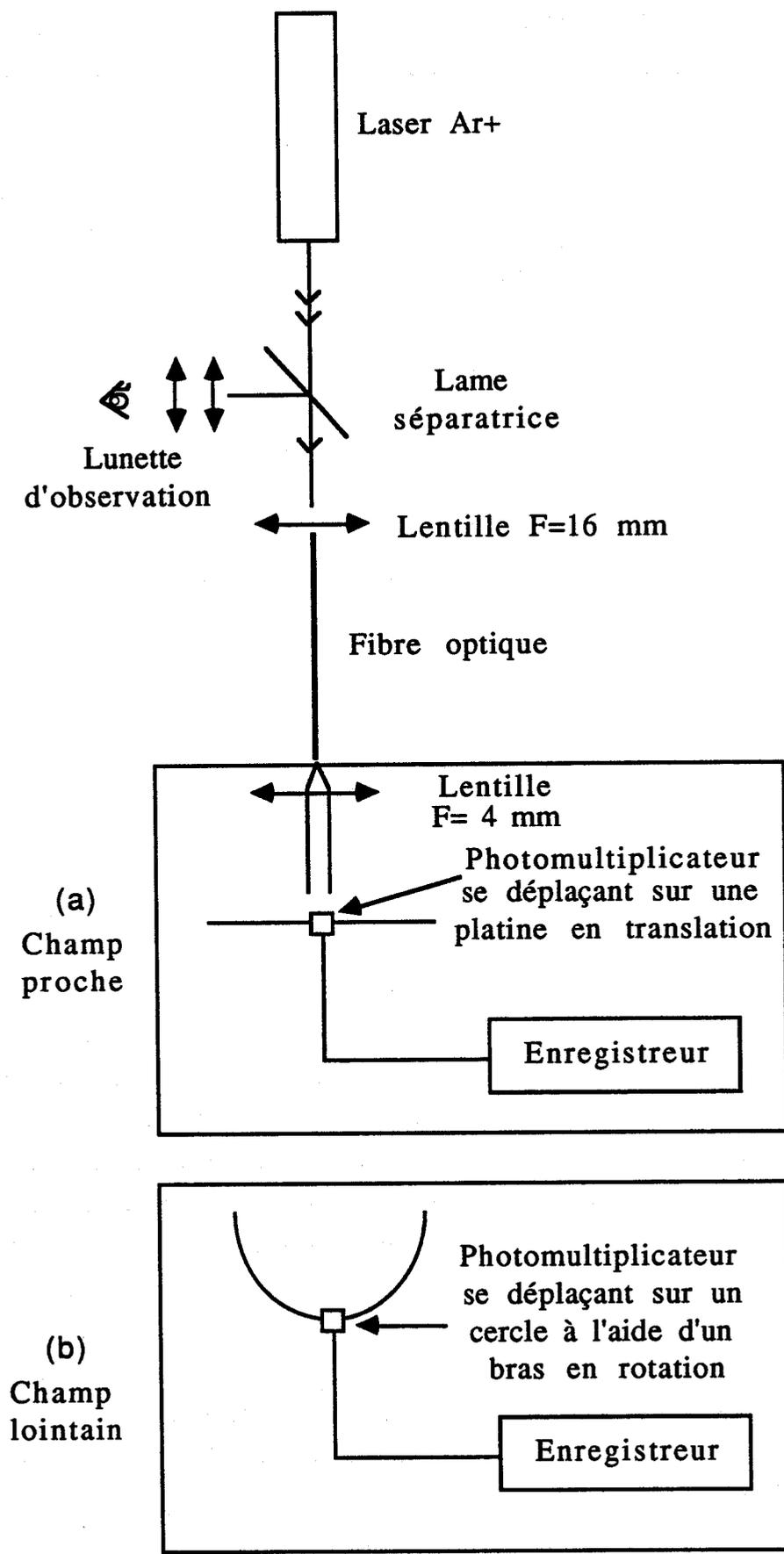


Figure III-5 : Schéma du montage optique utilisé pour relever les diagrammes de puissance en champ proche(a) et en champ lointain(b).

V-1-1- Première condition d'injection du faisceau laser dans la fibre. Le faisceau est centré et son axe est confondu avec celui de la fibre.

On excite le coeur de la fibre (diamètres coeur-gaine 100-140 μm ; à saut d'indice ; d'ouverture numérique 0,22), par un faisceau laser aligné avec l'axe de la fibre, et focalisé selon un diamètre inférieur à celui du coeur de la fibre ($\phi \cong 4,2 \mu\text{m}$) L'angle du cône incident Θ_0 est inférieur à celui de l'ouverture "d'acceptance" Θ_{0c} de la fibre ($\Theta_0 = 4^\circ 24'$; $\Theta_{0c} = 12^\circ 42'$ pour notre montage et pour les prises de vue de la figure III-6). La distribution de flux dans le champ proche est sensiblement uniforme.

a- Fibre simplement clivée à son extrémité.

Le spot occupe tout le coeur de la fibre lorsqu'elle est simplement clivée à son extrémité (Photo (a) de la figure III-6). L'aspect granulaire s'interprète comme provenant d'interférences aléatoirement constructives ou destructives entre les rayons qui interfèrent sur le coeur.

b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.

Il est difficile d'examiner le champ proche d'une surface sphérique, la mise au point ne se faisant pas dans le même plan pour tous les points de la surface éclairée de la face de sortie de la boule. Nous estimons donc seulement le diamètre de la zone éclairée par le faisceau laser au voisinage de la face de sortie de la boule. La discussion théorique du paragraphe II-3 du chapitre I nous permet de connaître un ordre de grandeur de la distance AH (indiquée sur la figure III-5 bis) attendue dans nos expériences. Elle est évaluée à 35 μm pour une boule de 750 μm de diamètre. Cette discussion nous a également indiqué que les rayons méridiens extrêmes devraient être déviés vers l'axe Ox de la fibre, à la sortie de la boule avec un angle $\Theta = 0^\circ 56'$ dans l'air.

Dans ces conditions, la différence théorique entre AA' et BB' est de l'ordre de 1 à 2 μm . Nous avons fait l'hypothèse que cette

différence est suffisamment faible pour estimer le diamètre éclairé de la boule avec le même système que celui employé pour mesurer la distribution de puissance en champ proche, de la fibre simplement clivée à son extrémité. Nous indiquons également l'allure de la distribution de puissance, observé à l'aide de ce système de mesure, à la sortie de la boule. Cependant, ce que nous observons est en fait, une distribution de puissance dans un champ intermédiaire entre le champ proche et le champ lointain.

Le spot sur la face de sortie de la boule est légèrement plus large que le coeur de la fibre lorsque la fibre comporte une boule. La réfraction des rayons à l'interface fibre-boule élargit en effet le faisceau.

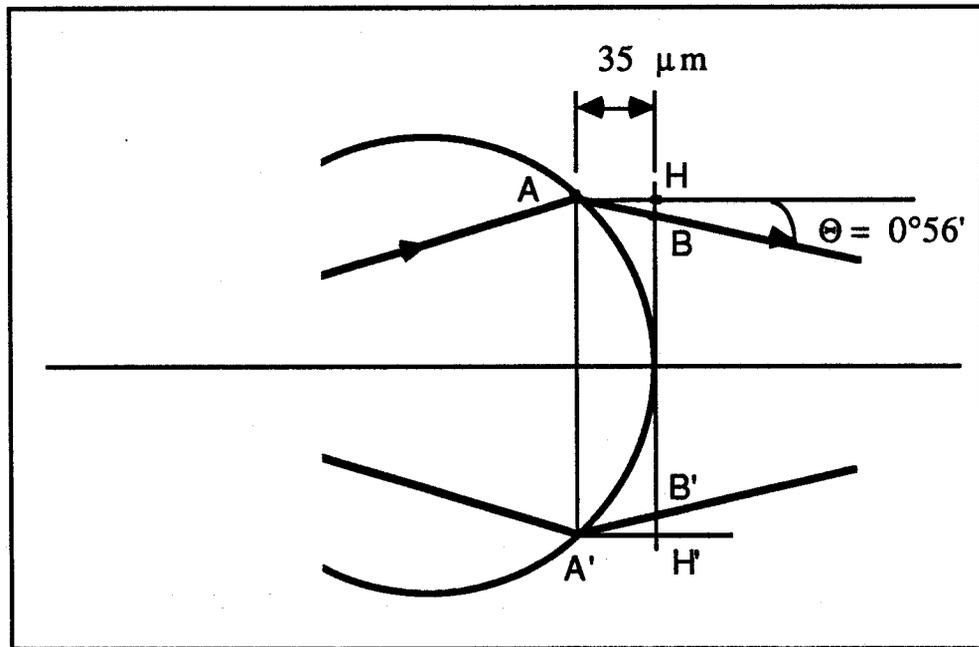


Figure III-5 bis : Situation d'une fibre comportant une boule de 750 μm à son extrémité.

V-1-2- Deuxième condition d'injection du faisceau laser. Le faisceau est décentré et son axe fait un angle Θ avec celui de la fibre.

La fibre est ensuite excitée par un petit spot du même ordre de grandeur que celui du premier cas. Il est situé à la distance r_0 du

centre de la fibre. Ce spot est obtenu à partir d'un faisceau collimaté, imparfaitement aligné avec l'axe de la fibre (angle $\Theta = 7^\circ$).

a- Fibre simplement clivée à son extrémité.

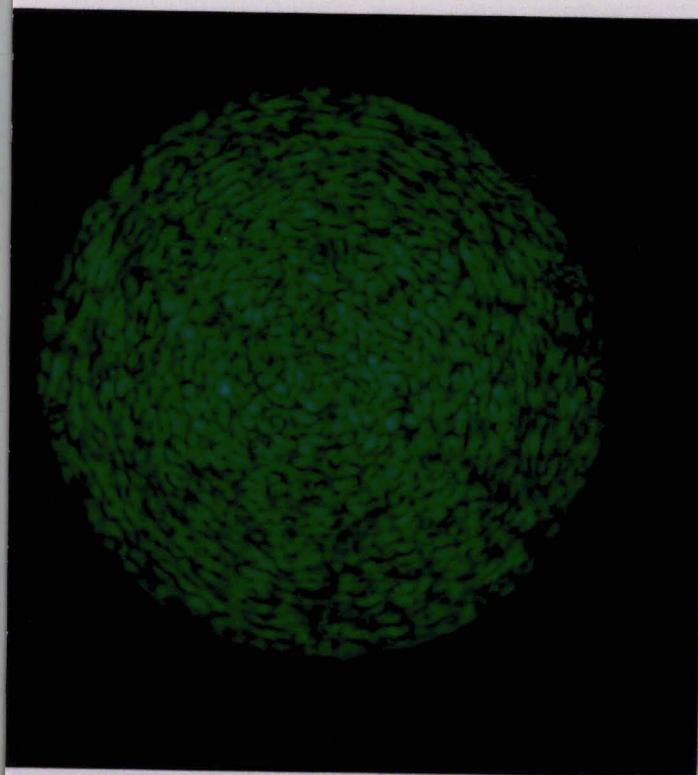
Lorsque l'axe de la fibre et l'axe du faisceau laser sont désalignés de $\Theta = 7^\circ$ sans être situés dans un même plan, la projection de chaque rayon du cône d'injection sur la face d'entrée de la fibre est tangente à un cercle de rayon $r_1 = r_0 \sin \phi_0$ centré en O. La quantité, r_1 est un invariant de la propagation dans la fibre (voir figure A-2 et équation A9b de l'annexe I-1). La distribution de puissance dans le champ proche apparait alors concentrée sur une couronne comprise entre les cercles de rayon a et r_1 . Cette situation correspond à celle de la photo (b) de la figure III-6.

Lorsque l'axe de la fibre et l'axe du faisceau laser sont désalignés de 7° mais sont situés dans un même plan, on peut assimiler le faisceau à un ensemble de rayons méridiens guidés dans la fibre (rayons tels que $\phi_0 = 0$). Ces rayons provenant du cône d'injection se propagent dans leur plan d'incidence et coupent périodiquement l'axe O_z de la fibre. La distribution de puissance dans le champ proche apparait alors sensiblement uniforme sur le coeur de la fibre sur sa face de sortie.

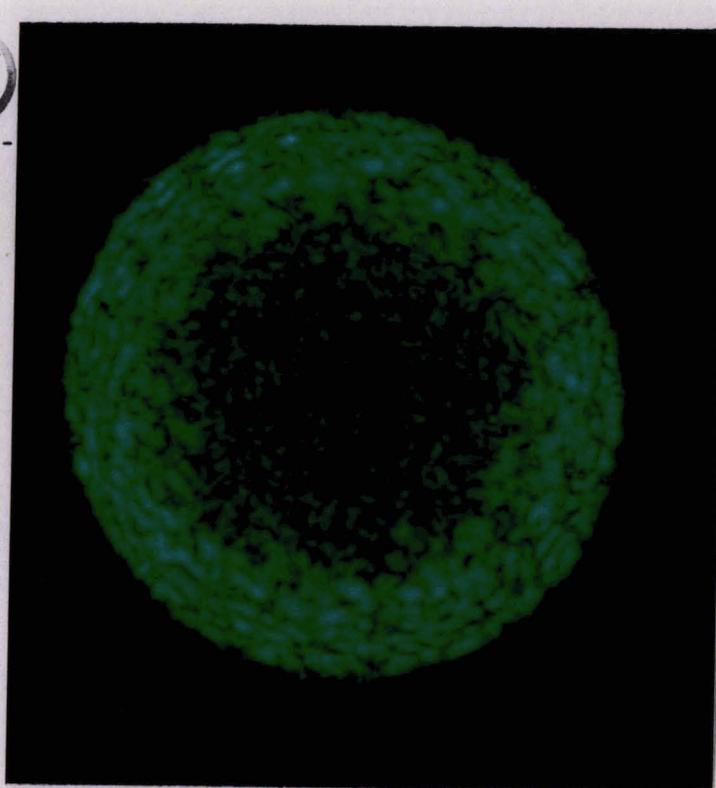
b- Fibre comportant une boule de 750 μm de diamètre à son extrémité.

Nous posons les mêmes hypothèses que celles du paragraphe V-1-1-b. Nous avons obtenu dans ce cas, une distribution lumineuse uniforme sur la face de sortie de la boule, lorsque l'axe de la fibre et l'axe du faisceau laser étaient situés dans un même plan mais étaient désalignés de 7° .

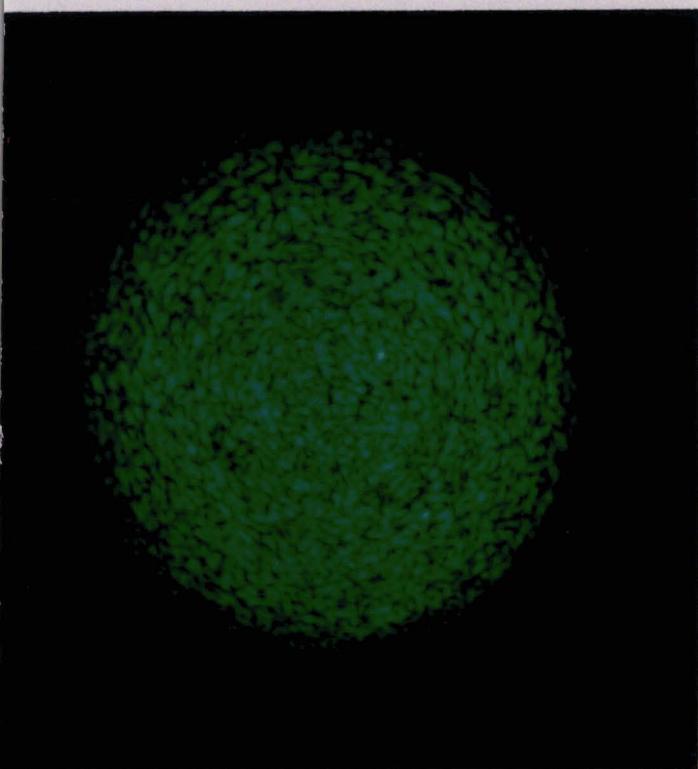
Le tableau III-3 résume les conditions d'injection possibles et donne l'allure des distributions de puissance enregistrées expérimentalement en champ proche. Nous avons également indiqué les valeurs des diamètres de spots, estimés à $1/e^2$ arbitrairement, en fixant les limites du spot à $I_{\text{lim}} = I_{\text{max}}/10$. L'incertitude de mesure est d'environ 5 μm .



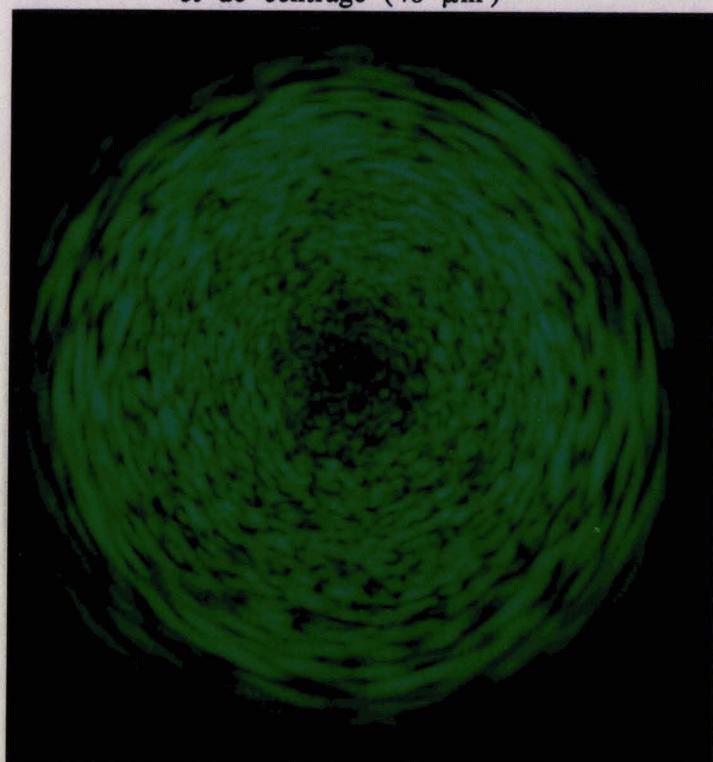
(a)
Champ proche de la fibre
alignée et centrée



(b)
Champ proche de la fibre
avec défauts d'alignement (7°)
et de centrage ($40 \mu\text{m}$)



(c)
Champ lointain de la fibre
alignée et centrée



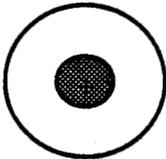
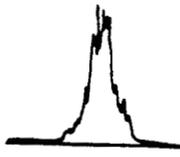
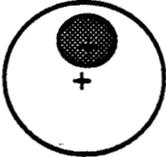
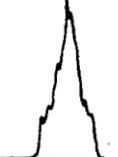
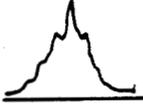
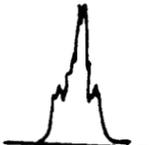
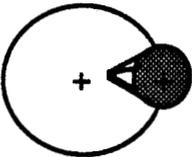
(d)
Champ lointain de la fibre
avec défaut d'alignement (7°)

Figure III-6 : Distribution transverse de rayonnement en champs proche et lointain pour différentes conditions d'excitation de la fibre multimode.

Paramètres expérimentaux : fibre à saut, diamètres coeur-gaine 100-140 μm ;
O.N. = 0.22 ; L = 1.5 m ; laser = Argon ionisé multiraies ; diamètre du spot sur le
coeur de la fibre $2 W_0 \cong 4.2 \mu\text{m}$.

TABLEAU III-3

Résumé des conditions d'injection possibles et allure des distributions de puissance enregistrées en champ proche. Valeurs des diamètres de spots estimés à $1/e^2$ d'après les enregistrements pour une fibre à saut d'indice (diamètres coeur-gaine 100-140 μm ; O.N. = 0,22 ; L = 1,5 m ; laser = Argon ionisé multiraies ; diamètre du spot sur le coeur de la fibre $2 W_0 = 5 \mu\text{m}$). Les valeurs des diamètres sont indiquées avec une incertitude de 5 μm .

Conditions d'injection du faisceau		Fibre simplement clivée à son extrémité		Fibre comportant une boule à son extrémité	
Centré et Aligné			$\phi = 96 \mu\text{m}$		$\phi = 100 \mu\text{m}$
Décentré de 40 μm et Aligné			$\phi = 98 \mu\text{m}$		$\phi = 114 \mu\text{m}$
Centré et Désaligné de 7° latéralement			$\phi = 96 \mu\text{m}$		$\phi = 101 \mu\text{m}$
Décentré de 40 μm verticalement et Désaligné de 7° latéralement			$\phi_{\text{int}} = 98 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{ext}} = 66 \mu\text{m}$		$\phi = 107 \mu\text{m}$
Décentré de 40 μm latéralement et Désaligné de 7° latéralement			$\phi = 100 \mu\text{m}$	-	-



V-2- Enregistrement des répartitions de puissance en champ lointain.

Pour observer la divergence du faisceau à la sortie de la fibre (simplement clivée ou à boule) nous avons réalisé le montage de la figure III-5b. Le photomultiplicateur est maintenant placé à 12,5 cm de la face de sortie de la fibre (ou 14,5 cm pour la fibre à boule). Il peut être déplacé à l'aide d'un bras en rotation, selon un cercle centré sur la face de sortie de la fibre. Le principe de détection est identique à celui des mesures en champ proche. Le flux du rayonnement est observé à travers un diaphragme de diamètre $\phi = 2$ mm.

V-2-1- Première condition d'injection du faisceau laser dans la fibre. Le faisceau est centré et son axe est confondu avec celui de la fibre.

On excite le coeur de la fibre par un faisceau laser aligné avec l'axe de la fibre, et focalisé selon un diamètre inférieur à celui du coeur de la fibre ($\phi \cong 4,2 \mu\text{m}$). L'angle du cône incident est inférieur à celui de l'ouverture "d'acceptance" Θ_{0c} de la fibre ($4^\circ 24'$ pour la figure III-6).

a- Fibre simplement clivée à son extrémité.

La diagramme de rayonnement observé en champ lointain est distribué dans un cône, d'angle au sommet à peu près égal à celui de l'ouverture "d'acceptance" Θ_{0c} de la fibre, lorsqu'elle est simplement clivée à sa sortie (figure III-6 (c)). Bien que la fibre soit courte ($L=1,5$ m) il y a du couplage de modes et les angles de réflexions dans la fibre sont modifiés. Ils peuvent alors atteindre l'angle maximum de guidage dans la fibre Θ_{0c} .

b- Fibre comportant une boule de $750 \mu\text{m}$ de diamètre à son extrémité.

Si la fibre possède une boule à son extrémité, l'angle de divergence n'est plus que d'environ 5° . La boule réduit donc la divergence du faisceau dans l'air.

V-2-2- Deuxième condition d'injection du faisceau laser dans la fibre. Le faisceau est décentré et son axe fait un angle Θ avec celui de la fibre.

La fibre est ensuite excitée par un petit spot obtenu à partir d'un faisceau collimaté, imparfaitement aligné avec l'axe de la fibre (angle de 7°).

a- Fibre simplement clivée à son extrémité.

La distribution de puissance en champ lointain pour une fibre simplement clivée est alors annulaire. En effet, comme nous l'avons vu dans l'annexe I-1, tout rayon injecté dans la fibre sous un angle Θ_0 (inférieur à Θ_{0c}) se propage dans la fibre et émerge sous ce même angle Θ_0 . On peut alors observer en champ lointain une couronne circulaire. Cette situation est représentée sur la figure III-6 (d).

b- Fibre comportant une boule de $750 \mu\text{m}$ de diamètre à son extrémité.

Pour une fibre à boule deux cas sont à considérer :

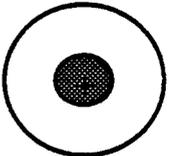
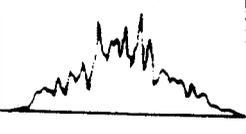
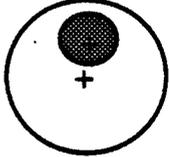
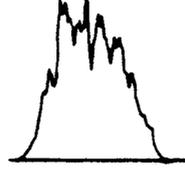
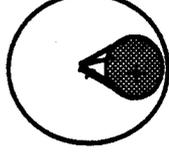
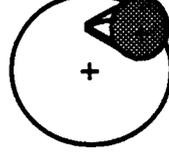
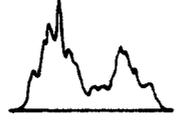
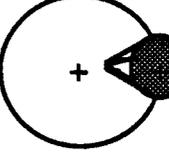
- Si les axes du faisceau incident et de la fibre sont situés dans un même plan, mais font un angle de 7° entre eux (voir figure du tableau III-4) alors la répartition de puissance en champ lointain est sensiblement uniforme. On observe dans ce cas là, un diagramme de rayonnement distribué dans un cône d'angle au sommet à peu près égal à celui obtenu lorsque le faisceau incident est centré et axé.

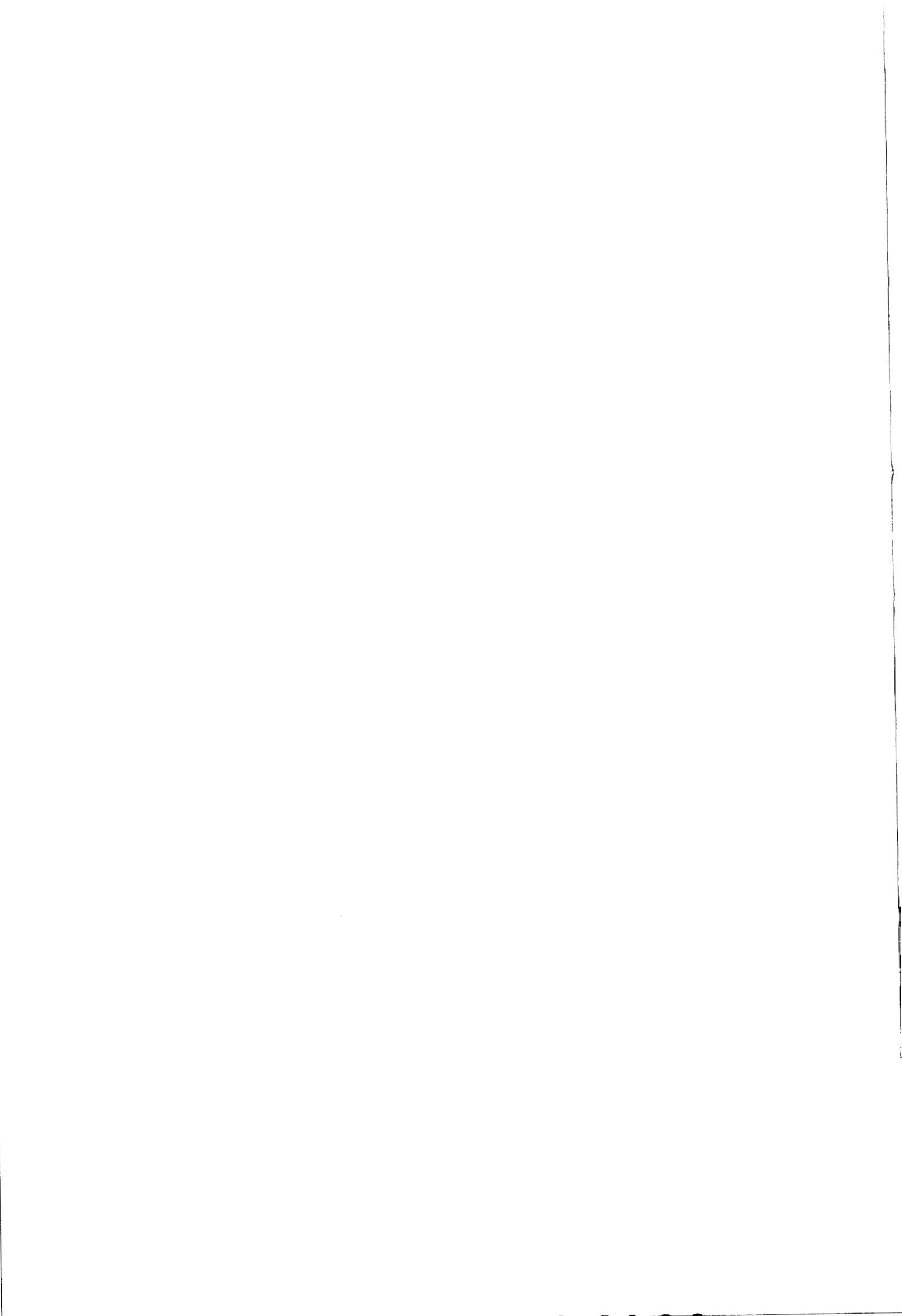
- Si les axes du faisceau incident et de la fibre ne sont pas situés dans un même plan, et que leurs directions font un angle de 7° entre elles (voir figure du tableau III-4) alors la répartition de puissance en champ lointain est annulaire.

Le tableau III-4 résume les conditions d'injection possibles et donne l'allure des distributions de puissance enregistrées expérimentalement en champ lointain. Nous avons également indiqué les valeurs des angles de divergence d'après les enregistrements pour la fibre dont les caractéristiques sont explicitées dans la figure III-6. L'incertitude de mesure est d'environ $0^\circ 30'$.

TABLEAU III-4

Résumé des conditions d'injection possibles et allure des distributions de puissance enregistrées en champ lointain. Valeurs des angles de divergence du faisceau en sortie d'une fibre à saut d'indice (diamètres coeur-gaine 100-140 μm ; O.N. = 0,22 ; L = 1,5 m ; laser = Argon ionisé multiraies ; diamètre du spot sur le coeur de la fibre $2 W_0 = 5 \mu\text{m}$). Les valeurs des angles sont indiquées avec une incertitude de $0^{\circ}30'$.

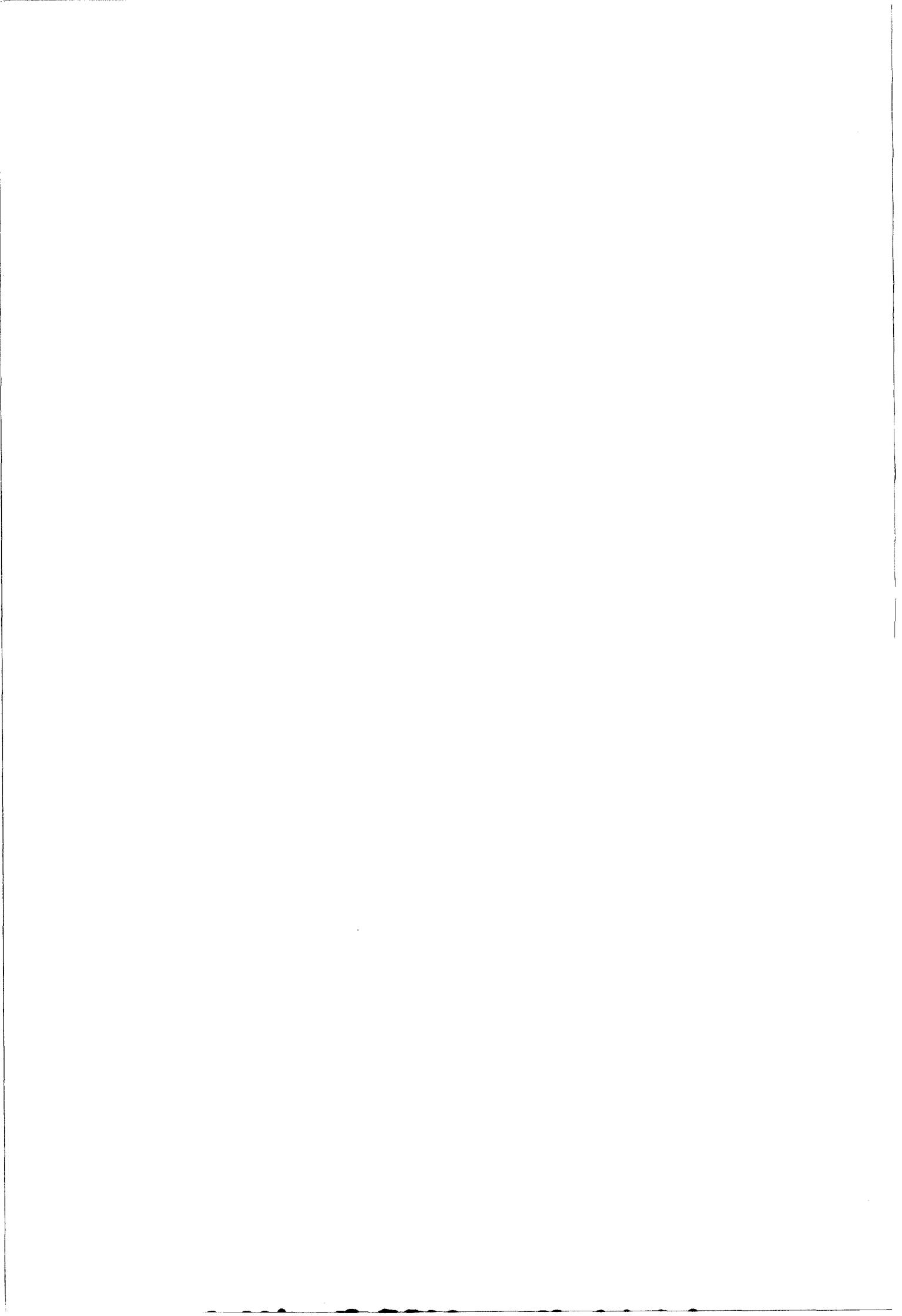
Conditions d'injection du faisceau		Fibre simplement clivée à son extrémité		Fibre comportant une boule à son extrémité	
Centré et Aligné			$\Theta = 10^{\circ}$		$\Theta = 5^{\circ}$
Décentré de 40 μm et Aligné		-	-		$\Theta = 5^{\circ}30'$
Centré et Désaligné de 7° latéralement			$\Theta_{\text{int}} = 3^{\circ}$ $\Theta_{\text{ext}} = 11^{\circ}$		$\Theta = 4^{\circ}30'$
Décentré de 40 μm verticalement et Désaligné de 7° latéralement		-	-		$\Theta_{\text{int}} = 2^{\circ}$ $\Theta_{\text{ext}} = 6^{\circ}$
Décentré de 40 μm latéralement et Désaligné de 7° latéralement		-	-		$\Theta = 6^{\circ}$



↑ E(cm⁻¹)

↑ λ(nm)

-113-



CHAPITRE IV :
EXPERIMENTATIONS DU CATHETER IN
VITRO PUIS IN VIVO.

INTRODUCTION

Avant d'utiliser le cathéter sur l'homme, il est nécessaire d'examiner son comportement dans des expérimentations *in vitro*. Pour cela, une première étude portant sur l'irradiation d'une plaque d'athérome par le rayonnement issu de la fibre optique modifiée a été effectuée. Nous avons ensuite symbolisé une artère athéromateuse par un tuyau plastique obstrué par un agrégat de plaques d'athérome. Ce modèle bien que différent de la réalité, a permis de placer le cathéter dans une situation correspondant à son utilisation en cathétérisation. Il a mis en évidence un certain nombre de difficultés susceptibles d'être rencontrées au cours de la pratique opératoire. La deuxième étude a consisté à franchir l'étape de l'expérimentation animale. Des expérimentations *in vivo* ont alors été réalisées au C.H.R. de Lille au L.E.R.L. par le Docteur J.L. Fourrier sur des lapines dans le cadre de l'angioplastie coronaire. Le domaine de la gynécologie nécessite également de disposer de cathéters très fins pour déboucher les trompes utérines chez la femme. Un protocole expérimental a donc été mis au point pour tester le cathéter dans ces applications *in vivo* sur l'animal. L'étude a été réalisée au L.E.R.L. par le Docteur A. Elhage sur des rates puis des lapines.

I- EFFET DU RAYONNEMENT LASER SUR UNE PLAQUE D'ATHEROME.

Selon l'état de lésion d'une artère, on peut observer plusieurs types de plaques : les plaques graisseuses (jaunes et fibreuses, premier stade de l'athérosclérose) et les plaques calcifiées (blanches et très dures, deuxième stade de l'athérosclérose) [49]. Une première manipulation a consisté à étudier l'effet de la volatilisation sur des plaques jaunes en fonction de la puissance, et à déterminer les caractéristiques de l'impact de volatilisation. Pour cela, l'embout métallique a été placé perpendiculairement à des aortes prélevées sur des cadavres et présentant des plaques athéroscléreuses jaunes. Différents tirs laser de 500 mWatts à 4 Watts ont été effectués.

Nous avons constaté que le seuil de volatilisation se situe autour de 1 Watt (irradiance:1100 Watts/cm²). Le fonctionnement du cathéter est satisfaisant lorsque la puissance laser est de l'ordre de

3 Watts (irradiance: 3300 Watts/cm²) en régime continu, avec la pièce métallique placée au contact de la plaque d'athérome. La plaque athéromateuse peut être vaporisée avec de basses irradiances. D'après les expériences réalisées par N.P. Furzikov et R.W. Gammon [50,13], son seuil de destruction se situe autour de 1.3 Watts pour un spot de diamètre 0.4 mm (irradiance: 1000 Watts/cm²), réalisé avec un laser à Argon ionisé fonctionnant en régime continu. Les mesures effectuées avec notre système sur les plaques jaunes sont tout à fait en accord avec ce seuil (1100 Watts/cm²).

La figure IV-1 montre l'impact d'un tir laser de 3 Watts avec circulation de fluide sur une aorte athéroscléreuse (plaque jaune) prélevée sur un cadavre. Nous y distinguons trois zones bien distinctes: La première, au centre, se compose d'un cratère de volatilisation bordé de particules carbonisées. La seconde zone correspond à l'empreinte du pourtour de la boule. La dernière zone, la plus large, correspond à l'empreinte de l'embout métallique et à celle, sur la gauche, du trou permettant le passage du fil guide. Ces expériences ont montré qu'une action était possible sur les plaques d'athérome. Cependant, elles ne permettent pas d'assurer que les risques de fausses routes et de perforations seront limités.

II- EXPERIMENTATION IN VITRO SUR UN MODELE. L' ARTERE EST SYMBOLISEE PAR UN TUYAU PLASTIQUE.

II-1- Méthode expérimentale.

Dans une deuxième phase, les caractéristiques du cathéter ont été étudiées sur un modèle expérimental. Dans ce modèle (figure IV-2), l'artère a été symbolisée par un tuyau plastique long de 300 mm, dont les diamètres intérieur et extérieur étaient respectivement égaux à 2 mm (ou 3 mm) et 4 mm (ou 5 mm) selon les manipulations. Ce tuyau plastique pouvait être percé par une puissance optique de 2 Watts, lorsque l'extrémité du cathéter était placée à son voisinage, perpendiculairement à ses parois. Une série de plaques d'athérome calcifiées était disposée à l'intérieur des tuyaux de façon à obtenir des obstructions de l'ordre de 10 à 20 mm de long. Chaque tuyau était ligaturé à l'aide d'un fil derrière les obstructions,

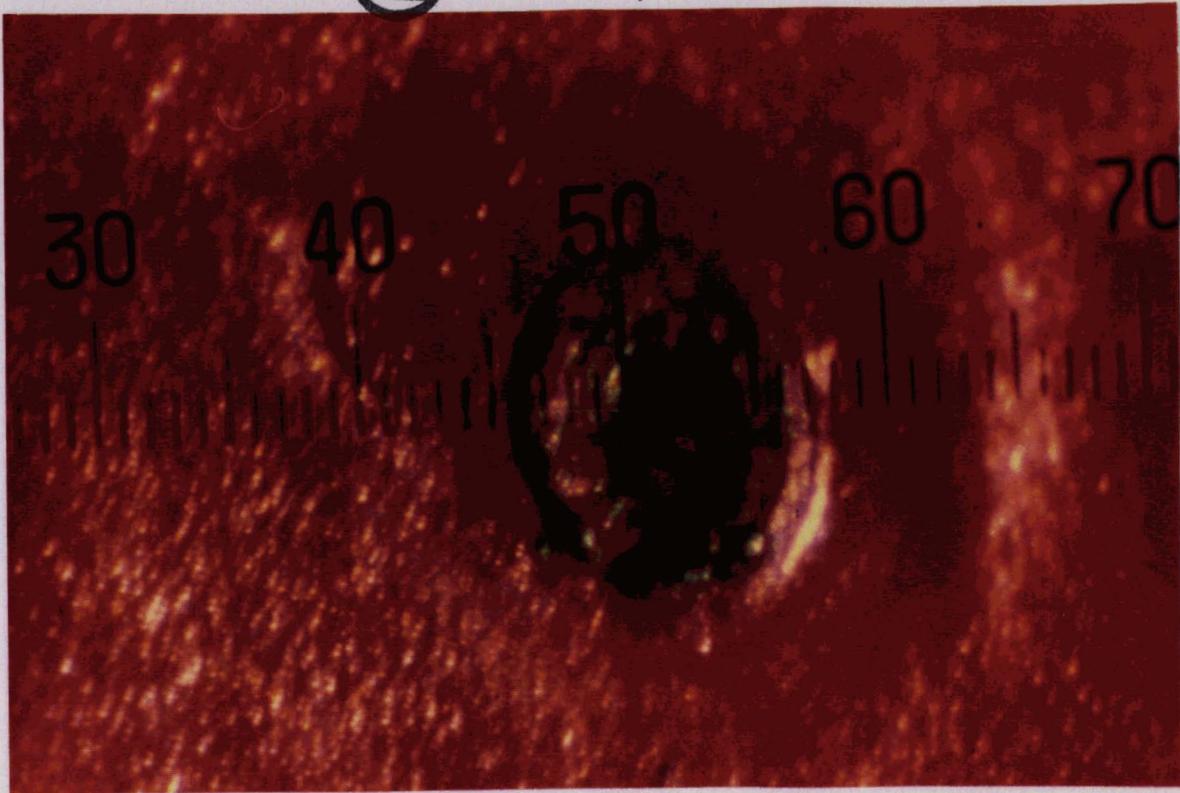


Figure IV-1 : Impact d'un tir laser de 3 Watts avec circulation de fluide sur une aorte athéroscléreuse (plaque jaune) prélevée sur un cadavre.

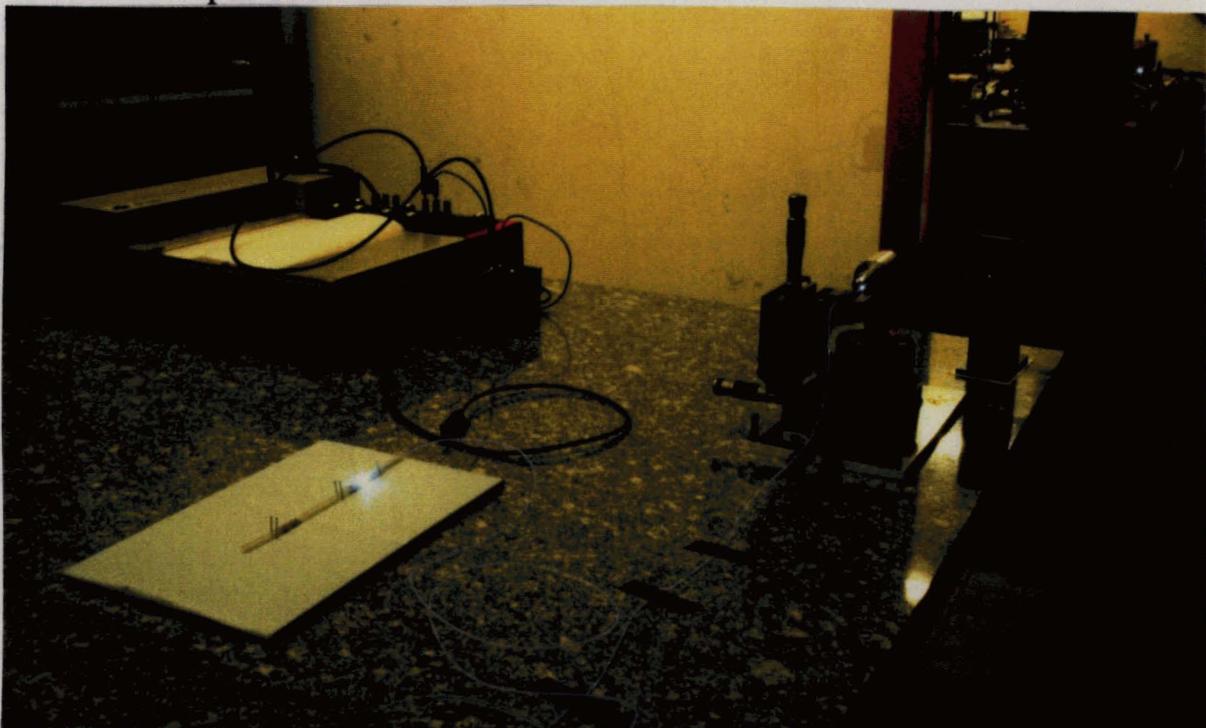


Figure IV-2 : Modèle in vitro. L'artère est symbolisée par un tuyau plastique pour évaluer les capacités de maniement du cathéter en cathétérisation.

afin d'empêcher celles-ci de se déplacer dans le tube, au cours de l'expérience.

Plusieurs modèles ont ainsi été préparés, puis fixés dans des positions similaires à celles des artères coronaires droite et gauche. Des valves anti-retour, en Y, ont été installées à l'une des extrémités des tuyaux.

Pour chaque échantillon, du sérum physiologique a été envoyé par l'une des branches du Y, et le cathéter a été introduit par l'autre branche. Il baignait donc dans le sérum, et dans le flush de rinçage administré sous une pression de 1 atmosphère à l'amont du cathéter. L'embout métallique, à l'extrémité du cathéter, a été placé au contact de la plaque d'athérome et des tirs laser de 2 à 7 Watts ont été effectués.

Une légère pression a été exercée sur le cathéter pour le faire progresser le long du modèle. Un thermocouple de type Cuivre-Constantan a été introduit le long de l'embout métallique au contact de la plaque afin d'en mesurer l'élévation thermique en dehors de la zone atteinte par la lumière laser (cas des tuyaux de 3 mm de diamètre). L'ensemble de l'opération a été suivi visuellement.

II-2- Résultats sur des tuyaux de diamètre intérieur 3 mm .

Le tableau IV-1 regroupe les résultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 3 mm. Les deux premières lignes de ce tableau correspondent à des tirs effectués sur une même plaque. L'irradiation laser permet de volatiliser les plaques et crée un dégagement gazeux. Les échantillons athéromateux sont traversés sans être totalement supprimés. Le cathéter épouse facilement la courbure des tuyaux et supporte ces puissances laser, sans problème apparent. Les températures atteintes par les plaques au moment des tirs sont de l'ordre de 80°C à 100°C.

TABLEAU IV-1

Resultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 3 mm.

Longueur de plaque [mm]	Puissance en sortie de fibre [Watts]	Temps de tir [s]	Température atteinte au voisinage de l'embout, en dehors du champ lumineux [°C]	Remarques
20	2,5	450	81	5 mm de plaque détruite
15	2,4	30	96	La plaque utilisée est la précédente. Plaque détruite.
13	4	350	84	Plaque détruite.

TABLEAU IV-2

Résultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 2 mm.

Longueur de plaque [mm]	Puissance en sortie de fibre [Watts]	Temps de tir [s]	Longueur de volatilisation [mm]	Etat du cathéter en fin de tir
15	2	140	2	Bon
13	2	360	6,5	Bon
10	2,5	74	Totalité	Bon
9	5	68	Totalité	Bon
10	5	249	Totalité, courbe à 45°, volatilisation centrale	Bon
7,5	5,5	12	Totalité	Hors d'usage. Fibre fondue. Flush non utilisé au cours du tir
10	7	2	2	Hors d'usage. Le cathéter présentait des défauts avant le tir
13	8	10	Totalité	Hors d'usage

II-3- Résultats sur des tuyaux de diamètre intérieur 2 mm .

Le tableau IV-2 regroupe les résultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 2 mm. Chaque ligne de ce tableau est relative à des tirs effectués sur des plaques d'origines différentes. Le cathéter passe aisément dans des tuyaux de 2 mm de diamètre intérieur. Il peut prendre facilement les courbes à 45°. Si les puissances laser utilisées ne dépassent pas 3 à 5 Watts, les agrégats de plaque d'une longueur de 9 à 15 cm sont traversés au bout d'un temps d'irradiation de 68 s à 360 s.

Par contre, pour des puissances supérieures à 5 Watts, la volatilisation de la plaque s'accompagne d'une dégradation de la transmission optique du cathéter et d'une perte d'efficacité. Dans tous les cas, il est nécessaire de produire un effet de poussée du cathéter sur la plaque, pour désobstruer le tuyau.

II-4- Discussion des résultats.

Les mesures de température de l'embout soulignent l'importance d'utiliser une circulation de fluide comme par exemple du sérum physiologique. En effet, les températures obtenues sans flush sont incompatibles avec la stabilité mécanique et optique du montage. Ceci a été confirmé par la destruction de la fibre dans les expériences in vitro réalisées en absence de flush (tableau IV-2). C. BORST et R.M. VERDAASDONK [51,52] se sont également intéressés à ces phénomènes de température pour un autre cathéter à embout métallique (Trimédyne, modèle PLR). Ils ont par exemple constaté que l'apport d'une solution salée sur l'embout métallique empêche que la température de ce dernier ne dépasse 100°C alors qu'elle peut atteindre 650°C dans l'air pour une puissance de 10 Watts avec un laser Nd-YAG.

Notre modèle d'artère athéromateuse avec un tuyau obstrué par un agrégat de plaques est de toute évidence éloigné de la réalité clinique. Par exemple, l'enveloppe externe des tuyaux plastiques n'était pas thermalisée par l'irrigation sanguine des tissus adjacents. Notre protocole n'avait donc pas pour objet d'estimer l'élévation de température de l'intima lors d'un tir laser. Cependant, l'utilisation du

modèle in vitro a permis de recréer une partie des difficultés susceptibles d'être rencontrées au cours de la pratique opératoire. Il a ainsi été mis en évidence une dispersion des vitesses de désobstruction des tuyaux que nous attribuons à l'hétérogénéité des plaques. Cette constatation est d'ailleurs tout à fait en accord avec l'étude menée par M.J.C. Van Gemert [14] qui a montré que le seuil de puissance laser et le temps nécessaire à la volatilisation en bout de fibre varie selon le constituant sur lequel on tire. Or les plaques étaient très hétérogènes, avec des zones calcifiées facilement repérables à l'oeil. Les puissances optiques conduisant à la recanalisation des tuyaux en des temps d'expériences acceptables se sont révélées être comprises entre 2 et 5 Watts. Une puissance de 3 Watts, comme celle utilisée lors des tirs perpendiculaires à la paroi de l'aorte, semble être un bon compromis sécurité-efficacité. C'est à cette puissance que nous avons obtenu une température au voisinage de l'embout de l'ordre de 100 °C (tableau IV-1), température permettant d'envisager le remodelage de la paroi artérielle [50]. Au delà de 5 Watts, les capacités de transmission optique du cathéter risquent de se dégrader. En effet, le flush s'avère insuffisant pour évacuer les particules carbonées formées au cours de la volatilisation qui se fixent sur l'optique de la fibre. L'absorption du flux laser par ces dépôts peut se traduire par un échauffement trop important de l'extrémité du cathéter.

La désobstruction des tuyaux de diamètre 3 mm n'est pas complète. Elle se manifeste par la création d'une lumière, résultant d'un remodelage des plaques. Le diamètre de cette lumière est d'environ 2 mm. Cet ordre de grandeur devrait permettre, in vivo, de rétablir la circulation sanguine dans les petits vaisseaux coronaires, ou d'introduire une sonde à ballonnet si la taille du faisceau est plus large. Les tirs laser s'accompagnent de dégagements gazeux. Nous n'avons procédé à aucune étude tant qualitative que quantitative sur la nature chimique de ces vapeurs. En effet, une telle étude a déjà été réalisée par le groupe de D.S.J. Choy [3,5] dans des conditions expérimentales similaires aux nôtres. Il a ainsi montré que leur solubilité dans le sang limitait les risques d'embolies gazeuses.

Cette étude a d'autre part montré que les risques de perforations sont réduits. En effet, quels que soient les diamètres des tuyaux que

nous avons utilisés, nous n'avons pas observé de perforations, même lorsque la puissance en sortie de fibre était égale à 8 Watts.

III- EXPERIENCES IN VIVO SUR L'ANIMAL.

III-1- Dans le domaine de l'angioplastie. Expériences sur des lapins.

III-1-1- Méthode expérimentale.

L'expérience a été réalisée sur cinq lapins mâles de Nouvelle-Zélande, pesant entre 2,5 Kg et 5 Kg et rendus athéroscléreux. L'induction des plaques d'athérome chez le lapin s'est faite en deux temps: d'abord, par un traumatisme de l'intima de l'aorte, ensuite, par un régime hypercholestérolémiant. A la fin du traitement, les médecins ont vérifié que le taux de cholestérol avait bien augmenté. Ainsi préparés, les lapins ont été anesthésiés puis placés sur le dos. Le fonctionnement de la circulation de fluide du cathéter a été vérifié (goutte à goutte rapide). Le cathéter a ensuite été introduit par l'artère fémorale. Des tirs laser de 1,5 Watts à 3 Watts ont été effectués de l'iliaque vers l'aorte, pendant des durées de 1 s, 5 s, ou 20 s. Ces tirs ont eu lieu avec le cathéter immobile, en mouvement, ou dans des courbes. Une étude histologique a fait suite à cette manipulation.

III-1-2- Résultats expérimentaux.

Le cathéter a été aisément introduit dans les artères et nous avons pu apprécier ses qualités de maniement dans le sang sous pression. L'expérience a montré que le cathéter présente une bonne radio-opacité et que son suivi visuel est facile. D'autre part, quelles que soient les conditions dans lesquelles le cathéter a été utilisé, immobile, en mouvement ou dans des courbes, le faisceau laser reste coaxial par rapport à l'artère. Il n'y a pas eu de perforation. L'étude histologique a confirmé ces faits.

III-1-3- Discussion des résultats.

Nous avons utilisé le protocole de T.C. Mc Cowan pour nos études in vivo [53], bien que C. Ledieu ait rappelé que le lapin ne parvient jamais au stade de l'athérosclérose, ni à celui de l'ulcération ou de la calcification, contrairement à l'homme [54]. Il n'a donc pas été possible à partir des modèles, d'évaluer in vivo, les possibilités de désobstruction du cathéter sur des plaques fibreuses ou calcifiées. Cependant, les expériences animales ont confirmé l'importance du rinçage lorsque la puissance optique est inférieure à 5 Watts. Tout reflux de sang à l'intérieur du cathéter a été évité. Les tirs laser se sont déroulés en milieu sanguin sans altération apparente de la transmission de la puissance lumineuse. L'intégrité de la boule placée par fusion en extrémité distale de la fibre a été contrôlée après les expériences in vivo. Le protocole a d'autre part confirmé les qualités de tenue mécanique du cathéter. Son introduction dans des artères irriguées, de petite section, en ligne droite ou en courbe, a pu être effectuée sans incident. Les tirs laser n'ont pas provoqué de perforations des parois artérielles.

III-2- Dans le domaine de la gynécologie. Expériences sur des rates puis des lapines.

III-2-1- Méthode expérimentale.

Le cathéter que nous avons mis au point initialement pour les artères coronaires s'est révélé utilisable également dans le domaine de la gynécologie. Il s'agit dans ce cas, de déboucher les trompes utérines chez la femme, les sténoses formées dans ces trompes étant une cause de stérilité. L'étude a été réalisée en deux parties. La première a servi de mise au point du protocole de travail. Les médecins ont provoqué une obturation au niveau des deux cornes utérines chez quarante rates blanches de race Wistar. Nous avons procédé à la recanalisation par le laser, six semaines après l'obturation. L'étude de la réaction tissulaire a été réalisée par le Docteur A. Elhage [55] à 48 heures, à trois semaines et à six semaines après le traitement par laser. La deuxième étude a été réalisée sur des lapines de Nouvelle-Zélande. Une vingtaine de lapines ont eu l'une

de leurs trompes obturée. Elles ont ensuite été recanalisées par le laser six semaines après l'obturation. Une étude de leur fécondation a eu lieu six semaines après le traitement par laser.

III-2-2- Résultats.

Chez la rate, au contrôle de 48 heures après le traitement par laser, les médecins ont constaté une zone de forage avec aspect carbonisé des bords sans séquelles dans 80 % des cas. Au contrôle à trois semaines, ils ont constaté le maintien de la perméabilité dans 91,4 % des cas. Et au contrôle à six semaines, ils ont constaté une trompe normale avec régénération de l'épithélium en bordure dans 85 % des cas.

L'effet recherché a été obtenu dans 95 % des cas lorsque l'énergie envoyée sur la sténose ne dépassait pas 30 Joules [55] (2 Watts en régime continu pendant 15 secondes de tir). Au dessus de cette valeur, des effets néfastes ont toujours été constatés [55]. L'étude de la fertilité de la lapine a donnée de bons résultats : 12 lapines sur 13 ont été enceintes des deux côtés (chaque trompe utérine est relié à un utérus chez la lapine et elle peut être enceinte des deux côtés à la fois). Le taux de grossesse par rapport à l'ovulation est cependant, légèrement plus important du côté où la corne n'a pas été recanalisée par le laser. La différence est de 5 % [55].

III-2-3- Conclusion

La recanalisation par le laser est possible sur l'animal. Trente joules semble être une limite à ne pas dépasser [55]. L'épithélium tubaire se régénère après l'impact laser. La trompe est fonctionnelle après le traitement.

CONCLUSION

Nous avons réalisé des expériences in vitro à l'aide du cathéter. Elles ont permis de définir la puissance à ne pas dépasser pour ne pas provoquer de destruction du cathéter. Elles ont également servi à définir le protocole d'utilisation de cet outil laser. Nous avons modifié certains composants du cathéter (fibre, matériau de la pièce

métallique) pour augmenter la marge de sécurité de l'instrument face aux augmentations de température. Le travail in vivo, en angioplastie comme en gynécologie a montré qu'il est possible de recanaliser une artère ou une trompe avec ce cathéter. Les problèmes de fausses routes caractéristiques de la plupart des cathéters, n'ont pas été entièrement résolus, mais notre système a l'avantage de les limiter fortement.

Les études réalisées avec ce cathéter ont fait l'objet de 8 communications [56 à 63] et de 3 publications dans des revues médicales [55, 64, 65].

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.R. GRUENTZIG, A. SENNING, W.E. SEIGENTNALER
Non operative dilatation of coronary artery stenosis.
Percutaneous transluminal coronary angioplasty.
The New England Journal of Medicine, Vol. 301,N° 2, pp. 61-3.,1979.

- [2] G.S.ABELA,S.J. NORMANN, R. FELDMAN, E. GERSEE, C.R. CONTI
Effects of carbon dioxide, Nd-Yag and argon laser radiation
on coronary atherosclerotic plaques.
American Journal of Cardiology, Vol. 50, pp. 1199-205, 1982.

- [3] D.S.J. CHOY
Vascular Recanalization with the Laser Catheter.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-20, N° 12, pp. 1420-6, 1984.

- [4] G.S. ABELA, S.J. NORMANN, D.M. COHEN ET AL
Laser recanalization of occluded atherosclerotic arteries in
vivo and in vitro study.
Circulation , Vol. 71, pp. 403-11, 1985.

- [5] D.S.J. CHOY, S.H. STERTZER, R.K. MYLER, G. FOURNIAL, J.
MARCO
Human coronary laser recanalization.
Clinical Cardiology, Vol 7, pp. 377-81, 1984.

- [6] J.L. FOURRIER, J.M. BRUNETAUD, A. PRAT, P. MARACHE, J.M.
LABLANCHE, M.E. BERTRAND
Percutaneous laser angioplasty with sapphire tip.
Lancet, pp. 105 (letter), 1987.

- [7] G. LEE, R. IKEDA, M. CHEN, J. RINK, R. REIS ET AL
Limitations, risks and complications of laser recanalization: a
cautious approach warranted.
American Journal of Cardiology, Vol. 56, pp. 181-5, 1985.

- [8] H.J. GESCHWIND, J.D. BLAIR, D. MONGKOLSMAI ET AL
Development and experimental application of contact probe catheter for laser angioplasty.
Journal of American College of Cardiology, Vol. 9, N° 1, pp. 101- 7, 1987.
- [9] S. SOTTINI, V. RUSSO, G. MARGHE, F. CREA
Probe for Laser Angioplasty Radiating a Corolla Shaped Beam.
Applied Optics, Vol 28, N°5, pp. 995-99, 1989.
- [10] H. WARD
Molding of Laser Energy by Shaped Optic Fiber Tips.
Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 7, pp. 405-13, 1987.
- [11] E. BARBIERI, J.L. FOURRIER, F. SAHAFI, S. MORDON, J.M. BRUNETAUD, M.E. BERTRAND
Light distribution and thermal behaviour of sapphire tip during Nd-Yag laser delivery (abstract).
First Germany Symposium Laser Angioplasty, Berlin, 1987.
- [12] J.L. BOULNOIS
Photophysical processes in recent medical laser developments: A review.
Lasers in Medical Science, Vol 1, pp. 47-66, 1986.
- [13] R.W. GAMMON, K.R. FOX, A.A. COSTER
Energy threshold for argon Laser ablation of arterial plaque.
Applied Optics, Vol. 26, N° 16, pp. 3174-5, 1987.
- [14] M.J.C. VAN GEMERT, G. SCHETS, E.G. STASSEN, J.J. BONNIER
Modeling of (coronary) laser angioplasty.
Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 5, pp. 219-34, 1985.
- [15] P. NIAY, P. BERNAGE
Etude des principes de la transmission des radiations lasers.
Lasers en Médecine et en Chirurgie, Ed SFLM (Société Française des lasers Médicaux), 1990.

- [16] A.W. SNYDER, J.D. LOVE
Optical waveguide theory.
Chapman et Hall, New-York, London, 1983.
- [17] L.J. POYNTZ-WRIGHT, M.E. FERMAN, P. S^t J. RUSSEL
Nonlinear transmission and color-center dynamics in
germanosilicate fibers at 420-540 nm.
Optics Letters, Vol. 13, N° 11, pp. 1023-5, 1988.
- [18] L.J. POYNTZ-WRIGHT, P. S^t J. RUSSEL
Photochromic dynamics and nonlinear transmission at
modulated CW blue/green wavelenghs in germanosilicate
optical fibres.
Electronics letters, Vol. 24, N° 16, pp. 1054-5, 1988.
- [19] COMMISSION RADIODIAGNOSTIC
Evaluation des doses délivrées au cours d'examens
radiologiques.
SFPH(Société Française des Physiciens d'Hôpital), Rapport
préliminaire, Toulouse, 1988.
- [20] R.A. GREENWELL
Fibers that stand up to radiation hazards.
Photonics Spectra, Fiber optic, Trends, pp. 129-40, 1987.
- [21] D.L. GRISCOM, E.J. FRIEBELE
Effects of ionizing radiation on amorphous insulators.
Radiation Effects, Vol. 65, pp. 63-72, 1982.
- [22] R.H. WEST
Radiation induced losses in pure silica core fibres.
SPIE Fiber Optics in Adverse Environments III, Vol. 721, pp.
50-6, 1986.
- [23] R.H. WEST
A local view of radiation effects in fiber optics.
IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, N°2, pp. 155-
64, 1988.

- [24] SEDI-FIBRES OPTIQUES
Documentation commerciale, Z.I. Saint Guenault, 91031 Evry
Cedex.
- [25] PHOTONETICS
Documentation commerciale Polymicro Technologies, 52
Avenue de l'Europe, BP 39, 78160 Marly le Roi.
- [26] C. WINKLER, J.D. LOVE, A.K. GHATAK
Loss calculations in bent multimode optical waveguides.
Optical and Quantum Electronics, Vol. 11, pp. 173-83, 1979.
- [27] A.W. SNYDER, D.J. MITCHELL
Generalized Fresnel's laws for determining radiation loss
from optical waveguides and curved dielectric structures.
Optik, Vol. 40, N°4, pp. 438-59, 1974.
- [28] A.W. SNYDER, J.D. LOVE
Reflection at a curved dielectric interface-Electromagnetic
tunneling.
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.
MTT-23, N°1, pp. 134-41, 1975.
- [29] R.H. STOLEN
Non linear properties of optical fibers.
Optical Fiber Telecommunications, Academic Press, New-
York, 1979.
- [30] D. COTTER
Stimulated Brillouin scattering in a monomode optical fiber.
Journal of Optical Communications, Vol. 4, N°1, pp. 10-9,
1983.
- [31] R.G. SMITH
Optical power handling capacity of low loss optical fibers as
determined by stimulated Raman and Brillouin scattering.
Applied Optics, Vol. 11, N° 11, pp. 2489-94, 1972.

- [32] P. NIAY
Etude des principes de l'amplification optique à large bande destinée aux transmissions sur fibres optiques.
Rapport d'études réalisées dans le cadre d'une collaboration entre l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois et la société VELEC, Avenue Fernand Forrest, 59 Tourcoing, 1988.
- [33] S. NEMOTO, K. TETSUSAKI
Energy transmission capacity of optical fibers determined by a temperature rise.
Applied Optics, Vol. 20, N° 8, pp. 1407-13, 1981.
- [34] A.J. WELCH
The thermal response of laser irradiated tissue.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-20, N° 12, pp. 1471-81, 1984.
- [35] GOODFELLOW
Documentation commerciale.
Cambridge Science Park, Cambridge, CB4-4DJ, England.
- [36] R.C. WEAST
Handbook of chemistry and physics.
56th Edition, CRC Press, Cleveland, Ohio, 1976.
- [37] D. KATO
Light coupling from a stripe-geometry GaAs diode laser into an optical fiber with spherical end.
Journal of Applied Physics, Vol. 44, N°6, pp. 2756-8, 1973.
- [38] V. RUSSO, G. RIGHINI, S. SOTTINI, S. TRIGARI
Optical fibres for medical applications output beam shaping.
SPIE Fibre Optics'85(Sira), Vol. 522, pp. 166-73, 1985.
- [39] S. SOTTINI, V. RUSSO, G. MARGHE, F. CREA
Probe for laser angioplasty radiating a corolla shaped beam.
Applied Optics, Vol. 28, N°5, pp. 995-9, 1989.

- [40] G.S. ABELA, F. CREA, W. SMITH, C.J. PEPINE, C.R. CONTI
In vitro effects of laser radiation on blood : quantitative and morphologic analysis.
Journal of American College of Cardiology, Vol. 5, pp. 231-7, 1985.
- [41] G.S. ABELA, E. BARBIERI, T. ROXEY, C.R. CONTI
Guided laser thermal angioplasty in coronary arteries of live dogs without perforation.
Circulation, Vol. 74 (suppl II), pp. II-457-60, 1986
- [42] G.S. ABELA, J.M. SEEGER, E. BARBIERI et al
Laser angioplasty with guidance in humans.
Journal of American College of Cardiology, Vol. 8, pp. 184-92, 1986.
- [43] H.WARD
The use of optical fibres in medicine.
Thèse de Doctorat en Philosophie, Université de la Nouvelle Galles du Sud, 1986.
- [44] F. PLUCHINO, A. MELCARNE, V. RUSSO et Al
Power optical fibers and components for laser surgery.
SPIE Ecoosa'86(Florence), Vol. 701, pp. 334-40, 1986.
- [45] B.J. AINSLIE, S.P. CRAIG, S.T. DAVEY
The fabrication and optical properties of Nd³⁺ in silica-based optical fibres.
Materials letters, Vol. 5, N° 4, pp. 143-6, 1987.
- [46] B.J. AINSLIE, S.P. CRAIG, S.T. DAVEY
The absorption and fluorescence spectra of rara earth ions in silica-based monomode fiber.
IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, N°2, pp. 287-92, 1988.
- [47] M. BORN, E. WOLF
Principes of Optics
Pergamon Press, 1964.

- [48] A. COZANNET, H. MAITRE, J. FLEURET, M. ROUSSEAU
Optique et télécommunications. Transmission et traitement optiques de l'information.
Ed Eyrolles, CNET-ENST, Paris, 1981.
- [49] L.I. DECKELBAUM, J.K. LAM, H.S. CABIN, K.S. SONI CLUBB, M.B. LONG
Discrimination of normal and atherosclerotic aorta by laser-induced fluorescence.
Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 7, pp. 330-5, 1987.
- [50] N.P. FURZIKOV
Different lasers for angioplasty : thermo-optical comparison.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-23, N° 10, pp. 1751-5, 1987.
- [51] C. BORST
Percutaneous recanalization of arteries: Status and prospects of laser angioplasty with modified fibre tips.
Lasers in Medical Sciences, Vol. 2, pp. 137-51, 1987.
- [52] R.M. VERDAASDONK, C. BORST, L.H.M.A. BOULANGER, M.J.C. VAN GEMERT
Laser angioplasty with a metal laser probe ("hot tip") : probe temperature in blood.
Lasers in Medical Sciences, Vol. 2, pp. 153-8, 1987.
- [53] T.C. MC COWAN, K.V. ROBBINS, E.O. UTHMAN, E.J. FERRIS, M.L. BAKER
Angioscopic monitoring of in vivo laser angioplasty.
SPIE Optic Fiber in Medicine and Biology, Vol. 576, pp. 39-41, 1985.
- [54] C. LEDIEU
L'angioplastie laser et recherche expérimentale d'une vaporisation sélective de la plaque d'athérome après coloration au bleu Evans.
Thèse de doctorat en médecine, Lille, 1988.

- [55] A. ELHAGE
Recanalisation tubaire proximale par sonde laser endoluminale.
DEA de Sciences Chirurgicales, Paris VI, 1990.
- [56] C. BOUTTEVILLE, P. NIAY, C. DARGIER, J.L. FOURRIER, J.M. BRUNETAUD, D. QUERLEU.
Utilisation du laser en chirurgie expérimentale.
Communication aux journées de coëliochirurgie, Paris, Janvier 1989.
- [57] P. BERNAGE, P. NIAY, C. DARGIER, F. HERLEMONT, J. LEMAIRE.
Réalisation d'un cathéter à fibre. Implantation d'une boule dopée au Nd^{3+} afin de détecter d'éventuels défauts de transmission de la puissance optique.
Communication à la journée "fibre dopée", CNET, Issy les Moulineaux, Mars 1989.
- [58] C. BOUTTEVILLE, P. NIAY, C. DARGIER, J.L. FOURRIER, J.M. BRUNETAUD, D. QUERLEU.
Utilisation du laser en chirurgie expérimentale.
Communication au VIIIème Congrès national de la société française des lasers médicaux (SFLM), Saintes Maries de la Mer, Avril 1989.
- [59] C. DARGIER, J. LEMAIRE, P. NIAY, F. HERLEMONT, B. SEBBOUA
Instrumentation biomédicale.
Communication par affiche au Congrès national des jeunes physiciens (Physique en herbe), Strasbourg, Juin 1989.
- [60] A. ELHAGE, C. BOUTTEVILLE, C. DARGIER, P. NIAY, D. QUERLEU, J.M. BRUNETAUD.
Recanalisation tubaire proximale par laser endoluminal.
Communication au IXème Congrès national de la SFLM, Verbier, Janvier 1990.
- [61] C. DARGIER, A. ELHAGE, F. HERLEMONT, P. BERNAGE, P. NIAY, D. QUERLEU, S. MORDON, J.M. BRUNETAUD.
Cathéter laser avec fibre optique à boule.
Communication par affiche au 2ème Colloque sur les lasers et l'optique quantique (COLOQ 2), Lille, Septembre 1990.

- [62] A. ELHAGE, C. DARGIER, S. MORDON, D. QUERLEU, P. NIAY, J.M. BRUNETAUD.
Recanalisation tubaire proximale par laser endoluminale.
Communication au 33ème Congrès de la fédération des gynécologues et obstétriciens de langue française, Lille, Septembre 1990.
- [63] A. ELHAGE, C. DARGIER, S. MORDON, J.M. BRUNETAUD, D. QUERLEU.
Recanalisation tubaire proximale par laser endoluminale.
Communication au 2ème Congrès mondial d'hystérocopie, 1991.
- [64] C. DARGIER, A. ELHAGE, F. HERLEMONT, P. BERNAGE, P. NIAY, D. QUERLEU, S. MORDON, J.M. BRUNETAUD.
Cathéter laser avec fibre optique à boule.
Annales de Physique (à paraître, 1991).
- [65] C.DARGIER, J.LEMAIRE, J.L.FOURRIER, F.HERLEMONT, S.MORDON, B.BUYS, P.BERNAGE, J.M.BRUNETAUD, P.NIAY, M.E.BERTRAND.
Mise au point et évaluation d'un cathéter laser avec fibre optique à boule pour angioplastie coronaire.
Archives des maladies du coeur et des vaisseaux (à paraître 1991).

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 : Vue de face des cônes acceptant les rayons guidés (cercle) et les rayons guidés à fuite (partie hachurée comprise entre cercle et ellipse). a) Fibre à saut ; b) Fibre à gradient. 18

Figure I-2 : Une source Lambertienne illumine entièrement la face d'entrée du guide d'onde plan multimode à saut d'indice. Lorsque le rayon est réfléchi sur les deux faces, il parcourt le trajet 1. S'il n'est réfléchi que sur la face externe, il parcourt le trajet 2. R: représente le rayon de courbure du guide, a : la demi-section du guide, δ : est la distance entre l'axe du guide et le rayon incident dans le plan du guide et $\Delta\xi_i$ est l'angle entre deux réflexions consécutives sur la même face. 26

Figure I-3 : Valeurs de T_i calculées à partir des équations (11) et (12) en fonction de la valeur de l'angle Θ_ϕ par rapport à l'angle complémentaire Θ_c de l'angle limite de réfraction à l'interface coeur-gaine. Cas particulier d'un guide courbe (R = 1 mm ; $n_1 = 1,52$; $\lambda = 1 \mu\text{m}$; a = 50 μm). 29

Figure I-4 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z pour différentes valeurs de R. ($n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$; a = 50 μm). 31

Figure I-5 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z lorsque l'ouverture numérique varie. (R = 1 mm ; $n_1 = 1,46156$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$; a = 50 μm). 31

Figure I-6 : Pertes de puissance du guide plan courbe en fonction du paramètre z lorsque le rayon du guide varie. (R = 1 mm ; $n_1 = 1,46156$; $n_2 = 1,44491$; $\lambda = 514,5 \text{ nm}$) 32

Figure I-7 : Représentation du modèle de S. Nemoto [33]. 38

Figure I-8 : Tracé d'un rayon lumineux dans une fibre à saut et à sa sortie. Le rayon se propage rectilignement et l' angle Θ_2 se conserve entre chaque réflexion dans la fibre. 43

Figure I-9 : Tracé de rayons lumineux méridien lorsque la lumière passe de la fibre optique simplement clivée à son extrémité, à l'air. Les rayons sont tracés dans un plan méridien pour quelques angles typiques d'incidence sur la face d'entrée de la fibre à saut. La figure est tracée pour une fibre de diamètres coeur-gaine 100-140 microns, d'ouverture numérique égale à O.N. = 0,22 et d'indice de coeur égal à $n_1 = 1,46156$ 43

Figure I-10 : Tracé d'un rayon méridien dans une fibre à saut dont l'extrémité a la forme d'une "boule". 46

Figure I-11 : Diamètre ϕ de la zone éclairée sur la face de sortie de la boule en fonction de la distance x_1 pour différentes valeurs du rayon R de la partie sphérique de la "boule". 48

Figure I-12 : Angle d'inclinaison du rayon extrême avec l'axe Ox à la sortie de la "boule" dans l'air : Θ en fonction de la distance x_1 pour différentes valeurs du rayon R de la partie sphérique de la "boule". 48

Figure A-1 : Schéma simplifié des 3 catégories de fibre pouvant être utilisées. a) Fibre multimode à saut, b) Fibre multimode à gradient, c) Fibre monomode. 55

Figure A-2 : Trajet de rayon non méridien (a) et méridien (b) dans une fibre à saut d'indice parfaitement cylindrique. 57

Figure A-3 : Couplage d'un rayon méridien dans une fibre à saut. Si l'angle d'incidence α sur le dioptré coeur-gaine est supérieur à i_c , le rayon subit la réflexion totale et se trouve guidé. Si l'angle α est inférieur à i_c , une grande partie de l'énergie se trouve réfractée dans la gaine. 59

Figure A-4 : Mise en évidence de la conservation de l'angle Θ . Le coeur de la fibre rectiligne est uniformément éclairé par un faisceau de lumière parallèle faisant l'angle Θ_0 avec l'axe Oz. On observe sur un écran placé en sortie de la fibre une couronne lumineuse circulaire. Les rayons lumineux forment un cône d'angle au sommet Θ_0 62

Figure A-5 : Atténuation d'un pinceau de rayons lumineux méridien par absorption dans la gaine. Les rayons lumineux vérifient les conditions de réflexion totale.	64
Figure C-1 : Tracé d'un rayon méridien dans une fibre à saut dont l'extrémité a la forme d'une "boule".	69
Figure II-1 : Représentation schématique du cathéter et de ses principaux constituants : la fibre optique modifiée, la pièce métallique, le tube en matière souple et le fil guide.	73
Figure II-2 : Photo représentant l'extrémité du cathéter. Nous pouvons voir la pièce métallique constituée d'une tête et d'un harpon, le tube souple et la boule sertie.	73
Figure II-3 : Plan de la pièce métallique terminant le cathéter...	76
Figure II-4 : Schéma de principe du système d'introduction des fluides de refroidissement.	76
Figure II-5 : Schéma de principe du système de détection de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre à la suite de l'excitation des ions Néodyme par le laser à Argon ionisé.	80
Figure III-1 : Schéma de principe de l'étude du taux de transmission en fonction de la focale de la lentille utilisée.	85
Figure III-2 : Schéma de principe du montage permettant d'enregistrer le spectre de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre.	91
Figure III-3 : Spectre de fluorescence des ions Néodyme.	91
Figure III-4 : Schéma du montage réalisé pour irradier la fibre par rayons X.	92
Figure III-5 : Schéma du montage optique utilisé pour relever les diagrammes de puissance en champ proche (a) et en champ lointain (b)	94

Figure III-5 bis : Situation d'une fibre comportant une boule de 750 μm à son extrémité.	96
Figure III-6 : Distribution transverse de rayonnement en champs proche et lointain pour différentes conditions d'excitation de la fibre multimode. Paramètres expérimentaux : fibre à saut ; diamètres coeur-gaine 100-140 μm ; O.N. = 0.22, L = 1.5 m ; laser = Argon ionisé multiraies, diamètre du spot sur le coeur de la fibre 2 $W_0 \cong 4.2 \mu\text{m}$	98
Figure III-7 : Mesures de la température de la pièce métallique en régime statique, en fonction de la puissance laser injectée dans la fibre, pour les trois situations particulières : 1 - Dans l'air sans flush ; 2 - Dans l'air avec flush ; 3 - Dans le sang avec flush (débit du flush: 1 goutte/s).....	105
Figure III-8 : Mesures de la température de la pièce métallique, effectuées à l'aide du thermocouple implanté au niveau de la pièce métallique. 1 - Dans l'air sans flush; 2 - Dans l'air avec flush (débit : 1 goutte par seconde) ; 3 - Sur une plaque d'athérome avec flush dans un tuyau en silicone de 2 mm de diamètre.	105
Figure III-9 : Intensité de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre, en fonction de la puissance du laser de pompe (Argon ionisé). La fibre mesure environ 1 m de long. La boule est dopée aux ions Néodyme. Son rayon vaut environ 800 μm	108
Figure III-10 : Schéma de principe du montage permettant d'enregistrer les pics de la fluorescence rétrodiffusée dans la fibre, lorsque son extrémité dopée est placée dans un four réglé en température.	110
Figure III-11 : Allure des pics de fluorescence observés en fonction de la température du four.	111
Figure III-12 : Rapport des intensités des pics à 820 nm et 900 nm en fonction de la température.....	112

Figure III-13 : Niveaux d'énergie des ions Néodyme et principales raies de fluorescence lorsque la longueur d'onde de pompe est $\lambda = 514,5$ nm. 113

Figure IV-1 : Impact d'un tir laser de 3 Watts avec circulation de fluide sur une aorte athéroscléreuse (plaque jaune) prélevée sur un cadavre. 118

Figure IV-2 : Modèle d'artère symbolisée par un tuyau plastique pour évaluer les capacités de maniement du cathéter en cathétérisation. 118

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU I-1 : Expression de la fraction de puissance T_i perdue par réflexion en fonctions des angles $\Theta\phi$ et $\Theta\phi'$ [26]. 29

TABLEAU I-2 : Valeurs calculées à partir de (20), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter avant que l'effet Brillouin ne se produise. 35

TABLEAU I-3 : Valeurs calculées à partir de (25), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter avant que l'effet Raman ne se produise..... 36

TABLEAU I-4 : Valeurs calculées à partir de (27), de la puissance maximale P_c qu'il est possible d'injecter dans la fibre avant qu'elle ne se dégrade par effet thermique. 38

TABLEAU I-5 : Valeurs calculées, de l'angle Θ_4 que fait le rayon avec Ox à la sortie de la fibre, et d'une section transverse du faisceau. à une distance d de la face de sortie de la fibre en fonction de l'indice du milieu extérieur. 46

TABLEAU A-1 : Nature des rayons couplés dans une fibre à saut d'indice selon les conditions d'injection. 59

TABLEAU III-1 : Paramètres du faisceau laser (COHERENT modèle CR2) à l'entrée de la fibre et taux de transmission à la sortie de la fibre en fonction de la distance focale de la lentille de couplage. 85

TABLEAU III-2 : Mesures des pertes de transmission d'une fibre à saut d'indice en fonction de la courbure de la fibre. Le diamètre de coeur est de $100 \mu\text{m}$ et le diamètre de gaine est de $140 \mu\text{m}$. L'ouverture numérique de la fibre est de 0,22. La puissance injectée dans la fibre est de 1 Watt. 88

TABLEAU III-3 : Résumé des conditions d'injection possibles et allure des distributions de puissance enregistrées en champ proche. Valeurs des diamètres de spots estimés à $1/e^2$ d'après les enregistre-

ments pour une fibre à saut d'indice(diamètres coeur-gaine 100-140 μm ; O.N. = 0,22 ; L = 1,5 m ; laser = Argon ionisé multiraies ; diamètre du spot sur le coeur de la fibre $2W_0 = 5 \mu\text{m}$). Les valeurs des diamètres sont indiquées avec une incertitude de 5 μm 99

TABLEAU III-4 : Résumé des conditions d'injection possibles et allure des distributions de puissance enregistrées en champ lointain. Valeurs des angles de divergence du faisceau en sortie d'une fibre à saut d'indice ; 100/140 μm ; O.N. = 0,22 ; L = 1,5 m, laser = Argon ionisé multiraies ; diamètre du spot sur le coeur de la fibre $2W_0 = 5 \mu\text{m}$. Les valeurs des angles sont indiquées avec une incertitude de $0^{\circ}30'$. 102

TABLEAU IV-1 : Résultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 3 mm. 120

TABLEAU IV-2 : Résultats obtenus sur les tuyaux de diamètre intérieur 2mm. 120

**PARTIE II : GUIDES D'ONDE
DIELECTRIQUES CREUX POUR
LASER A CO₂**

INTRODUCTION

Le développement des techniques d'endochirurgie laser nécessite de concevoir des instruments chirurgicaux de façon à transmettre l'onde issue du laser jusqu'à la zone à opérer. Ces instruments doivent permettre de délivrer une densité de puissance par unité de surface suffisante pour obtenir un effet de coupe (spot fin, sectionnement des tissus par vaporisation) ou un effet de volatilisation (spot large, action superficielle).

Lorsque la zone à traiter est accessible par des conduits creux, sinueux, de faibles diamètres internes (artères, tube digestif, intestins...), le type de sonde laser utilisé est un cathéter à fibre optique. Dans ce cas, les lasers les plus couramment utilisés sont les lasers à Argon ionisé, les lasers à Eximères ou les lasers au Nd-Yag, dont les rayonnements se transmettent par fibre optique (voir partie I de ce mémoire).

Lorsque la zone à opérer est située dans une cavité plus large ou directement accessible en ligne droite (paroi abdominale ou utérine, articulations du genou, disques lombaires...), alors on peut envisager d'utiliser un tube creux rectiligne métallique ou diélectrique de faible diamètre externe (en général 1 à 10 mm de diamètre). Dans ce cas, le laser utilisé est généralement le laser à CO₂.

Les instruments que nous présentons dans ce mémoire sont basés sur l'emploi de tubes creux rectilignes. Ils sont destinés à être utilisés avec le laser guide d'onde à CO₂ (Optro 20) mis au point par le Professeur Jean Lemaire au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille (L.S.H.). Nous nous sommes intéressés à deux domaines de la médecine : l'arthrochirurgie du genou et la coëliochirurgie abdominale ou utérine.

Dans le cas de l'arthrochirurgie du genou, le diamètre externe de l'instrument ne doit pas dépasser 4,5 mm et sa longueur doit avoisiner 150 mm.

Dans le cas de la coëliochirurgie abdominale ou utérine, le diamètre externe de l'instrument peut être plus important (environ 10 mm). Cependant, les médecins souhaitent que nous concevions un instrument dont le diamètre externe est limité à 4,5 mm. Ainsi, l'instrument peut être introduit dans le corps par différentes voies et être déplacé au cours d'une même intervention. La longueur de l'instrument entrant dans le corps doit mesurer 210 mm.

Pour des raisons de solidité mécanique, le tube doit posséder une épaisseur minimale d'environ 1 mm, ce qui laisse un vide de diamètre interne maximal de 2 à 2,5 mm. Une telle étroitesse ne permet pas la propagation du faisceau laser de l'"Optro 20" en onde libre sur les longueurs nécessaires. Nous avons donc choisi de guider l'onde infra-rouge à l'aide d'un guide creux diélectrique. Le matériau diélectrique retenu pour permettre de transmettre sans problème une puissance de 10 Watts du laser à CO₂ jusqu'à la zone à traiter, est l'alumine.

Nous rappelons dans un premier chapitre théorique les lois régissant la transmission d'un faisceau lumineux issu d'un laser à CO₂ dans un guide d'onde creux diélectrique de faible diamètre interne (0,5 à 2 mm). Nous avons déduit un ordre de grandeur des pertes par guidage, par couplage puis des pertes totales tenant compte de ces deux types de pertes, lorsque le guide d'onde est rectiligne.

Nous abordons ensuite le cas du guide courbe. En effet, les instruments sont soumis à des contraintes, lors de leur positionnement dans le corps et ils deviennent légèrement courbes. Nous avons donc étudié, les pertes que peuvent produire ces courbures.

Dans le deuxième chapitre, nous expliquons comment nous avons conçu puis réalisé les sondes endochirurgicales. Nous établissons le cahier des charges. Nous expliquons les choix qui ont été faits à ce niveau. Par exemple, le choix de n'utiliser qu'une seule lentille quel que soit la diamètre interne du guide d'onde.

Dans le troisième chapitre, nous mettons en évidence expérimentalement les propriétés des sondes endochirurgicales : transmission en puissance, divergence du faisceau en sortie de guide d'onde, échauffement des sondes, pertes de puissance dues aux courbures et résistance des tubes en alumine. Puis nous établissons quelques tolérances de fabrication en désalignant volontairement les éléments optiques du système et en observant les pertes de puissance qui en résultent.

Dans le dernier chapitre, nous regroupons les résultats des expérimentations in vitro et in vivo dans chaque domaine de recherche : l'arthrochirurgie laser du genou et la coëliochirurgie abdominale et utérine laser.

CHAPITRE I
ETUDE THEORIQUE DE LA TRANSMISSION
D'UN FAISCEAU LUMINEUX ISSU D'UN
LASER A CO₂ GUIDE D'ONDE, DANS UN
GUIDE D'ONDE CREUX DIELECTRIQUE DE
PETITES DIMENSIONS.

INTRODUCTION

Le laser à CO₂ guide d'onde est un laser suffisamment miniaturisé pour être directement pris en main par le praticien, à la façon d'un gros stylo. Il est composé de deux canaux indépendants formant chacun une cavité laser. Nous disposons donc de deux lasers d'une puissance réglable de 2 à 10 watts chacun. En plaçant une lentille de focalisation ou un biprisme de Fresnel, il est possible d'obtenir au point de croisement des deux faisceaux, une puissance de 20 Watts sur un spot respectivement voisin de 250 µm ou de 2 mm. Chacun de ces diamètres correspond à une des applications recherchées : section ou volatilisation. Pour nos applications médicales, une puissance de 10 Watts est suffisante et nous n'utilisons qu'un seul faisceau laser.

L'emploi du laser à CO₂ pose cependant un problème important. Le rayonnement infrarouge qu'il émet est difficile à acheminer jusqu'à la zone à opérer (pour l'endochirurgie laser). Bien que de nouvelles fibres optiques soient apparues tout récemment sur le marché, dans bien des cas, leur qualité ne permet pas une utilisation dans le domaine médical.

Ces fibres peuvent se classer en trois grands groupes : les fibres en verres non oxydé (chalcogénures, verres fluorés), les fibres cristallines ou polycristallines (halogénures de thallium, d'argent ou de brome), et les fibres creuses. Les chalcogénures sont toxiques [19], les verres fluorés sont souvent absorbants à 10,6 µm [32] et les fibres cristallines ou polycristallines sont solubles dans l'eau [21, 23]. Elles ne sont donc pas utilisables en milieu médical. La plupart des fibres creuses évitent ces désagréments, mais posent d'autres types de problèmes. Par exemple, les pertes par courbure d'une fibre creuse à base de GeO₂ sont importantes (pertes totales 4 dB/m) et limitent leur utilisation [11].

Les guides d'onde creux constituent un autre moyen de transmettre le rayonnement infrarouge. Ils sont moins flexibles et leurs formes sont parfois peu pratiques pour des instruments de chirurgie (section rectangulaire) [27, 28, 30]. Ces guides peuvent être entièrement métalliques mais ils ont des pertes par courbure importantes [32]. D'autres sont recouverts d'une couche diélectrique à l'intérieur et peuvent être circulaires [14, 31, 36]. D'autres sont entièrement diélectriques. Nous avons regroupé dans l'annexe I-1, les

caractéristiques principales des fibres et des guides d'onde pour transmettre un rayonnement infrarouge, ainsi qu'un tableau comparatif.

Les fibres optiques et les guides d'onde flexibles ne semblant pas suffisamment fiables pour être utilisés en milieu médical, nous nous sommes orientés vers des guides d'onde diélectriques rigides en alumine. Nos applications se situent dans le genou et dans le ventre. Les zones à opérer peuvent être atteintes en ligne droite et dans ce cas, un guide rigide diélectrique a de faibles pertes (0,69 dB/m) [17]. Lorsqu'il subit une courbure de rayon égal à 3 mètres, les pertes restent acceptables ($\cong 2,4$ dB/m).

Nous avons réalisé une étude théorique pour permettre de choisir les paramètres géométriques des guides les mieux adaptés à l'utilisation de chaque instrument. Cette étude a ensuite permis de contrôler le bon fonctionnement de l'instrument et d'optimiser ses possibilités. Elle est basée sur quelques hypothèses simplificatrices.

Nous rappelons dans la première partie de ce chapitre, les caractéristiques du faisceau laser (W_x , W_y , R_x , R_y) après sa propagation sur une distance z à partir de la face de sortie du laser ou après la traversée d'une lentille mince convergente.

Pour cela, nous faisons l'hypothèse que la structure du faisceau laser est celle d'un faisceau Gaussien à géométrie rectangulaire. Le faisceau Gaussien émergent du laser présente un spot de section minimale de diamètre $2 W_x$ (resp $2 W_y$) suivant la direction \vec{Ox} (resp \vec{Oy}). Ce spot est localisé sur le miroir de couplage plan, de sortie de la cavité. Le faisceau présente un front d'onde assimilé à un plan ($R_x \rightarrow \infty$, $R_y \rightarrow \infty$ avec R_x (resp R_y) rayon de courbure du front d'onde suivant la direction \vec{Ox} (resp \vec{Oy})). Les paramètres W_x et W_y sont estimés à $W_x \cong 0,96$ mm et $W_y \cong 0,74$ mm. Ils ont donc sensiblement le même ordre de grandeur.

Les diamètres internes des tubes en alumine que nous utilisons sont compris entre 0,5 mm et 2 mm. Ces diamètres sont choisis car ils fixent la taille du faisceau adaptée à chaque type d'acte (coupe et volatilisation) en sortie de guide. Nous verrons au cours de l'étude du couplage de l'onde, qu'il est nécessaire d'obtenir des ceintures de faisceau les plus proches possibles de $2W_x \cong 0,64 \cdot d$ et $2W_y \cong 0,64 \cdot d$ (d = diamètre du guide) à l'entrée du guide. Pour réaliser ces

conditions, nous pouvons interposer une lentille mince convergente de courte distance focale entre le miroir de sortie du laser à CO₂ et l'entrée du guide diélectrique (séparés d'une distance D). Nous avons envisagé de placer consécutivement, deux lentilles sur le trajet du rayon, pour diminuer la distance D. Cette méthode réduisait effectivement la distance D de façon notable. Cependant, le gain d'encombrement et de performance n'a pas été jugé déterminant en regard du surcoût de fabrication et de l'augmentation de la complexité de l'instrument.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée au calcul des pertes par guidage, puis des pertes par couplage de l'onde issue du laser sur les modes du guide diélectrique. Nous appelons transmission globale, le coefficient tenant compte à la fois des pertes par guidage et des pertes par couplage.

Pour effectuer ces calculs, nous avons fait une deuxième hypothèse relative aux modes de propagation. A l'intérieur du laser, le mode à moindre perte est le mode EH₁₁. A la sortie du laser, ce mode se décompose sur les modes de propagation libre. Le taux de couplage est d'environ 98 % sur le mode TEM₀₀ et de 2 % sur les autres modes. Nous faisons l'hypothèse que le mode TEM₀₀ contient toute l'énergie issue du laser. Cette hypothèse simplifie l'étude du couplage à l'entrée du guide diélectrique.

La dernière partie est un rappel sur le calcul des pertes dues à une courbure du guide diélectrique. L'instrument ne doit subir que de légères courbures sous peine de se détériorer, aussi nous ne calculons que l'ordre de grandeur des pertes de transmission par guidage. Nous négligeons dans le calcul du coefficient de transmission, le couplage entre les modes guidés.

I- RAPPELS SUR LES FAISCEAUX GAUSSIENS A GEOMETRIE RECTANGULAIRE

La propagation d'un faisceau Gaussien à géométrie rectangulaire est caractérisée par les paramètres : Rx (resp. Ry), rayon de courbure du front d'onde suivant x (resp. y) et Wx (resp. Wy) rayon du faisceau Gaussien à 1/e en amplitude suivant x (resp. y). Ils sont reliés au paramètre complexe q_x (resp. q_y) par les relations données en annexe I-2.

Après la traversée du miroir de sortie de la cavité, l'onde laser se propage librement. Les équations indiquant le diamètre du faisceau Gaussien $2W_x$ (resp. $2W_y$) et le rayon de courbure du front d'onde R_x (resp. R_y) à une distance z du miroir de sortie de la cavité laser sont reportées en annexe I-2. La figure I-1 donne une représentation des lignes équi-amplitude d'une onde Gaussienne à la sortie d'un laser guide d'onde à CO_2 , de géométrie rectangulaire. Le plan de figure correspond à un plan de section (Oz, Ox) .

Nous essayons de coupler l'onde laser sur les modes du guide diélectrique en réduisant au maximum la distance séparant le miroir de sortie de la cavité laser et l'entrée du guide d'onde (distance appelée D). Le faisceau émis, est assimilé à un faisceau Gaussien TEM_{00} en sortie de la cavité laser. Il diverge légèrement et les dimensions transverses de l'onde: W_x et W_y sont trop importantes pour exciter correctement les guides diélectriques sans interposer d'éléments optiques. Nous avons donc fixé la distance D à une valeur raisonnable ≈ 7 à 8 cm puis nous avons placé une lentille convergente quelques centimètres après le miroir de sortie de la cavité laser. Nous avons déterminé la distance focale F adéquate pour réaliser le couplage. Les formules de transformation des paramètres W_x et W_y par une lentille mince convergente sont reportées en annexe I-2 [1]. La figure I-2 donne une représentation des lignes équi-amplitudes d'un faisceau Gaussien de géométrie rectangulaire après son passage à travers une lentille mince convergente.

Nous remarquons que le faisceau présente une largeur minimale W_{1x} ($R_{1x} \rightarrow \infty$) suivant la direction \vec{Ox} à la position d_{1x} et une largeur minimale W_{1y} ($R_{1y} \rightarrow \infty$) suivant la direction \vec{Oy} à la position d_{1y} . Ces distances d_{1x} et d_{1y} sont différentes. Elles ne sont égales à F que si $d_0 = F$ ou si $d_0 > F$, alors $d_{1x} = d_{1y} = F$. Dans notre cas, les distances d_{1x} et d_{1y} sont très proches ($d_{1x} - d_{1y} = 0,86$ mm). Nous verrons qu'une lentille de distance focale $F = 38$ mm placée à $d_0 = 34$ mm, peut convenir pour exciter les guides. L'entrée des guides diélectriques est placée de façon intermédiaire entre les deux positions à $(d_{1x} + d_{1y})/2$. La valeur de d_0 choisie (34 mm) est la plus faible compatible avec l'efficacité de l'instrument.

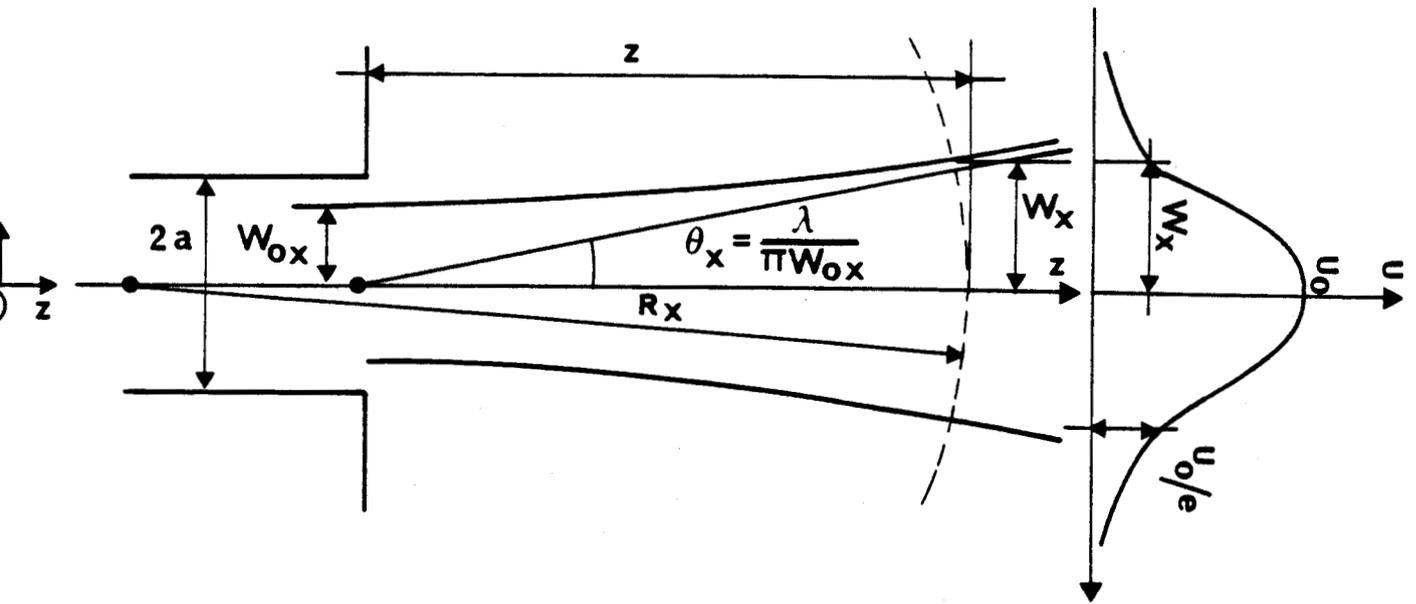


Figure I-1 : Représentation des lignes équi-amplitude d'une onde Gaussienne à la sortie d'un guide d'onde à CO₂ de géométrie rectangulaire. La figure est tracée dans un plan de section (Oz, Ox).

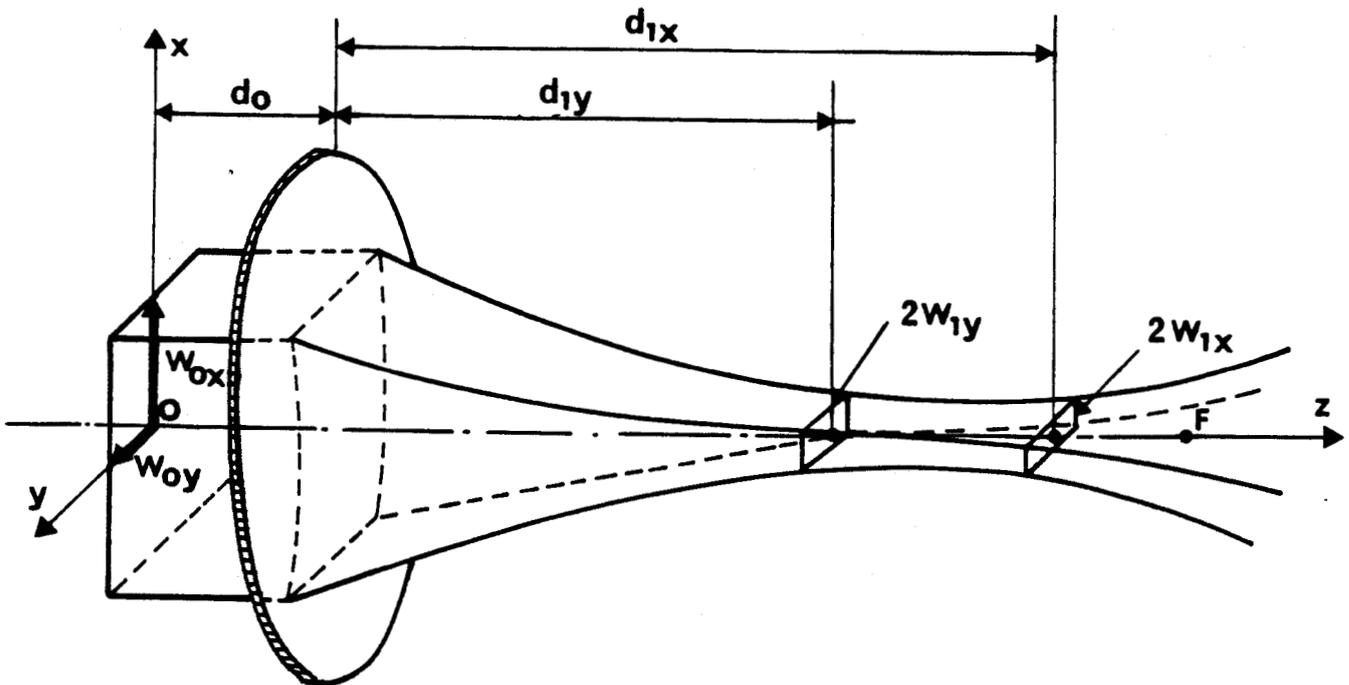


Figure I-2 : Représentation des lignes équi-amplitude d'une onde Gaussienne rectangulaire lors de son passage à travers une lentille mince convergente.

II- TRANSMISSION D'UN FAISCEAU LASER DANS UN GUIDE CREUX DIELECTRIQUE

II-1- Guide diélectrique rectiligne

Le guide qui a été retenu pour transmettre l'onde issue du laser jusqu'à la zone à opérer est fait en alumine. Ce matériau diélectrique est un bon isolant électrique et un bon conducteur thermique. Le transport de l'énergie à l'intérieur du guide se fait par les modes normaux de propagation. Les pertes subies par le faisceau laser, résultant de l'utilisation de ce guide, ont essentiellement deux origines:

- Les pertes dues à l'introduction de l'onde laser dans le guide (pertes par couplage),
- Les pertes dues à la propagation de l'onde laser à l'intérieur du guide diélectrique (pertes par guidage).

Nous rappelons la notion de modes de propagation des guides diélectriques rectilignes. Nous indiquons leur taux de pertes par guidage, puis par couplage. Nous appelons transmission globale, le coefficient tenant compte à la fois des deux types de pertes.

I-1-1 - Analyse des modes de propagation d'un guide d'onde creux de section circulaire.

Cette étude a été effectuée par E.A.J. Marcatali et R.A. Schmeltzer [2]. Ces auteurs ont fait quelques hypothèses simplificatrices :

- Lorsque la longueur d'onde du rayonnement est beaucoup plus petite que le rayon interne du guide ($\lambda \ll a$), l'énergie se propage essentiellement à l'intérieur du guide, il n'y a pas de propagation dans le milieu externe. A l'intérieur du guide, les rayons sont réfléchis sur les parois. Il y a donc peu de pertes par réflexion.

Le champ réfracté est partiellement réfléchi sur la surface externe du tube. Il interfère constructivement ou destructivement avec le champ à l'intérieur du guide. Il augmente ou abaisse l'atténuation dans le guide.

- La deuxième hypothèse consiste à négliger complètement cet effet, en introduisant suffisamment de pertes dans le diélectrique.

- La troisième hypothèse qui a été posée indique que le champ dans le guide n'est pas affecté par l'épaisseur de la paroi le constituant. On considère que la paroi a une épaisseur infinie.

Nous considérons le modèle de Marcatili [2] pour calculer les pertes de puissance dans un guide rectiligne puis dans un guide courbe, à partir de l'étude des modes de propagation. Ce modèle prend en compte les hypothèses que nous venons d'énoncer.

On considère un guide d'onde cylindrique de rayon intérieur a . Il est constitué d'un matériau de constante diélectrique complexe $\hat{\epsilon}$ et de perméabilité magnétique μ_0 . A l'intérieur et à l'extérieur du guide se trouve de l'air de caractéristiques ϵ_0, μ_0 . La figure I-3 représente le guide d'onde diélectrique creux.

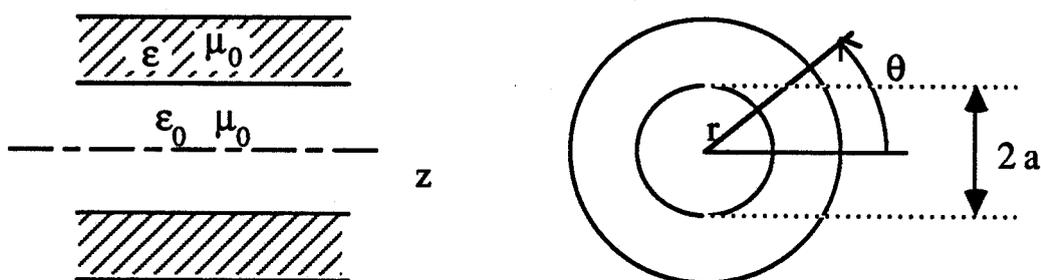


Figure I-3 : Représentation d'un guide d'onde diélectrique creux.

Les composantes des champs des modes normaux du guide d'onde ainsi que les constantes de propagation complexes de ces modes peuvent être déterminées facilement lorsque l'on accepte les hypothèses simplificatrices suivantes :

$$ka = \frac{2\pi}{\lambda} a \gg |\hat{V}| U_{nm} \quad (1)$$

$$\text{et } |(\gamma/k) - 1| \ll 1 \quad (2)$$

Dans (1), k représente la constante de propagation dans l'espace libre ($k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$). U_{nm} est la m ème racine de l'équation

Dans (1), k représente la constante de propagation dans l'espace libre ($k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$). U_{nm} est la m ème racine de l'équation $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$, avec n et m des nombres entiers caractéristiques de la propagation du mode, et J_{n-1} la fonction de Bessel de première espèce d'ordre $n-1$. L'indice complexe de réfraction du milieu externe est $\hat{v} = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$. γ représente la constante de propagation axiale du mode considéré.

L'inégalité (1) traduit l'hypothèse que la longueur d'onde doit être beaucoup plus petite que le rayon du guide.

L'inégalité (2) restreint l'analyse aux modes à faibles pertes. Ce sont ceux tels que $\gamma \approx k$.

Les composantes des champs ont été décrites par Stratton [3]. Il existe trois types de modes :

- Les modes Transverses Electriques : TE, dont les seules composantes non nulles sont E_θ , H_r et H_z .
- Les modes Transverses Magnétiques : TM, dont les seules composantes non nulles sont H_θ , E_r , E_z .
- Les modes hybrides : EH_{nm} ($n \neq 0$), ayant toutes les composantes, E_r , E_θ , E_z , H_r , H_θ , H_z .

Ces composantes ont été dérivées en utilisant les inégalités (1) et (2) et en négligeant les termes en $(\lambda/a)^\alpha$, lorsque α était supérieur à 1.

Dans les expressions des composantes (données en Annexe I-3) [2], la constante de propagation complexe $\hat{\gamma}$ satisfait aux relations :

$$k_i^2 = k^2 - \hat{\gamma}^2 \quad (3)$$

$$k_e^2 = \hat{v}^2 k^2 - \hat{\gamma}^2 \quad (4)$$

Les lettres "i" et "e" désignent respectivement le milieu interne du guide (air) et le milieu externe du guide (alumine).

$|n|$ est le nombre de périodes de chaque composante du champ dans la direction θ ; m est à la fois l'ordre de la racine de l'équation $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$ et le nombre de maxima et de minima de chaque composante, compté dans la direction radiale du milieu interne.

La figure I-4 indique les lignes de champs électriques de quelques modes de propagation caractéristiques du guide d'onde. Chaque vecteur représente qualitativement l'intensité et la direction du champ local.

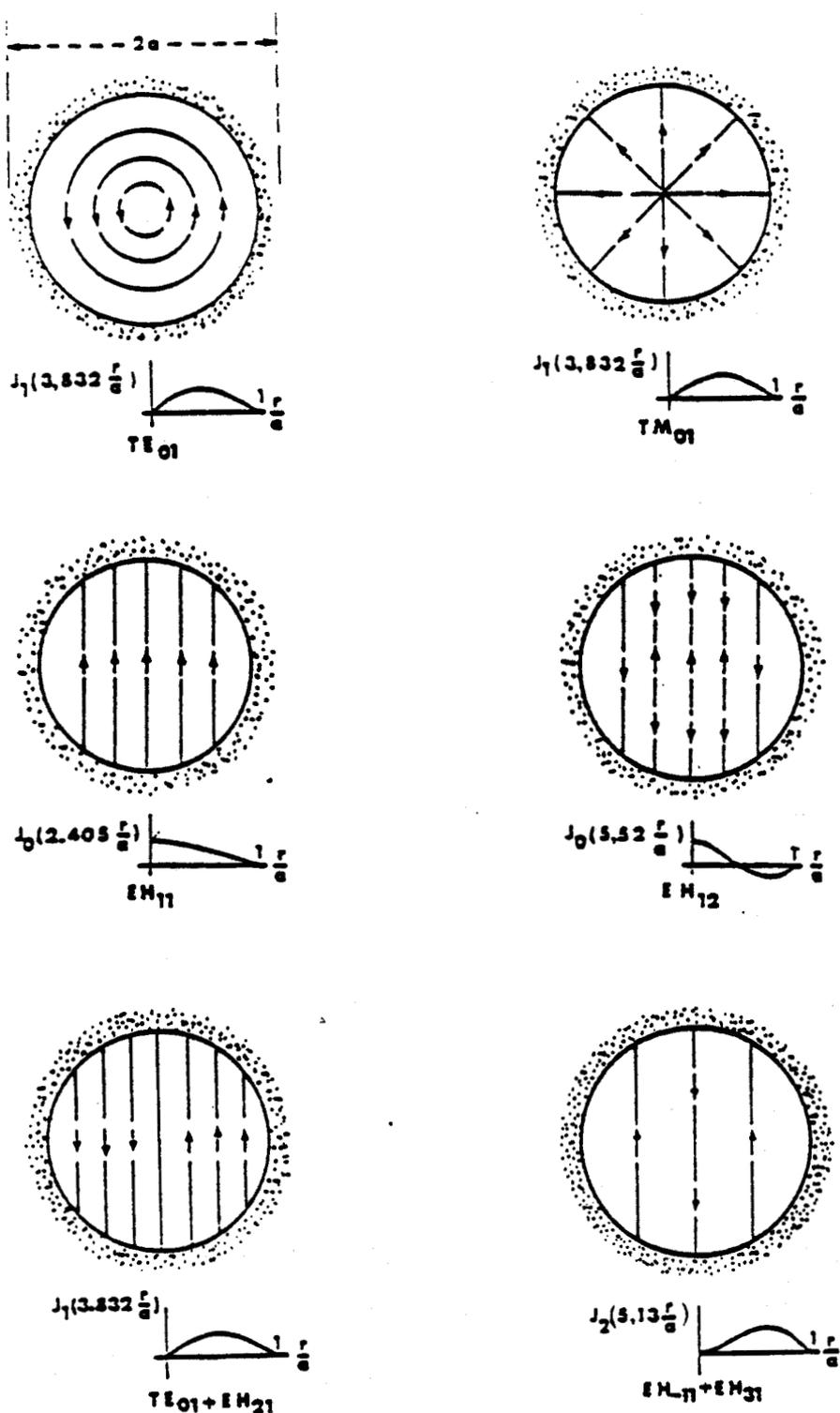


Figure I-4 : Représentation des lignes de champ électrique de quelques modes caractéristiques du guide circulaire creux. Chaque vecteur représente qualitativement l'intensité et la direction du champ local.

I-1-2 - Constantes d'atténuation et de propagation

Dans ce paragraphe, nous déterminons les constantes de propagation γ des modes TE_{0m} , TM_{0m} et EH_{nm} ($n \neq 0$) dans le guide d'onde rectiligne. Nous en tirons les constantes de phase et d'atténuation de chaque mode.

Les constantes de propagation sont les racines de l'équation caractéristique (5). Pour une structure circulaire cylindrique, elles sont reliées à k_i et k_e (constantes de propagation dans le milieu intérieur et extérieur) par les relations (3) et (4).

$$\left[\frac{J'_n(k_i a)}{J_n(k_i a)} - \frac{k_i H_n^{(1)'}(k_e a)}{k_e H_n^{(1)}(k_e a)} \right] \left[\frac{J'_n(k_i a)}{J_n(k_i a)} - \frac{v^2 k_i H_n^{(1)'}(k_e a)}{k_e H_n^{(1)}(k_e a)} \right] = \left(\frac{n\gamma}{k k_i a} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{k_i}{k_e} \right)^2 \right]^2 \quad (5)$$

Dans l'équation (5), $H_n^{(1)}$ représente la fonction de Hankel de première espèce.

L'équation (5) est simplifiée en tenant compte des approximations (1) et (2). Lorsque $k_e a \gg 1$, la valeur asymptotique de la fonction de Hankel peut être utilisée, alors nous obtenons (6) :

$$\frac{H_n^{(1)'}(k_e a)}{H_n^{(1)}(k_e a)} \cong i + 0 \left(\frac{1}{k_e a} \right) ; k_e a \gg 1 \quad (6)$$

$$\text{et } \frac{v^2}{k_e a} \cong \frac{v^2}{(v^2-1)^{1/2}} \left(\frac{\lambda}{2\pi a} \right) \ll 1 \quad (7)$$

Les puissances de $\left(\frac{v^2}{k_e a} \right)$ plus grandes que 1 sont négligées. L'équation caractéristique se simplifie alors et donne (8) :

$$J_{n-1}(k_i a) = i v_n \left(\frac{k_i}{k} \right) J_n(k_i a) \quad (8)$$

$$\text{avec } \hat{V}_n = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\hat{V}^2-1}} & \text{pour les modes TE}_{0m} \\ \frac{\hat{V}^2}{\sqrt{\hat{V}^2-1}} & \text{pour les modes TM}_{0m} \\ \frac{(\hat{V}^2+1)}{2\sqrt{\hat{V}^2-1}} & \text{pour les modes EH}_{nm} (n \neq 0) \end{cases} \quad (9)$$

Après un certain nombre de simplifications dues aux approximations (1, 2, 3, 4), l'expression de la constante de propagation γ peut être obtenue [4] :

$$\hat{\gamma} \cong k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm}\lambda}{2\pi a} \right)^2 \left(1 - \frac{i\hat{V}_n\lambda}{\pi a} \right) \right] \quad (10)$$

L'expression (10) n'est valable que pour les modes à faibles pertes (faibles ordres). Ces modes vérifient la condition (1) dans laquelle $|\hat{V}|$ est remplacé par $|\hat{V}_n|$.

Les constantes de propagation β_{nm} et d'atténuation α_{nm} sont données pour chaque mode, respectivement par la partie réelle et la partie imaginaire de $\hat{\gamma}$.

$$\beta_{nm} = \text{Re}(\hat{\gamma}) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm}\lambda}{2\pi a} \right)^2 \left(1 + \text{Im} \left(\frac{\hat{V}_n\lambda}{\pi a} \right) \right) \right] \quad (11)$$

$$\alpha_{nm} = \text{Im}(\hat{\gamma}) = \left(\frac{U_{nm}}{2\pi} \right)^2 * \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re}(\hat{V}_n) \quad (12)$$

Les coefficients α_{nm} et β_{nm} sont des coefficients en amplitude de l'onde.

Nous pouvons exprimer les pertes de puissance des modes d'ordres les plus bas du guide P_{nm} en fonction de la longueur de ce dernier : L.

$$P_{nm} = 1 - \exp(-2 \alpha_{nm}L) = 1 - T_{nm} \quad (13)$$

Dans (13), T_{nm} représente le coefficient de transmission en puissance du guide pour le mode nm.

Remarque : Nous pouvons utiliser les relations (12) et (9) pour comparer les constantes d'atténuation des différents modes. En supposant que v soit réel, nous constatons que les modes les moins atténués sont les modes EH_{1m} pour des valeurs de $v < 2,02$ [2].

I-1-3 - Evaluation de la transmission théorique des guides. Pertes par guidage

Pour la longueur d'onde $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, l'indice de réfraction de l'alumine (Al_2O_3) a été calculé par R.M. Jenkins et R.W.J. Devereux [5] à partir des mesures faites sur le saphir. Ces auteurs obtiennent $\hat{v} = x - jy = 0,65 - j 0,035$ pour cette longueur d'onde qui est celle de l'émission principale du laser à CO_2 .

Sur la figure I-5, nous avons tracé le coefficient de transmission T_{nm} d'un guide en alumine pour les modes EH_{11} , EH_{12} , EH_{13} et EH_{14} en fonction du diamètre intérieur de ce guide. Les courbes sont calculées pour une longueur $L = 150$ mm.

Nous remarquons que pour chaque mode, le coefficient de transmission tend vers 1 lorsque le diamètre intérieur du guide augmente. L'onde n'est alors plus guidée.

Le coefficient de transmission des modes décroît avec l'ordre de ceux-ci. En effet, le guidage se fait avec des pertes. Cette notion a fait donner au guide l'appellation de guide à fuite.

La figure I-5 fait également apparaître la notion de diamètre de coupure pour chaque mode. Lorsque le diamètre du guide est comparable ou très supérieur au diamètre de coupure pour le mode considéré, alors le coefficient de transmission du mode augmente.

I-1-4 - Evaluation du couplage de l'onde issue du laser avec les modes du guide diélectrique de structure cylindrique

Nous avons fait l'hypothèse simplificatrice que l'onde issue du laser à CO_2 est une onde TEM_{00} à géométrie rectangulaire. Cette approximation évite de décomposer le mode émis par le laser sur la base des modes de propagation libre et de les recomposer à nouveau en tenant compte de leur phase relative à l'entrée du guide.

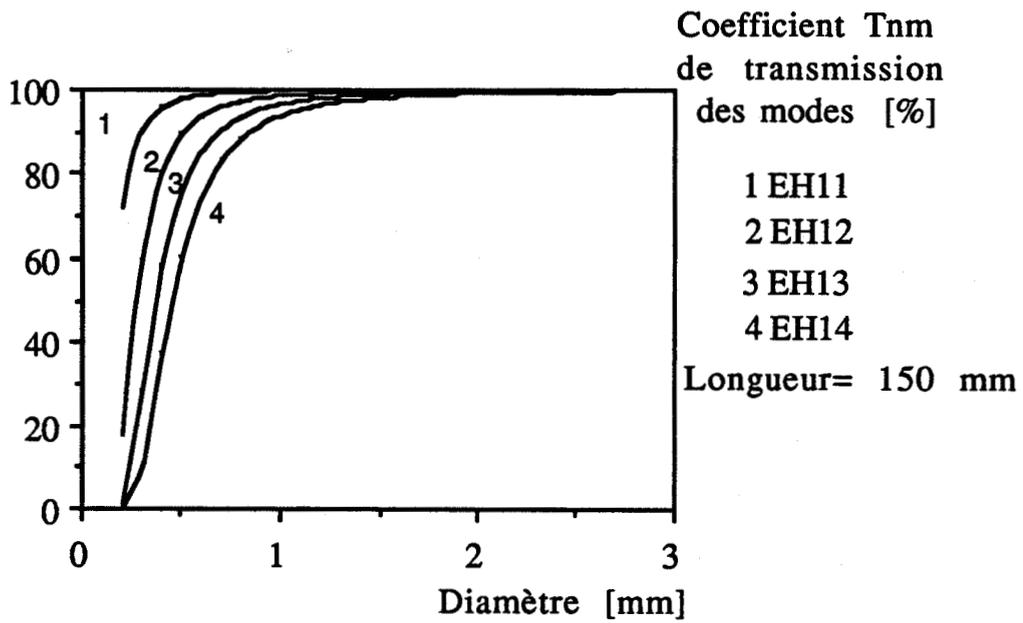


Figure I-5 : Coefficient de transmission T_{nm} des modes EH_{11} , EH_{12} , EH_{13} , EH_{14} en fonction du diamètre intérieur du tube creux en alumine de longueur $L=150$ mm.

Nous approximations son amplitude complexe par la forme donnée par [4] :

$$E_{\text{TEM}00} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{W_x W_y}} \text{Exp}\left(-\left(\frac{x^2}{W_x^2} + \frac{y^2}{W_y^2}\right) + j\frac{k}{2}\left(\frac{x^2}{R_x} + \frac{y^2}{R_y}\right)\right) \quad (14)$$

Dans l'expression (14), W_x (resp W_y) désigne le rayon du spot calculé suivant la direction \vec{Ox} (resp \vec{Oy}) ; R_x (resp R_y) désigne le rayon de courbure du front d'onde calculé suivant \vec{Ox} (resp \vec{Oy}) ; k est le nombre d'onde. Cette amplitude est normée à l'unité, si l'intensité est intégrée sur un plan normal au vecteur \vec{k} , colinéaire à la direction de propagation. Nous obtenons ainsi (15) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{TEM}00}|^2 dx dy = 1 \quad (15)$$

Tous les facteurs de phase ne dépendant pas de x et de y , tels que $e^{-j\omega t}$ ont été supprimés.

Les modes du guide les moins atténués étant les modes EH_{1m} , nous allons décomposer le mode TEM_{00} sur la base de ces modes guidés EH_{1m} . L'intensité du champ à l'intérieur du guide creux est obtenue en substituant γ donné par (10) dans les expressions des champs pour les modes hybrides EH_{1m} données en Annexe I-3. Nous négligeons les termes de l'ordre de $\left(\frac{\lambda}{a}\right)$ et nous obtenons seulement les composantes transverses internes :

$$\left| \begin{array}{l} E_{\theta}^i = J_0 \left(U_{1m} \frac{r}{a} \right) \cos \theta \\ E_r^i = J_0 \left(U_{1m} \frac{r}{a} \right) \sin \theta \end{array} \right. \quad (16)$$

$$\left. \begin{array}{l} E_{\theta}^i = J_0 \left(U_{1m} \frac{r}{a} \right) \cos \theta \\ E_r^i = J_0 \left(U_{1m} \frac{r}{a} \right) \sin \theta \end{array} \right. \quad (17)$$

Nous normons l'expression du champ à l'unité pour obtenir une base orthonormée EH_{1m} .

Pour cela, il faut que :

$$\int_0^a \text{EH}_{1m}(r,a) \text{EH}_{1n}(r,a) 2\pi r dr = \delta_{nm} \begin{cases} = 0 & \text{si } n \neq m \\ = 1 & \text{si } n = m \end{cases} \quad (18)$$

Nous obtenons alors l'expression du champ pour chaque mode EH_{1m} . L'expression de leur amplitude est calculée par Roullard [4] ;

$$\begin{aligned} E_{EH_{1m}} &= \frac{J_0(U_{1m} \frac{r}{a})}{\sqrt{\pi} a J_1(U_{1m})} && \text{pour } r \leq a \\ E_{EH_{1m}} &= 0 && \text{pour } r > a \end{aligned} \quad (19)$$

Dans (19) J_0 (resp J_1) représente la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0 (resp d'ordre 1) et U_{1m} désigne le m ème zéro de J_0 .

Les modes EH_{1m} forment une base orthonormée sur laquelle l'onde TEM_{00} va être projetée.

Nous obtenons :

$$E_{TEM_{00}} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m E_{EH_{1m}} \quad (20)$$

Le développement des coefficients A_m donne l'expression (21) [6] :

$$A_m = \frac{a\sqrt{8}}{\sqrt{W_x W_y} J_1(U_{1m})} \int_0^1 J_0(U_{1m}y) J_0(-\frac{a^2}{2} y^2 (\beta - j\alpha)) \cdot \text{Exp}[-\frac{a^2 y^2}{2} (\alpha' + j\beta')] y dy \quad (21)$$

$$\text{avec } \beta - j\alpha = -\frac{k}{2} \left(\frac{1}{R_x} - \frac{1}{R_y} \right) - j \left(\frac{1}{W_x^2} - \frac{1}{W_y^2} \right) \quad (22)$$

$$\alpha' + j\beta' = \left(\frac{1}{W_x^2} + \frac{1}{W_y^2} \right) - j \frac{k}{2} \left(\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \right) \quad (23)$$

L'expression du couplage des modes s'exprime par le coefficient : C.

$$C = \sum_{m=1}^{\infty} C_m = \sum_{m=1}^{\infty} |A_m|^2 = 1 \quad (24)$$

La contribution des modes diminuant avec l'ordre de ceux-ci, les calculs des pertes par couplage seront effectués avec seulement les quatre premiers modes EH_{1m} . Compte-tenu de la précision souhaitée pour le modèle théorique, ils constituent à eux seuls une approximation suffisante (par exemple la contribution du 5ème mode est généralement de l'ordre de 10^{-4} fois celle du premier).

Lorsque le faisceau issu du laser a traversé une lentille mince, il présente deux largeurs minimales suivant respectivement les directions \vec{Ox} et \vec{Oy} . Ces spots de rayon minimum correspondent à des valeurs de z différentes ; l'écart entre ces deux positions est d'autant plus important que la distance focale de la lentille est grande. Afin d'obtenir un meilleur couplage, l'entrée du guide doit être placée au niveau d'un spot minimum. Nous pouvons choisir le spot minimum pour la direction \vec{Ox} ou pour la direction \vec{Oy} . Ces spots n'étant pas très éloignés (qq mm) nous simplifions les calculs en nous plaçant à égale distance entre ces deux positions. Nous avons regardé comment évolue le taux de couplage sur les premiers modes du guide, dans ces conditions, en fonction de la taille du spot pour quelques diamètres intérieurs particuliers.

Pour effectuer les calculs qui ont permis de tracer la figure I-6, nous avons procédé de la façon suivante.

Nous fixons d'abord a (le rayon du guide), puis nous faisons évoluer le paramètre $\omega_{1x} = \frac{W_{1x}}{a}$ près de l'entrée du guide. Les paramètres W_{0x} et W_{0y} (sur le miroir de sortie de la cavité laser) sont fixés. Si nous choisissons W_{1x} alors il existe une seule distance focale F qui permet de passer de W_{0x} à W_{1x} et nous la calculons (voir formules de l'annexe I-2). Nous calculons alors W_{1y} . Comme nous avons choisi de placer l'entrée du guide à égale distance (c'est à dire à la position $(d_{1x}+d_{1y})/2$) entre les deux rayons minima du faisceau : W_{1x} et W_{1y} , nous recalculons les rayons du faisceau (W_x et W_y) et ses rayons de courbures du front d'onde (R_x et R_y) à cette position. Nous pouvons alors appliquer l'équation (21). Nous obtenons à l'aide de (24), le taux de couplage C_1 sur le mode EH_{11} , C_2 sur les deux premiers modes $EH_{11} + EH_{12}$, C_3 sur les trois premiers, puis C_4 sur les quatre premiers.

La figure I-6 représente le taux de couplage C_m sur m modes, avec m variant de 1 à 4, en fonction du paramètre normalisé W_y/a calculé à l'entrée du guide selon la méthode décrite précédemment. La figure est tracée pour un guide dont le diamètre est $\phi = 0,5$ mm ; $\phi = 0,8$ mm ou $\phi = 2$ mm.

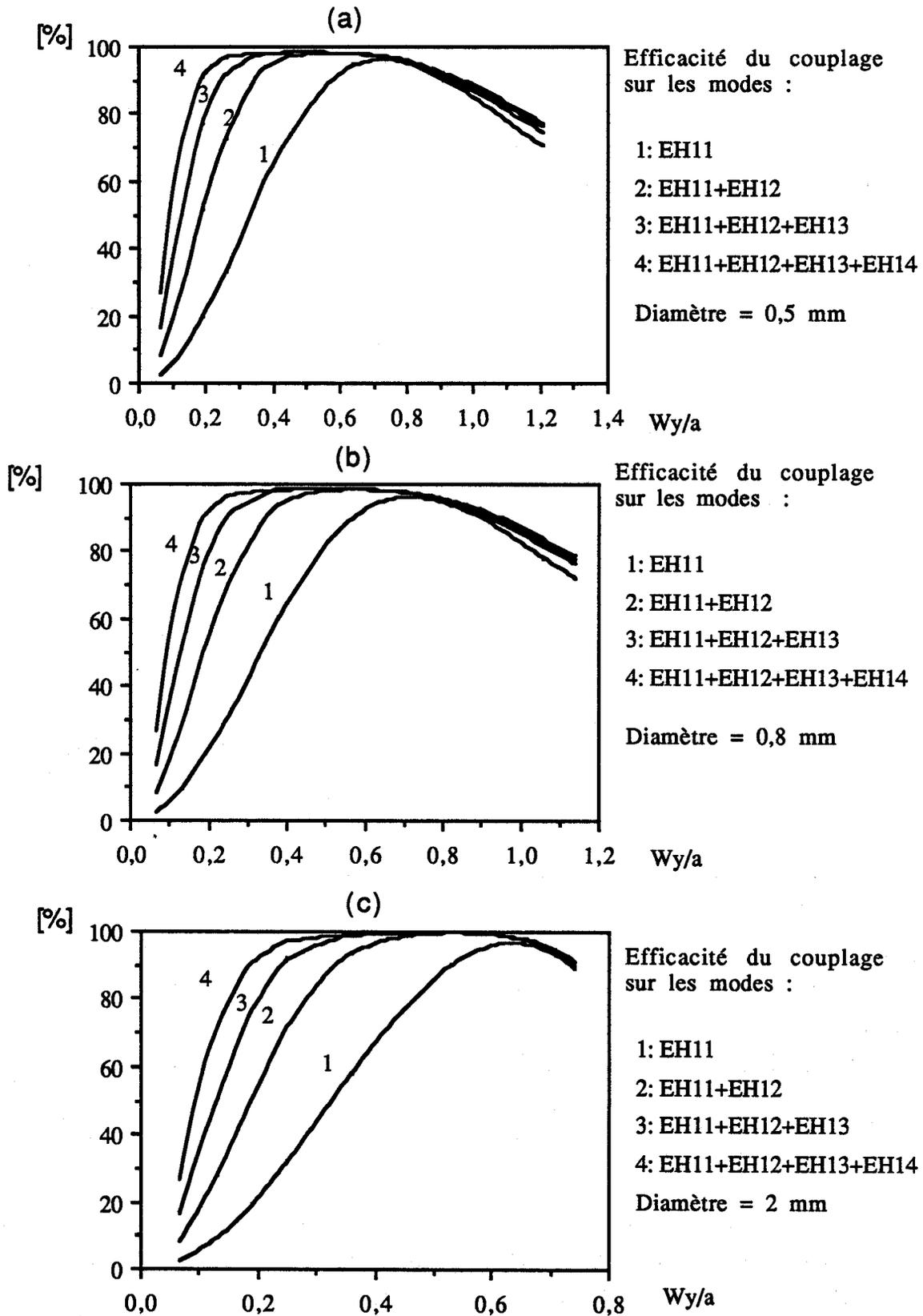


Figure I-6 : Efficacité du couplage du mode TEM_{00} sur les modes EH_{11} , puis $EH_{11}+EH_{12}$, puis $EH_{11}+EH_{12}+EH_{13}$, puis $EH_{11}+EH_{12}+EH_{13}+EH_{14}$ en fonction du paramètre normalisé Wy/a à l'entrée du guide. Le diamètre du guide est : a) $\phi = 0,5$ mm, b) $\phi = 0,8$ mm, c) $\phi = 2$ mm.

Remarques :

- Pour le guide de diamètre égal à 0,5 mm, le maximum de couplage en tenant compte des quatre premiers modes guidés EH_{1m} est obtenu pour une valeur de W_y/a égale à 0,52. Le taux de couplage est alors de 98,5 %.
- Pour le guide de diamètre égal à 0,8 mm, le maximum vaut 98,6 % pour $W_y/a \cong 0,51$.
- Pour le guide de diamètre égal à 2 mm, le maximum vaut 99,7 % pour $W_y/a \cong 0,56$.

Si nous ne tenons compte que du premier mode : EH_{11} , le maximum de couplage se situe autour de $W_y/a \cong 0,77$ pour le guide de diamètre 0,5 mm et autour de $W_y/a \cong 0,64$ pour les deux autres guides ($\phi = 0,8$ mm et $\phi = 2$ mm). F.P. Roullard et M. Bass [7] ont montré que l'énergie d'un mode TEM_{00} présentant un front d'onde plan à l'entrée d'un guide, se décompose sur les modes EH_{1m} guidés. Ils ont montré que le rapport W_y/a donnant la meilleure efficacité de couplage sur les deux premiers modes guidés est : $W_y/a = 0,502$. Le couplage est alors $C_2 = 99,85$ %.

A.W. Chester et R.L. Abrams [8] ont montré que si l'on ne considère que le mode EH_{11} alors le rapport W_y/a donnant la meilleure efficacité de couplage est $W_y/a \cong 0,64$.

Nos résultats sont donc proches de ceux de [7] et [8]. Ils diffèrent parce que la surface d'onde du faisceau n'est pas un plan à l'entrée du guide.

I-1-5 - Evaluation de la transmission globale du guide diélectrique de structure cylindrique (tenant compte des pertes par guidage et des pertes par couplage).

Le calcul dont nous allons présenter les résultats, tient compte des pertes par couplage et des pertes par guidage. Nous appellerons $T(L)$ le coefficient de transmission en puissance tenant compte de tous les modes guidés EH_{1m} d'un guide de longueur L . Nous pouvons écrire :

$$T(L) = \sum_{m=1}^{\infty} |A_m|^2 \exp(-\alpha_{1m} L) \quad (25)$$

Dans l'expression (25), L représente la longueur du guide, α_{1m} représente le coefficient de transmission par guidage du mode EH_{1m} (donné par (12)), $|A_m|^2$ le coefficient de couplage sur le mode EH_{1m} (donné par (21)). Comme les modes EH_{1m} sont orthogonaux entre eux. Nous supposons que le guide est parfait et que cette base reste la même tout au long de la propagation. Nous n'avons donc pas de couplage de modes à l'intérieur du guide et donc, pas de possibilité d'interférence entre les modes.

Les figures I-7 a,b,c représentent l'efficacité du coefficient de transmission globale du guide en tenant compte de 1 à 4 modes guidés en fonction du paramètre normalisé W_y/a . Les calculs sont effectués en procédant de la même façon que pour les figures de couplage (figures I-6).

La longueur des guides est $L = 150$ mm et leurs diamètres respectifs sont $\phi = 0,5$ mm pour la figure I-7a ; $\phi = 0,8$ mm pour la figure I-7b et $\phi = 2$ mm pour la figure I-7c.

Remarque :

Le maximum de transmission globale en tenant compte des quatre premiers modes guidés pour un guide de longueur 150 mm, se situe à W_y/a et vaut $T(L)$:

$W_y/a \cong 0,64$ et $T(L) \cong 95,8$ % pour le guide de diamètre $\phi = 0,5$ mm.

$W_y/a \cong 0,64$ et $T(L) = 97,8$ % pour le guide de diamètre $\phi = 0,8$ mm.

$W_y/a \cong 0,56$ et $T(L) = 99,7$ % Pour le guide de diamètre $\phi = 2$ mm.

Nous remarquons que bien que le calcul du taux de couplage sur les quatre premiers modes guidés donne approximativement les mêmes valeurs (lorsque W_y/a est optimum) quel que soit le diamètre du guide, nous obtenons des valeurs assez différentes pour les taux de transmission globale. Ceci est dû à l'influence des coefficients de transmission par guidage pour chaque mode. En effet, le diamètre influe beaucoup sur ces coefficients. Plus il est grand, plus T_{nm} est grand.

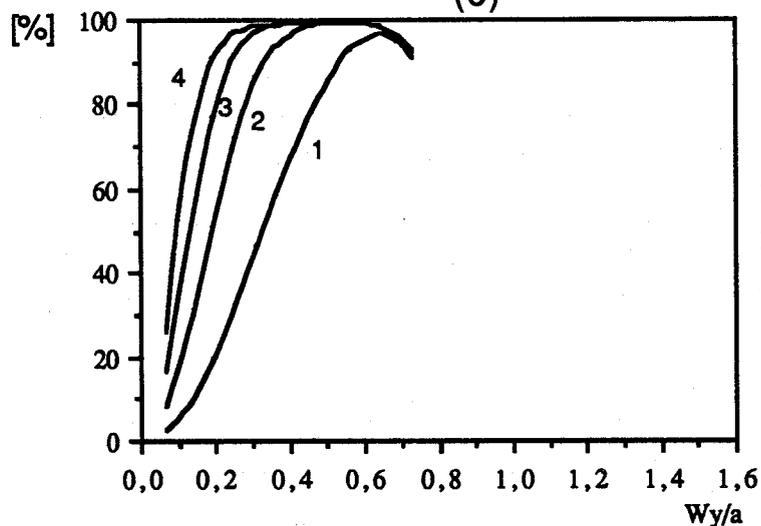
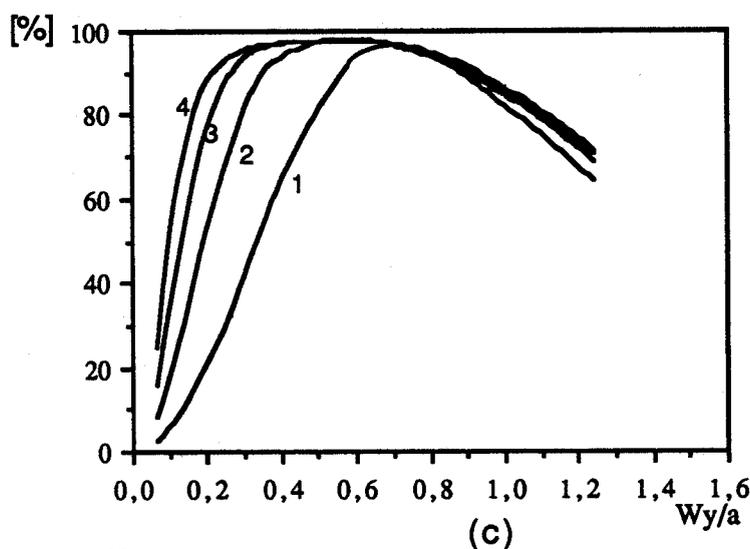
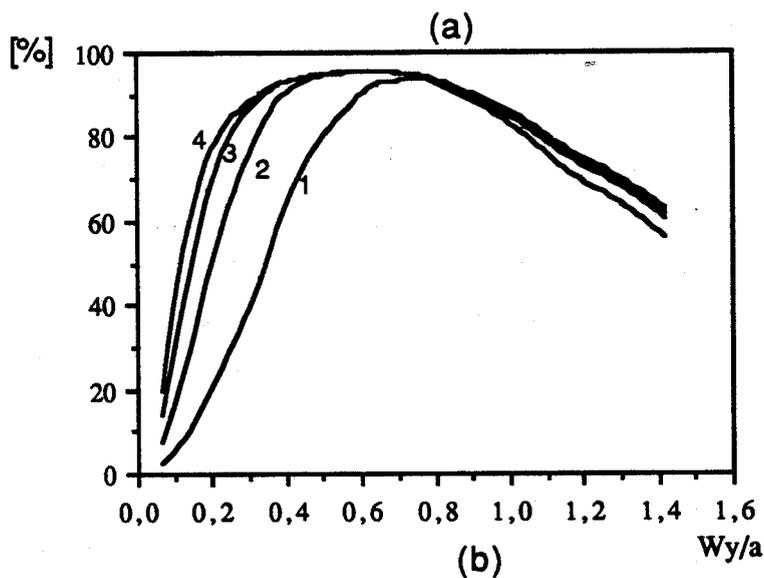


Figure I-7 : Efficacité de la transmission globale du mode TEM₀₀ sur les modes EH₁₁, puis EH₁₁+EH₁₂, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃+EH₁₄ en fonction du paramètre normalisé Wy/a à l'entrée du guide. Le diamètre du guide est : a) $\phi = 0,5$ mm, b) $\phi = 0,8$ mm, c) $\phi = 2$ mm et sa longueur est 150 mm.

Le tableau I-1 indique les valeurs des coefficients T_{nm} de transmission par guidage pour trois valeurs de diamètres internes : $\phi = 0,5$ mm, $\phi = 0,8$ mm et $\phi = 2$ mm.

Le maximum de transmission globale se déplace vers une valeur de W_y/a plus élevée que celle du maximum de couplage (pour les 4 premiers modes) lorsque le diamètre du guide vaut $\phi = 0,5$ mm. Ceci est dû au fait que la transmission par guidage du premier mode guidé EH_{11} est beaucoup plus importante que les autres. L'influence de ce mode est donc prépondérant dans le calcul de $T(L)$ (calcul tenant compte des quatre premiers modes). Le maximum de couplage en ne tenant compte que de ce mode se situe autour de $W_y/a = 0,77$.

Pour le tube de diamètre $\phi = 2$ mm, les quatre premiers modes sont transmis avec des coefficients de guidage T_{nm} comparables. Le coefficient $T(L)$ doit donc tenir compte des quatre modes guidés et le maximum reste à $W_y/a \cong 0,56$.

Pour le tube de diamètre $\phi = 0,8$ mm, nous sommes dans une situation intermédiaire où les quatre premiers modes ont une contribution non négligeable, mais assez différente selon l'ordre du mode, pour les coefficients T_{nm} . Le maximum de $T(L)$ se déplace donc légèrement vers une valeur de W_y/a plus élevée que celle donnant l'optimum du couplage C_4 .

TABLEAU I-1

Valeurs théoriques des coefficients T_{nm} de transmission par guidage sur les quatre premiers modes du guide pour différents diamètres et pour une longueur $L=150$ mm.

Coefficient de transmission [%]	Diamètre $\phi=0,5$ mm	Diamètre $\phi=0,8$ mm	Diamètre $\phi=2$ mm
T_{11}	97,9	99,5	99,9
T_{12}	89,5	97,3	99,8
T_{13}	76,2	93,6	99,6
T_{14}	60,4	88,4	99,2

I-2- Guide diélectrique courbe

Le guide idéal que nous avons considéré, est un guide rectiligne. Cependant, au cours des manipulations, le guide peut être amené à subir de légères courbures. Nous avons donc étudié les conséquences de ces courbures sur les constantes d'atténuation par guidage T_{nm} . L'étude de la transmission globale de l'onde laser dans un guide diélectrique creux, courbe n'est pas effectuée. Expérimentalement, la distinction entre les pertes par couplage et celles par guidage dans un guide courbe n'a pas pu être déterminée. L'étude théorique n'est donc pas approfondie dans ce domaine. Elle n'est abordée que pour effectuer une première confrontation avec les résultats expérimentaux. C.A. Hill [9] a traité le cas d'un guide courbe en alumine découpé par tronçons. J.P. Crenn [10], C.A. Worrel [11] et M. Miyagi [12] ont étudié le cas des guides creux courbes avec des parois en matériaux diélectriques ou métalliques. Le cas des guides métalliques courbes creux, recouverts à l'intérieur par quelques couches diélectriques est traité par Miyagi [13, 14, 15].

Pour notre étude, nous nous sommes servis du modèle de Marcatili [2]. Cet auteur traite le cas de la courbure par un calcul de perturbations sur les équations du guide rectiligne. Il fait les mêmes hypothèses que pour le guide rectiligne et considère qu'il n'y a pas de couplage de modes. Ces hypothèses ont été explicitées dans le paragraphe 1. La perturbation se traduit par un terme de correction dans les expressions de configurations des champs électriques et dans l'expression des coefficients T_{nm} .

Pour résoudre le problème, considérons le cas d'un système en forme de tore (r, θ, z) dont le rayon de courbure est R . La figure I-8 permet de repérer ces paramètres. Le rayon interne du guide est a . Introduisons un nouveau paramètre : σ . Il s'exprime en fonction du nombre d'onde k , de la constante de propagation définie par (10), soit γ , et de la m ème racine de l'équation $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$, soit U_{nm} (J_{n-1} est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre $n-1$), par l'expression (26).

$$\sigma = \frac{k}{\gamma - k} \cdot \frac{a}{R} \cong 2 \left(\frac{2\pi a}{U_{nm}\lambda} \right)^2 \frac{a}{R} \quad (26)$$

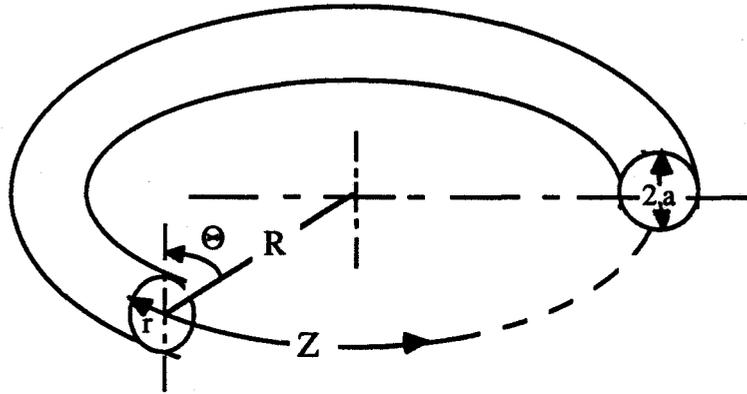


Figure I-8 : Représentation d'un guide d'onde diélectrique creux courbe et de son système de coordonnées (r, θ, z) .

Le problème est limité aux rayons de courbure suffisamment grands pour que $\sigma \ll 1$. Dans ce cas, un calcul perturbatif au premier ordre a été effectué par Marcatili [2] sur les composantes des champs. Il a permis de déterminer la puissance radiale dans le matériau diélectrique par unité de longueur, à la surface interne du guide : P_r . De même, la puissance P_z dans la direction \vec{Oz} à l'intérieur du guide, ($r < a$), a été exprimée. L'expression de la constante d'atténuation en amplitude $\alpha_{nm}(R)$ dépendant du rayon de la courbure R , peut alors être écrite sous la forme :

$$\alpha_{nm}(R) = \frac{1}{2} \left(\frac{P_r}{P_z} \right) \quad (27)$$

Un développement limité au premier ordre en $(\lambda/2\pi a)$ des expressions donnant P_r et P_z , permet d'exprimer $\alpha_{nm}(R)$ sous la forme (28) (où $\alpha_{nm}(R)$ est alors, la constante d'atténuation en amplitude) reprise par R.M. Jenkins et par S.J. Wilson [16, 17].

$$\alpha_{nm}(R) = \alpha_{nm}(\infty) + \left(\frac{a^3}{\lambda^2 R^2} \right) \text{Re } V_{nm}(\hat{v}) \quad (28)$$

avec

$$V_{nm}(\hat{v}) = \frac{4}{3} \hat{v}_n \left(\frac{2\pi}{U_{nm}} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{n(n-2)}{U_{nm}^2} + \frac{3}{4} \delta_n (\pm 1) \left(\frac{\hat{v}^2 - 1}{\hat{v}^2 + 1} \right) \cos 2\theta_0 \right\} \quad (29)$$

Dans l'expression (28), $\alpha_{nm}(\infty)$ désigne le coefficient d'atténuation pour un guide rectiligne donné par (12), et \hat{v}_n est une constante du mode, donnée par (9), caractéristique du matériau .

L'expression (29) donne les valeurs de $V_{nm}(\hat{v})$ pour les modes TE, TM et EH.

$$\delta_n (\pm 1) = \begin{cases} 1 & \text{pour } n = \pm 1 \\ 0 & \text{pour } n \neq \pm 1 \end{cases}$$

\hat{v} indique l'indice de réfraction complexe du milieu : $\hat{v} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$.

θ_0 représente l'angle entre le champ électrique au centre du guide et le plan de courbure du guide.

Le coefficient d'atténuation T_{nm} peut alors être écrit en fonction de la longueur L du guide et de la courbure R :

$$T_{nm} = \exp (- 2 \alpha_{nm}(R) L) \quad (30)$$

Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- Les valeurs de $\text{Re } V_{nm}(\hat{v})$ sont toujours positives. Il y a donc toujours un terme de pertes supplémentaires.

- La constante d'atténuation de chaque mode $\alpha_{nm}(R)$ est constituée de deux termes. Le premier : $\alpha_{nm}(\infty)$ est proportionnel à $\frac{U_{nm}^2 \lambda^2}{a^3}$. C'est le terme relatif au guide rectiligne. Le deuxième représente les pertes supplémentaires dues à la courbure du guide. Il est proportionnel à $\frac{a^3}{\lambda^2 R^2 U_{nm}^2}$. Par conséquent, lorsque la constante d'atténuation du guide rectiligne sera basse, celle due à la courbure sera importante (elles sont inversement proportionnelles). D'autre part, nous remarquons, en observant (29), que seuls les modes $\text{EH}_{\pm 1, m}$ sont influencés par l'orientation du champ électrique par rapport au plan de courbure. Lorsque $\theta_0 = 0$, le champ électrique au centre du guide est dans le plan de courbure et l'atténuation est maximum. Par contre, lorsque $\theta_0 = \pm \pi/2$, le champ électrique est normal au plan de courbure et l'atténuation est minimum.

Les figures I-9 montrent la transmission des premiers modes EH_{1m} de guides en alumine courbes. Leurs diamètres internes mesurent 0,5 mm ; 0,8 mm ou 2 mm et leur longueur 150 mm ou 220 mm. Les figures I-9 sont tracées en fonction du rayon de

courbure R du guide. Lorsque le diamètre interne du guide augmente, les pertes de transmission des premiers modes EH_{1m} augmentent. Nous n'avons représenté que les modes EH_{1m} , cependant les modes TE_{0m} et TM_{0m} existent également. La base précédente constituée des modes EH_{1m} , n'est plus adaptée pour pouvoir décomposer l'onde TEM_{00} sur les modes guidés. Les pertes relatives des différents modes de propagation dépendent de la courbure du guide. Le mode EH_{11} n'est pas celui qui se propage, avec le minimum de pertes dans tous les cas de courbures, alors que c'était le cas dans le guide rectiligne. La figure I-10 montre l'influence de l'angle θ_0 entre le champ électrique au centre du guide et le plan de courbure du guide d'onde en alumine. Elle est tracée pour deux valeurs de θ_0 : $\theta_0 = 0^\circ$ et $\theta_0 = 90^\circ$. Elle indique pour le plus petit diamètre de guide ($\phi = 0,5$ mm), le coefficient de transmission du mode EH_{11} en fonction du rayon de courbure du guide R . Nous retrouvons l'écart entre les courbes énoncé dans les remarques précédentes.

CONCLUSION

Les instruments que nous devons mettre au point ont pour but de transmettre l'onde issue du laser à CO_2 dans un guide d'onde diélectrique creux. Il était donc nécessaire de comprendre le mécanisme des pertes de puissance lors de cette propagation. Nous avons donc rappelé les principales lois régissant ces pertes, en nous plaçant dans le cas du guide idéal rectiligne.

Nous avons d'abord étudié les pertes par guidage de l'onde dans le guide diélectrique. Ces pertes dépendent du matériau constituant les parois du guide, de la longueur du guide et sont inversement proportionnelles au cube du rayon du guide ($1/a^3$). Plus le guide est large, plus les pertes sont faibles. Nous avons été amené à choisir un matériau qui conduit l'onde laser avec de faibles pertes : l'alumine.

Nous avons ensuite étudié les pertes par couplage de l'onde Gaussienne de géométrie rectangulaire : TEM_{00} , sur les modes EH_{1m} du guide diélectrique. Cette étude a permis de déterminer les rayons des spots minima de l'onde laser W_x et W_y à l'entrée du guide creux cylindrique permettant d'obtenir le meilleur couplage. L'ordre de grandeur de W_x (resp W_y) est de $0,64 * a$ (a : rayon du guide).

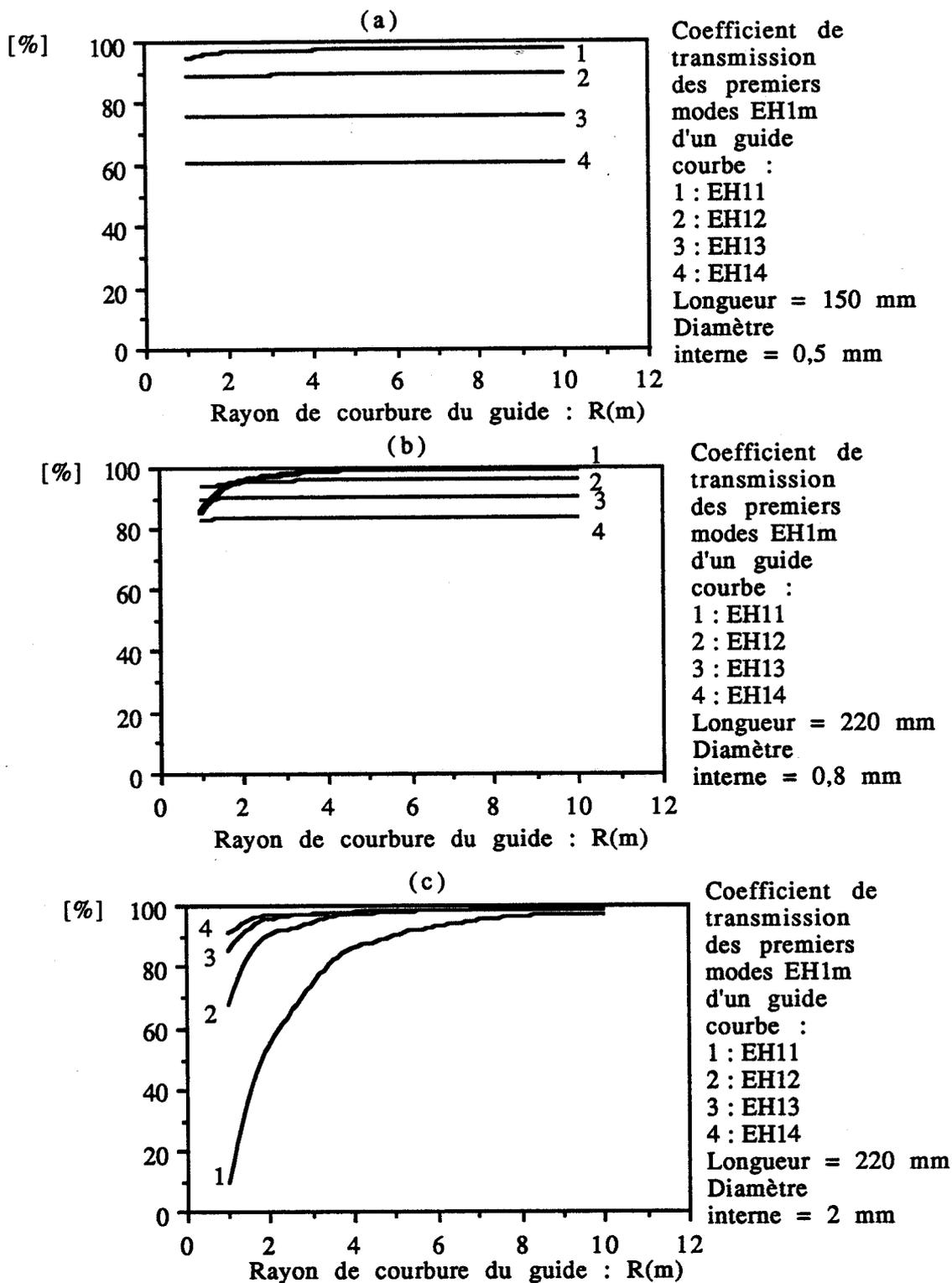


Figure I-9 : Transmission des quatre premiers modes EH_{lm} en fonction du rayon de courbure du guide en alumine dans le cas où l'angle entre la direction du champ électrique au centre du guide et le plan de courbure du guide est de 90°.

- a) Le guide a une longueur de 150 mm et un diamètre de 0,5 mm.
- b) Le guide a une longueur de 220 mm et un diamètre de 0,8 mm.
- c) Le guide a une longueur de 220 mm et un diamètre de 2 mm.

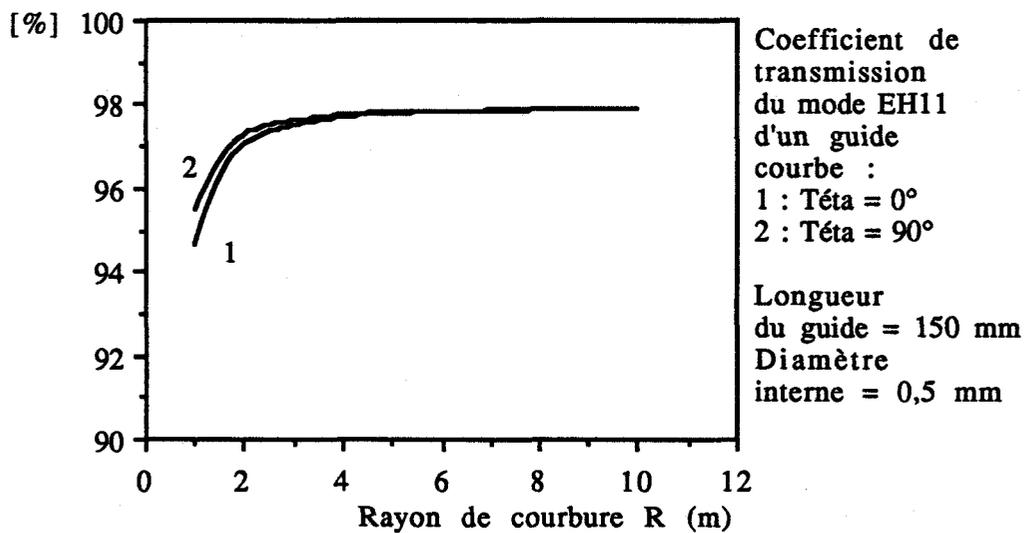


Figure I-10 : Transmission du mode EH₁₁ en fonction du rayon de courbure du guide en alumine dans le cas où l'angle entre la direction du champ électrique au centre du guide et le plan de courbure du guide est de 0° ou 90°.

La section du spot est imposée par l'application médicale. Lorsque l'effet recherché est la coupe, le spot doit mesurer environ 250 μm de diamètre. Lorsque l'effet est la volatilisation, le spot doit être assez large, de l'ordre de 1,5 à 2 mm. Nous savons que la taille du spot restituée sur la face de sortie du guide est sensiblement du même ordre de grandeur que celle du spot injecté à l'entrée s'il n'y a qu'un seul mode guidé (cas d'un guide rectiligne). S'il y a plusieurs modes excités à l'entrée du guide, il se produit alors une superposition cohérente des modes au niveau de la face de sortie du guide, ce qui peut donner un spot de diamètre sensiblement aussi large que le diamètre interne du guide. En tenant compte de l'étude du couplage et des applications recherchées, le diamètre du guide a été choisi. Pour la coupe, il mesure 0,5 mm ou 0,8 mm et pour la volatilisation, il mesure 2 mm.

Nous avons ensuite abordé le cas d'un guide courbe. En effet, l'instrument peut subir des contraintes au cours d'une opération et elles se traduisent par une légère courbure du guide d'onde. Les pertes supplémentaires apportées par cette courbure ont été explicitées. Dans le cadre de l'étude du guide courbe, il faut remettre en cause la base utilisée pour calculer la décomposition de l'onde TEM_{00} sur les modes guidés. En effet, il se produit du couplage de modes lorsque la courbure augmente et les modes EH_{1m} ne constituent plus une base correcte.

Nous tenterons, dans la mesure du possible, d'éviter de courber l'instrument, afin d'obtenir une meilleure transmission globale du guide.

Les rappels théoriques adaptés à notre problème, nous ont permis de fixer les paramètres libres de notre système, en fonction des paramètres déjà fixés. Ils ont également permis de prédire un ordre de grandeur des contributions des différents effets physiques intervenant dans le calcul des pertes de transmission globale des différentes sondes. La distance focale de la lentille a été fixée à 38 mm et l'entrée du tube a été placée à 38 mm de la lentille.

ANNEXE I-1

**RAPPELS SUR LES FIBRES OPTIQUES ET LES GUIDES D'ONDES
CREUX POUR TRANSMETTRE L'INFRAROUGE.**

Actuellement, plusieurs types de fibres sont capables de transmettre le rayonnement infrarouge à 10,6 μm . Cependant beaucoup de ces fibres restent encore au stade expérimental. Pour être utilisable en milieu médical, une fibre optique doit posséder quelques qualités.

- * Elle doit être souple pour prendre des courbures dont le rayon est de l'ordre de 10 cm.
- * Elle doit pouvoir supporter les efforts mécaniques dus à son utilisation (flexion et torsion).
- * Elle doit être fine ($\phi \leq 1 \text{ mm}$).
- * Les matériaux la constituant doivent être biocompatibles (non toxiques, non solubles dans l'eau) et stérilisables.

Les fibres infrarouges peuvent être classées en trois catégories : les fibres en verre non oxydées, les fibres cristallines et polycristallines, et les guides d'onde creux.

Détaillons les caractéristiques principales de ces fibres optiques.

- LES FIBRES EN VERRE NON OXYDEES

Quelques familles de fibres en verre non oxydées ont été étudiées pour la transmission infrarouge.

- Les fibres chalcogénures

Elles transmettent dans un domaine allant du visible à l'infrarouge ($\lambda_c = 11 \mu\text{m}$). Elles sont à base d'Arsenic ou de Germanium et de Sélénium [35]. Ces fibres ont un indice de réfraction élevé ($n=2,9$), [20] ce qui entraîne des pertes par réflexions sur les faces d'entrée et de sortie si ces faces ne sont pas traitées anti-reflets. De plus, ces fibres sont extrêmement toxiques, à cause de la présence d'Arsenic ou de Sélénium. Les puissances qu'elles peuvent transmettre ($\cong 1 \text{ Watt}$) limitent leur champ d'applications [20].

- Les fibres en verre fluorés (Zr, F_4)

Ces fibres ont une dureté élevée. Elles sont cassantes. Elles ont un indice de réfraction faible. Leur constitution est stable et elles peuvent supporter des rayons de courbure très petits (8 mm) [32]. Elles transmettent très bien l'infrarouge proche (jusqu'à $\lambda = 4 \mu\text{m}$), mais malheureusement elles sont en général très opaques à $10,6 \mu\text{m}$. De récents progrès montrent qu'il existe cependant quelques fibres en TeSeI qui transmettent le rayonnement infrarouge à $10,6 \mu\text{m}$ avec des pertes linéaires de l'ordre de 5 dB/m [34].

- LES FIBRES CRISTALLINES ET POLYCRISTALLINES

Beaucoup de cristaux sont transparents dans l'infrarouge mais peu sont capables de s'étirer en des formes longues, minces, et flexibles pour fabriquer des fibres optiques. Les meilleurs cristaux sont les halogénures. Les fibres en halogénure de Thallium : KRS-5 ($Tl_2 Br I$) ont été beaucoup étudiées [21, 23]. Elles constituent avec les halogénures d'Argent ($AgCl, AgBr$) [22, 25,33] de très bonnes fibres pour transmettre le rayonnement d'un laser à CO_2 .

Une fibre KRS-5 n'a que 0,2 dB/m de pertes de transmission pour un diamètre inférieur à 1 mm et peut transmettre des puissances de 100 Watts [21]. Malheureusement, elle est soluble dans l'eau et la présence du Thallium la rend toxique.

Les fibres en halogénures d'Argent ont de basses pertes ($\cong 1 \text{ dB/m}$). Elles ne sont pas toxiques mais elles sont solubles dans l'eau. Elles sont flexibles et supportent des rayons de courbure de 50 mm sans changement de leur taux de transmission ($\phi = 0,8 \text{ mm}$) [24]. Elles peuvent transmettre une puissance d'environ 20 Watts en régime continu. Leur inconvénient majeur est leur sensibilité au rayonnement ultra-violet et à la lumière bleue.

- LES GUIDES D'ONDE CREUX

Ils peuvent être répartis en deux classes : les guides flexibles et les guides rigides.

Ils sont constitués de matériaux diélectriques ou métalliques. Leur flexibilité est beaucoup plus faible que celle des fibres pleines

car leurs diamètres sont plus grands et que le module d'Young des matériaux utilisés est plus important.

- Les fibres creuses en verre (Ge O₂)

Ces fibres à base d'Oxyde de Germanium ont un indice de réfraction inférieur à 1 (pour $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$). Elles ne sont pas toxiques, ni solubles dans l'eau. Une fibre rectiligne de diamètre intérieur égal $\phi = 1 \text{ mm}$ a des pertes de transmission de l'ordre de 1,2 dB/m. Lorsqu'on provoque une flexion de 50 cm de rayon de courbure, alors les pertes passent à 4,2 dB/m. Ce cas nécessite que le plan de polarisation du faisceau laser soit perpendiculaire au plan de courbure de la fibre [11].

- Les guides métalliques

Ils ont été développés par E. Garmire [28] et par M. Miyagi [29]. Les premiers ont une section rectangulaire et sont en Aluminium, en Or ou en Acier. Leurs dimensions internes sont 0,5 mm * 10 mm. Ces guides peuvent transmettre des puissances de l'ordre du kilowatt. Leur taux de transmission est de l'ordre de 84 % en ligne droite et de 80 % pour une courbe à 90°, de rayon de courbure 20 cm. Leur répartition lumineuse en champ lointain est modifiée par la courbure. D'autre part, leur forme massive limite leur champ d'application dans le domaine médical [28].

Les seconds ont une section circulaire. Ils peuvent être en Aluminium ($\phi = 1,6 \text{ mm}$) ou en Nickel ($\phi = 1,5$ ou $1,6 \text{ mm}$). Leurs pertes en ligne droite varient de 2,26 à 2,85 dB/m et pour un tube en Nickel une courbure de 50 m de rayon augmente les pertes de transmission à 4 dB/m. Ces pertes trop importantes interdisent pour le moment leur utilisation dans le domaine médical.

- Les guides hybrides diélectriques et métalliques

V. Kubo [30] a développé des guides rectangulaires dont deux côtés opposés sont en Polymère ($\ell = 0,5 \text{ mm}$) et les deux autres sont en Aluminium ($\ell = 8 \text{ mm}$). Les guides peuvent transmettre des puissances de 25 à 30 Watts et ont des pertes de 0,75 dB/m en ligne

droite. Lorsque la courbure totale de 90° a pour rayon 10 mm, les pertes s'élèvent à 1,5 dB/m. Ces bons résultats ne sont obtenus que lorsque la courbure est faite dans la direction perpendiculaire à celle de la polarisation du laser à CO_2 (sinon les pertes augmentent). Cette condition est impossible à réaliser au cours d'une opération.

D'autres guides métalliques recouverts intérieurement par une fine couche de diélectrique sont apparus. Ils peuvent être de section carrée comme ceux de M.S. Baggish et Al [27] ou circulaire comme ceux de M. Miyagi [29] et N. Croitoru [31], ou ellipsoïdale comme ceux d'Harrington [36].

Ces guides sont souples, inertes et ils résistent aux efforts mécaniques. Les pertes en ligne droite sont assez faibles ($\cong 0,5$ dB/m pour un guide en Nickel recouvert par du Germanium puis de l'Aluminium) [29]. Lorsqu'ils subissent des courbures, les pertes sont inférieures à celles d'un guide purement métallique. Il subsiste cependant le problème de fixer la direction de la polarisation du laser par rapport à la courbure du guide ou inversement.

- Les guides diélectriques rigides

Ce sont ceux que nous avons choisi de développer. Les matériaux retenus pour cette application sont : le Saphir, le Nitrure de Bore, le Quartz, le Pyrex ou l'Alumine. Les tubes en Quartz et en Pyrex sont obtenus par étirement. Ils présentent des irrégularités notables sur le diamètre du tube et ne seront pas retenus pour les applications médicales. Le Nitrure de Bore polycristallin est un matériau trop fragile. Le Saphir et l'Alumine sont ceux qui se prêtent le mieux à notre travail. Un guide en Alumine peut transmettre 84 % de la puissance lorsqu'il possède un diamètre intérieur de 0,5 mm et mesure 210 mm de long. Le coût du matériau est faible (nettement plus faible que le Saphir, qui est la forme monocristalline de l'alumine), et la fabrication du guide est aisée. Ces guides quasiment rigides sont bien adaptés à nos applications médicales. Ils peuvent être légèrement courbés mais ils ne sont cependant pas assez flexibles pour être utilisés dans la plupart des autres domaines chirurgicaux.

Les tableaux A-I-1 et A-I-2 résument les principales caractéristiques des fibres et guides d'onde que nous venons d'exposer.

Tableau A-I-1

Principales caractéristiques des fibres optiques pleines ou creuses pour transmettre le rayonnement infrarouge à 10,6 μm .

Type	Nature	Toxicité	Solubilité dans l'eau [g/100g d'H ₂ O]	Puissance [Watts]	Pertes (fibre rectiligne) [dB/m]	Rayon de courbure mini et pertes [dB/m]	Réf
Fibres en verre non oxydées : Chalcogénures	AsSe	Forte	Nulle	1	9	8 mm -	18 35
	GeAsSeTe	Forte	Nulle	2	3,5	20 mm -	20
	GeSeTe/ GeAsSeTe	Forte	Nulle	2	1,7	25 mm -	20
	GeSe	Forte	Nulle	1	8	- -	19
	GeSbSe	Forte	Nulle	1	3	- -	19
Fibres Poly-cristallines	KRS-5 TlBrI	Forte	0,05	97	0,2	- -	21
	KRS-6	Forte	0,32	15	3,5	- -	23
	TlBr	Forte	0,048	-	0,4	- -	21
	KCl	Nulle	34,3	30	4,2	- -	21
	AgCl	Nulle	3 10^{-5}	20	1	5 cm -	22
Fibres cristallines	AgClBr	Nulle	Nulle	50	0,15	- -	26 33
	AgBr	Nulle	10^{-3}	10	1	5 cm -	25
	NaCl	Nulle	35,8	30	2,65	- -	23
Fibres creuses	En verre GeO ₂	Nulle	Nulle	4	1,2	50 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 4,2 dB/m	11

TABLEAU A-I-2

Principales caractéristiques des guides d'onde pour transmettre le rayonnement infrarouge à 10,6 μm .

Toxicité : nulle. Solubilité dans l'eau: nulle.

Nature	Dimensions: Longueur:L Section	Puissance [Watts]	Pertes (guide rectiligne)	Rayon de courbure mini et pertes	Réf
Tubes rectangulaires métalliques Acier(ext) + Or(int)	L= 1 m 0,5 * 10 mm	960	0,75 dB/m	courbure à 90°, R=20 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 1 dB/m	28
Fibre circulaire métallique flexible (Ni)	Guide rectiligne : L = 1,02 m $\phi_{\text{int}}=1,5$ mm Guide courbe : L _{rect} =0,22 m+ L _{courbe} =0,8 m	qq centaines	2,85 dB/m	50 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 4,5 dB/m	29
Tubes rectangulaires à parois métalliques et diélectriques Al+polymère	L= 1 m section = 0,5 * 8 mm	25	0,75 dB/m	courbure à 90°, R=10 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 1,5 dB/m	30
Tubes circulaires en plastique avec à l'intérieur du métal puis du diélectrique	L = 0,5 m $\phi_{\text{int}} = 1,9$ mm	30	1,4 dB/m	50 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 2,21 dB/m	31
Tubes circulaires à parois métalliques recouvertes à l'intérieur de diélectrique Al/Si Ni/Ge	Guide rectiligne : L = 1 m $\phi_{\text{int}}=1,5$ mm Guide courbe : L _{rect} =0,2 m+ L _{courbe} =0,8 m	qq centaines	0,65 dB/m 0,34 dB/m	50 cm (plan de polarisation \perp au plan de courbure) 2,25 dB/m 2,3 dB/m	14 36
Tubes rectangulaires à parois métalliques recouvertes à l'intérieur de diélectrique	L = 0,75 m Section externe : $\phi_{\text{ext}} = 1,5$ mm Section interne : 0,5*0,5 mm	15	1	Courbure à 90°	27
Tubes diélectriques	L=1 m $\phi = 2$ mm	30	0,69	-	17

**RAPPELS DES EQUATIONS CARACTERISTIQUES DE LA
PROPAGATION D'UNE ONDE GAUSSIENNE.**

Les paramètres W_x , R_x et q_x (resp W_y , R_y , q_y) d'un faisceau Gaussien, sont reliés entre eux par l'expression (A1) (resp. (A2)) [1].

$$\frac{1}{q_x} = \frac{1}{R_x} - j \frac{\lambda}{\pi W_x^2} \quad (A1)$$

$$\frac{1}{q_y} = \frac{1}{R_y} - j \frac{\lambda}{\pi W_y^2} \quad (A2)$$

Dans (A1),

- q_x représente le paramètre complexe dans la direction \vec{O}_x .
- R_x représente le rayon de courbure du front d'onde dans la direction \vec{O}_x .
- W_x représente le rayon du faisceau Gaussien à 1/e en champ suivant la direction \vec{O}_x .

Dans (A2), les paramètres sont indiqués suivant la direction \vec{O}_y .

On suppose que le front d'onde est plan au niveau du miroir de sortie de la cavité laser, et que la faisceau émis est Gaussien. Lorsque le faisceau Gaussien a parcouru une distance z depuis ce miroir, les paramètres W_x et R_x suivant \vec{O}_x ont évolué. Il est possible de les calculer par les expressions (A3) et (A4) :

$$W_x(z) = W_{ox} \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{ox}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A3)$$

$$R_x(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_{ox}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (A4)$$

Dans ces expressions λ représente la longueur d'onde et W_{ox} : le rayon minimal du faisceau Gaussien à 1/e en champ suivant O_x , localisé sur le miroir de sortie de la cavité laser.

Les expressions (A3) et (A4) peuvent servir à calculer les paramètres $W_y(z)$ et $R_y(z)$ en remplaçant W_{0x} par W_{0y} .

Lorsque le faisceau Gaussien de géométrie rectangulaire traverse une lentille mince convergente de distance focale F , la valeur de W_{1x} rayon minimum du faisceau à $1/e$ en champ suivant \vec{O}_x après la lentille peut se calculer par (A5).

$$W_{1x} = W_{0x} \left[\left(1 - \frac{d_0}{F} \right)^2 + \left(\frac{\pi W_{0x}^2}{\lambda F} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (A5)$$

Pour obtenir le paramètre W_{1y} , il suffit de remplacer W_{0x} par W_{0y} . Dans cette expression, d_0 représente la distance entre la sortie de la cavité laser et la lentille mince, λ la longueur d'onde et W_{0x} le rayon minimum à $1/e$ en champ localisé sur le miroir de sortie de la cavité laser.

Nous définissons par d_{1x} (resp d_{1y}) la distance séparant la lentille, du rayon minimal W_{1x} (resp W_{1y}) dans la direction \vec{O}_x (resp. \vec{O}_y) . L'expression de d_{1x} est donné par (A6).

$$d_{1x} = F - \frac{F - d_0}{\left(1 - \frac{d_0}{F} \right)^2 + \left(\frac{\pi W_{0x}^2}{\lambda F} \right)^2} \quad (A6)$$

COMPOSANTES DES CHAMPS DE TYPE TE, TM ET EH D'UN GUIDE D'ONDE.

1. Modes transverses électriques circulaires : TE_{0m} (n = 0)

$$\left. \begin{aligned}
 E_{\theta 0m}^i &= J_1(k_1 r) \\
 H_{r 0m}^i &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_1 r) \\
 H_{z 0m}^i &= -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{U_{0m}}{ka} J_0(k_1 r)
 \end{aligned} \right\} \exp i(\gamma z - \omega t)$$

$$\left. \begin{aligned}
 E_{\theta 0m}^e &= -1 \\
 H_{r 0m}^e &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \\
 H_{z 0m}^e &= -i \sqrt{v^2 - 1} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}
 \end{aligned} \right\} i \frac{u_{0m}}{k \sqrt{ar(v^2 - 1)}} J_0(u_{0m}) \cdot \exp i[k_e(r-a) + \gamma z - \omega t]$$

(B1)

2. Modes transverses magnétiques circulaires : TM_{0m} : (n = 0)

$$\left. \begin{aligned}
 E_{r 0m}^i &= J_1(k_1 r) \\
 E_{z 0m}^i &= i \frac{u_{0m}}{ka} J_0(k_1 r) \\
 H_{\theta 0m}^i &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_1 r)
 \end{aligned} \right\} \exp i(\gamma z - \omega t)$$

$$\left. \begin{aligned}
 E_{r 0m}^e &= -\frac{1}{v^2} \\
 E_{z 0m}^e &= \sqrt{v^2 - 1} \\
 H_{\theta 0m}^e &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}
 \end{aligned} \right\} i \frac{u_{0m} J_0(u_{0m})}{k \sqrt{ar(v^2 - 1)}} \exp i[k_0(r-a) + \gamma z - \omega t]$$

(B2)

3. Modes hybrides : EH_{nm} (n ≠ 0)

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta nm}^i &= \left[J_{n-1}(k_i r) + \frac{i u_{nm}^2}{2 n k a} \sqrt{v^2 - 1} J_n'(k_i r) \right] \cos n(\theta + \theta_0) \\ E_{r nm}^i &= \left[J_{n-1}(k_i r) + \frac{i u_{nm}}{2 k r} \sqrt{v^2 - 1} J_n(k_i r) \right] \sin n(\theta + \theta_0) \\ E_{z nm}^i &= -i \frac{u_{nm}}{k a} J_n(k_i r) \sin n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \right\} \exp i(\gamma z - \omega t)$$

$$H_{\theta nm}^i = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{r nm}^i$$

$$H_{r nm}^i = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\theta nm}^i$$

$$H_{z nm}^i = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{z nm}^i \operatorname{ctn} n(\theta + \theta_0)$$

(B3)

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta nm}^e &= \cos n(\theta + \theta_0) \\ E_{r nm}^e &= \sin n(\theta + \theta_0) \\ E_{z nm}^e &= -\sqrt{v^2 - 1} \sin n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &i \frac{u_{nm}}{k \sqrt{a r} (v^2 - 1)} J_n(u_{nm}) \\ &\exp i[k_e (r - a) + \gamma z - \omega t] \end{aligned}$$

$$H_{\theta nm}^e = v^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{r nm}^e$$

$$H_{r nm}^e = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\theta nm}^e$$

$$H_{z nm}^e = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{z nm}^e \operatorname{ctn} n(\theta + \theta_0)$$

CHAPITRE II :
CONCEPTION ET REALISATION DES
SONDES ENDOCHIRURGICALES.

INTRODUCTION

Les sondes que nous avons conçues sont destinées à une utilisation chirurgicale. L'effet de coupe ou de volatilisation recherché, est facilement atteint par le rayonnement d'un laser à CO₂. En effet, l'eau a la particularité de présenter une très forte absorption à la longueur d'onde d'émission du laser ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$). Les tissus humains étant très riches en eau, l'énergie du faisceau va être quasi-immédiatement transformée en énergie calorique. La conséquence de cette forte absorption est la faible pénétration du faisceau dans les tissus. Cet avantage est considérable en chirurgie. Cela permet d'opérer sans aucun danger pour les structures avoisinantes, même sous jacentes [37].

Les fibres optiques et les guides d'onde flexibles n'étant pas suffisamment fiables pour être utilisés en milieu médical, nous avons choisi d'utiliser des guides d'onde diélectriques rigides en alumine. Nos applications se situent dans le genou et dans le ventre. Les zones à opérer peuvent être atteintes en ligne droite et dans ce cas, un guide rigide diélectrique a de faibles pertes (0,69 dB/m) [17]. Lorsqu'il subit une courbure de rayon égal à 3 mètres, les pertes restent acceptables ($\cong 2,4 \text{ dB/m}$).

Le cahier des charges des instruments est détaillé dans la première partie de ce chapitre. Il a été établi en tenant compte des règles d'ingénierie relatives à la réalisation de tout instrument de chirurgie. Il tient compte également des contraintes liées au domaine d'application et à la technique opératoire.

Nous avons choisi de développer des instruments d'arthrochirurgie laser du genou et de coëliochirurgie laser. Ces techniques doivent permettre de réduire le temps d'hospitalisation au minimum (2 jours s'il n'y a aucune complication). Elles se rapprochent par bien des aspects (accès en ligne droite, l'effet recherché est la coupe ou la volatilisation). L'arthrochirurgie laser est cependant une technique toute nouvelle. Très peu de médecins se sont intéressés à ce sujet [38, 39, 40] et la technique est encore au stade expérimental. La coëliochirurgie laser est par contre une pratique journalière en hôpital.

Dans le domaine de la rhumatologie, la technique endoscopique traditionnelle (sans laser) est bien maîtrisée. Le rayonnement laser

peut compléter la gamme des outils qui existent déjà. Il permet d'obtenir un geste plus précis dans certains traitements difficiles à réaliser autrement.

Dans le domaine de la gynécologie, nos objectifs sont différents. Des instruments laser relativement gros existent déjà ($\phi_{\text{ext}} \cong 10$ à 11 mm). Les chirurgiens souhaitent disposer d'outils plus fins ($\phi_{\text{ext}} \cong 4$ mm). Nous en avons donc conçus de nouveaux, en changeant le mode de propagation de l'onde. Dans la première génération d'instruments, l'onde laser se propageait librement. Elle est guidée dans celle que nous avons mis au point. Ce principe permet de réduire considérablement le diamètre des outils.

Dans la suite du chapitre, nous expliquons pourquoi nous avons choisi de n'utiliser qu'une lentille pour permettre le couplage de l'onde laser sur les modes du guide diélectrique. De plus, cette lentille est la même pour tous les guides, quel que soit leur diamètre.

Nous décrivons les améliorations successives des instruments. Nous donnons les fonctions des différentes pièces constituant une sonde laser. Nous terminons par une partie plus technique concernant la préparation et l'assemblage des pièces les unes aux autres.

I - ETABLISSEMENT DU CAHIER DES CHARGES

Les instruments qu'il faut concevoir doivent répondre à un certain nombre de contraintes inhérentes aux domaines d'utilisation. Les cahiers des charges d'un arthroscopie ou d'un coélioscope présentent de nombreux points communs. Il s'agit dans les deux cas, d'instruments endoscopiques et les problèmes rencontrés sont du même type.

I-1 - Règles d'ingénierie relatives à la réalisation de tout instrument de chirurgie

Ces règles sont de deux types : médicales et économiques. Les premières sont impératives, les secondes sont nécessaires.

* Les matériaux utilisés pour la réalisation de l'instrument doivent être biocompatibles.

* L'instrument doit pouvoir être stérilisé.

- * Il doit pouvoir être nettoyé, ou à défaut être à usage unique.
- * Son introduction dans l'organisme doit être la moins traumatisante possible.
- * L'utilisation de l'instrument doit être facile pour des personnes non spécialement formées aux domaines et méthodes de l'optique infrarouge.
- * Le coût ultérieur de l'instrument doit être pris en compte dans le cadre d'un compromis du type "rapport qualité/prix".

I-2 - Aspects de la conception liés à la technique opératoire

La conception de l'instrument tient compte de quelques contraintes liées à la technique opératoire endoscopique. L'utilisation du laser en apporte quelques unes supplémentaires.

- * L'introduction des instruments peut se faire par trois voies d'accès différentes. Cela permet de séparer les fonctions à réaliser (observation, soufflage, nettoyage, transmission du faisceau laser) et de simplifier la conception de l'instrument. S'il n'y avait qu'une entrée, il faudrait regrouper ces fonctions et cela augmenterait la complexité du matériel.
- * Les opérations doivent être pratiquées en milieu gazeux. Dans la technique traditionnelle, sans laser, l'opération se fait en milieu aqueux. Cependant, l'onde laser infrarouge est absorbée par l'eau et le traitement n'est pas possible dans ces conditions. Le gaz retenu est le CO₂. Il est biologiquement inoffensif et son coefficient de diffusion important limite les emphysèmes sous cutanés et le risque d'embolie gazeuse [41]. Il devra en outre être stérile.
- * La pression du gaz dans la cavité opératoire doit être suffisante pour permettre l'observation et le passage des instruments. Elle doit rester dans des normes imposées par le chirurgien. L'instrument doit permettre d'injecter du CO₂ dans la cavité.
- * Une optique de visualisation doit permettre de suivre la progression de l'instrument et d'observer l'effet du tir laser sur les tissus. Cette optique déjà existante et commercialisée, doit être reliée à un écran vidéo pour permettre un confort

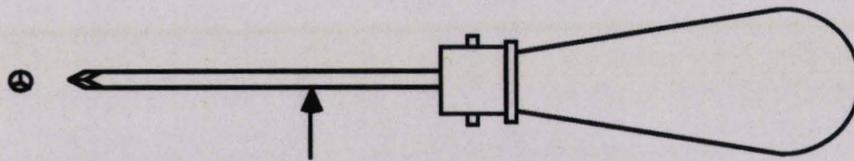
du geste opératoire pour le chirurgien. Elle peut être indépendante de l'instrument car il y a plusieurs voies d'accès dans la cavité.

- * Au cours de l'intervention, les fumées produites par les tirs laser doivent être évacuées vers l'extérieur régulièrement, ainsi que les fragments carbonés. Cette opération peut se faire indépendamment de l'instrument.

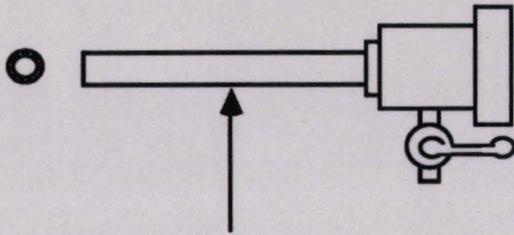
I-3 - Paramètres caractéristiques recommandés pour les instruments

Les dimensions de certaines parties de l'instrument sont imposées par la technique endoscopique.

- * Les instruments doivent être adaptés au laser à CO₂ guide d'onde, mis au point au laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université de Lille, par le professeur J. LEMAIRE : "L'Optro 20".
- * Ils doivent comporter une partie appelée trocart (voir figure II-1) qui sert de chemise aux sondes. Dans ce trocart, un mandrin (tige pointue ou "mousse" à son extrémité distale) peut être introduit. Ainsi muni du mandrin, le trocart est aisément mis en place dans le corps. Il traverse les couches externes entourant les zones à traiter. Ce trocart reste en place durant l'intervention et les instruments laser sont alors introduits à l'intérieur à la place du mandrin.
- * La forme du trocart ne doit être ni anguleuse, ni rugueuse pour ne pas traumatiser les tissus traversés.
- * Le diamètre de la partie du trocart introduite dans le corps, ne doit pas dépasser 4,5 mm. Elle doit mesurer environ 130 mm de long pour l'arthroscope et environ 200 mm de long pour le coélioscope.
- * La distance entre le miroir de couplage en sortie du laser à CO₂ et l'entrée du guide d'onde doit être minimisée pour limiter l'encombrement.



Mandrin pointu à son extrémité



Trocart avec robinet d'évacuation

Figure II-1 : Instruments d'endoscopie traditionnels permettant l'introduction des outils dans le corps.



Figure II-2 : Première maquette d'étude comportant trois parties : A (enveloppe en ertalite), B (support de lentille), C (guide d'onde).

- * L'instrument doit permettre une action de volatilisation (spot large en sortie du guide $\phi \geq 1$ mm). Pour le coëlioscope, il doit comporter une pièce permettant d'obtenir un effet de coupe (spot fin, $\phi \leq 300$ μ m).
- * L'instrument doit pouvoir transmettre une puissance allant de 2 à 10 Watts en émission continue, ou en émission impulsionnelle.

II - CONCEPTION ET FONCTION DES ELEMENTS CONSTITUANT CHAQUE INSTRUMENT.

II-1 - Maquettes d'étude n°1



CONCLUSION

En collaboration avec le corps médical, le cahier des charges a été établi pour chaque instrument à concevoir, tant dans le domaine de l'arthrochirurgie du genou que dans celui de la coëliochirurgie.

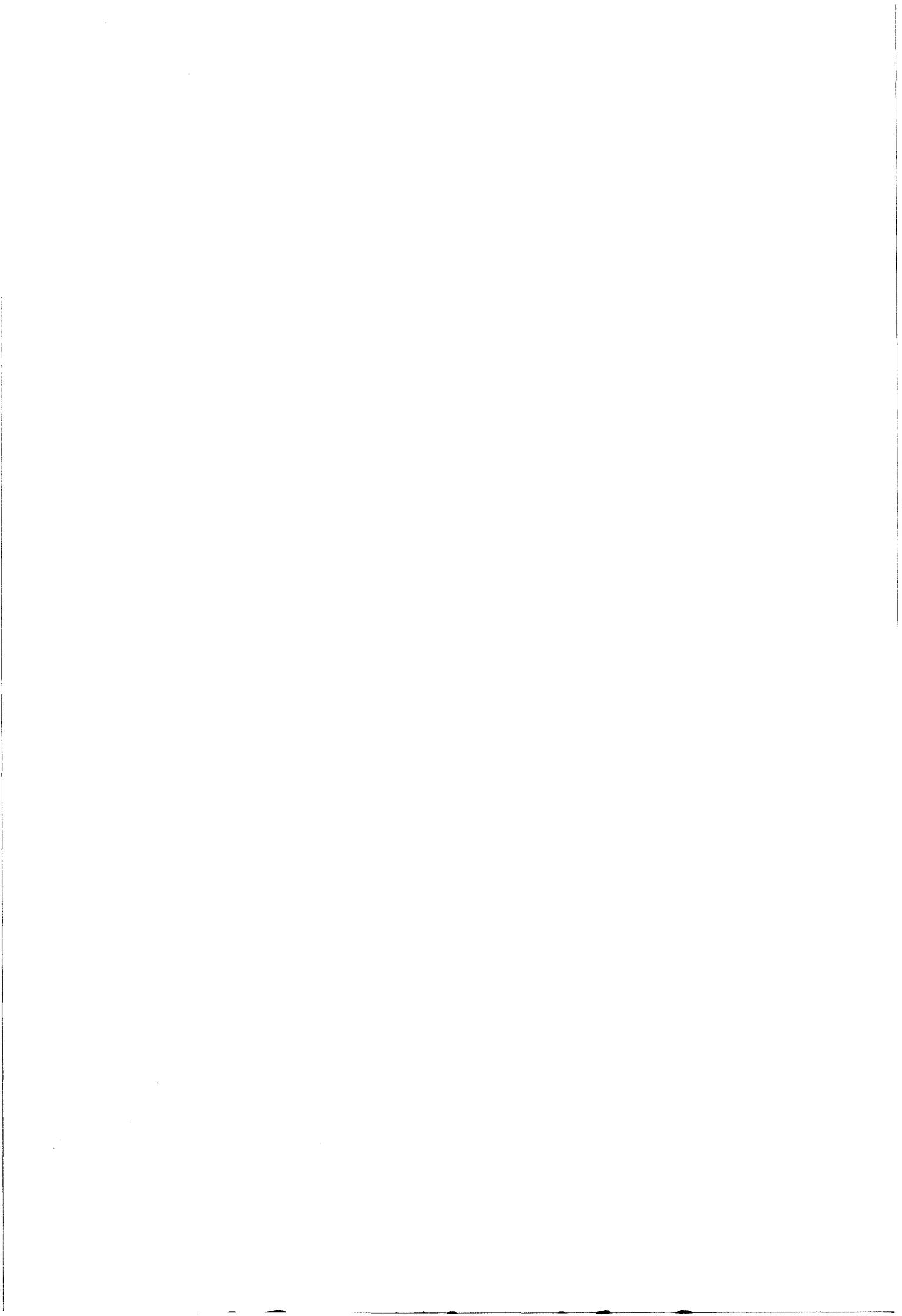
Pour le moment, les fibres optiques transmettant l'infrarouge à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ne sont pas compatibles avec nos utilisations médicales. De ce fait, nous avons opté pour un guide d'onde rigide creux en alumine, pour transmettre l'onde laser de la source jusqu'à la zone à opérer.

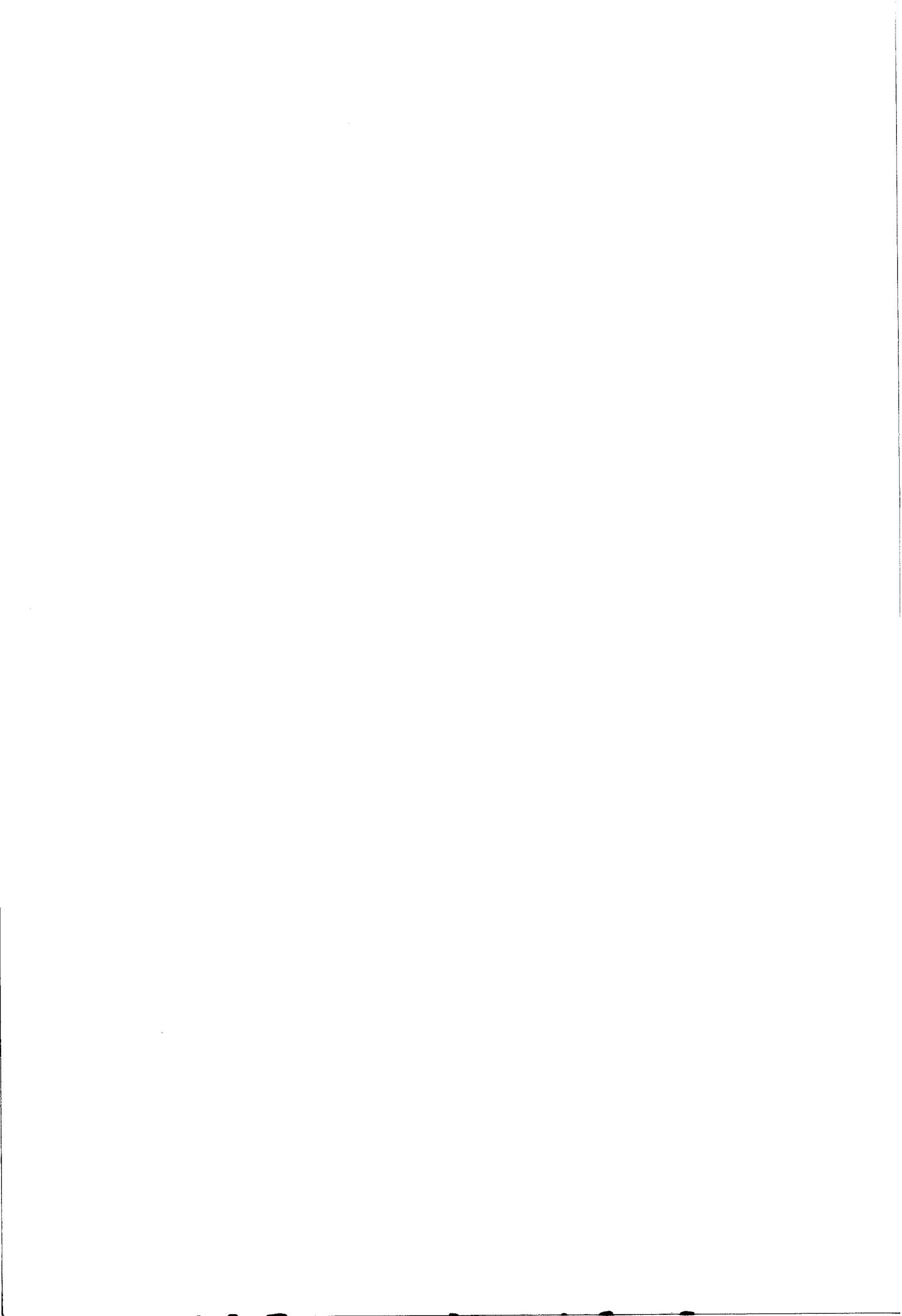
Nous avons conçu une première maquette d'étude pour tester cette méthode de transmission du rayonnement laser. La validité de la solution retenue a été démontrée lors d'expérimentations animales in vivo. Cette étape a permis également de faire des choix, tels que la détermination des épaisseurs de tubes et l'utilisation d'une seule et unique lentille de couplage. Cependant, elle a mis en évidence des problèmes techniques de centrage et d'alignement. Ces difficultés découlent des liaisons multiples de la structure de l'instrument. L'inexistence de trocart et de mandrin pose des problèmes d'introduction de la sonde dans le corps. Cette situation provoque également des fuites de gaz en cours d'opération.

Des solutions ont été apportées à ces problèmes. Une troisième maquette d'étude a alors été développée. Elle comporte toutes les pièces demandées par le cahier des charges. Sa structure est compatible avec une utilisation médicale. L'alignement et le centrage des pièces sont basés sur les tolérances d'usinage.

L'ensemble de nos améliorations a permis d'obtenir un instrument fiable. Il est biocompatible, stérilisable, nettoyable, insoluble dans l'eau. Il peut transmettre une puissance de 10 Watts en régime continu ou en régime pulsé. Un effet de coupe ou de volatilisation peut être obtenu sur les tissus. L'aspect économique n'a pas été abordé. A ce titre, les derniers instruments mis au point sont encore des maquettes et non des prototypes. Cependant, compte tenu des options prises pour leur conception, leur prix de revient devrait être compétitif pour ce type d'instrument.







-216-

CHAPITRE III :
DETERMINATION EXPERIMENTALE DE
QUELQUES PROPRIETES DES SONDES
ENDOCHIRURGICALES

INTRODUCTION

L'étude théorique nous a permis d'étudier le concept de guidage de l'onde laser. Nous avons pu ainsi en déduire les positions relatives de la lentille et des guides qui minimisent les pertes de couplage et de transmission. A la suite de cette étude nous avons conçu et réalisé des maquettes endochirurgicales.

Nous déterminons dans ce chapitre, quelques unes de leurs propriétés par des mesures expérimentales. Ces mesures nous permettent de vérifier certaines hypothèses introduites explicitement ou implicitement dans les calculs d'estimations théoriques des pertes. Par exemple, les états de surfaces intérieurs des guides ne sont pas spécifiés par le fabricant et ils sont difficiles à modéliser. La rectitude du guide après son assemblage n'est également pas facile à prendre en compte théoriquement. L'étude expérimentale permet de plus de vérifier sur une maquette "grandeur nature" du bien fondé des options prises au niveau de la conception (validation du choix des assemblages et des montages, positionnement de la lentille, tolérance sur la distance focale...).

La première partie de ce chapitre est donc consacrée à l'étude expérimentale de la transmission par guidage et de la transmission globale des guides. Une comparaison est ensuite faite avec les valeurs théoriques obtenus à partir des équations du chapitre I. Cette étude permet la validation de la méthode de transmission choisie.

Nous avons ensuite estimé la divergence du faisceau à la sortie du guide car le diamètre du spot après la sortie du guide détermine l'application médicale.

L'aspect "sécurité de l'instrument" a ensuite été abordé par l'étude expérimentale de l'échauffement de l'extérieur du trocart lors de l'utilisation des guides dans l'air. En effet, il est nécessaire d'estimer la température atteinte par l'enveloppe externe (trocart) de l'instrument, pour vérifier que son utilisation ne risque pas de provoquer des brûlures des tissus qu'il traverse.

Nous avons ensuite étudié les pertes de puissance par courbure du guide d'onde. Ces courbures peuvent se produire au cours de l'utilisation de l'instrument même si elles doivent être limitées voire évitées.

La dernière étude est relative à l'influence des tolérances de fabrication sur les propriétés physiques des guides. Pour déterminer ces tolérances, nous avons étudié la transmission en puissance des guides en fonction du couplage du faisceau laser à l'entrée du guide. Nous avons comparé les résultats expérimentaux aux valeurs théoriques calculées à partir du modèle du chapitre I. Nous avons ensuite évalué les pertes de transmission en puissance des guides en fonction des désalignements successifs et indépendants, de la lentille et du guide. Nous en avons déduit une estimation des tolérances de fabrication et d'assemblage des instruments.

I - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA TRANSMISSION DES GUIDES

Cette première étude nous permet de comparer les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs déduites de l'étude théorique du chapitre I.

I-1 - Montage expérimental

Le matériel utilisé pour cette étude, se compose d'un laser à CO₂ guide d'onde, d'une lentille de couplage et de tubes en alumine. L'alignement du montage est fait dans le visible à l'aide d'un laser Hélium-Néon (He-Ne) muni d'un télescope. La figure III-1 représente le schéma de principe du montage. Les degrés de liberté de chaque élément sont indiqués dans le tableau III-1. Leurs caractéristiques principales et leurs dimensions y sont également reportées. La lentille utilisée est celle qui a été retenue lors de la conception de l'instrument. Sa distance focale est de 38 mm. Cette lentille est placée de telle sorte que le diamètre du faisceau à l'entrée du guide soit égal à W_x et $W_y \cong 0,64 * a$ (a est le rayon du guide). Cette position correspond à l'optimum de couplage. De plus, il est souhaitable qu'à ce niveau l'onde soit plane.

Les mesures des puissances sont faites à deux niveaux. D'une part, en sortie du laser à CO₂, d'autre part en sortie du guide d'onde. Elles sont difficiles à réaliser avec précision. La puissance émise par le laser doit être très stable pendant la durée des mesures. De plus il faut prendre garde aux rayonnements thermiques parasites qui peuvent perturber les mesures. Il faut donc contrôler l'environnement

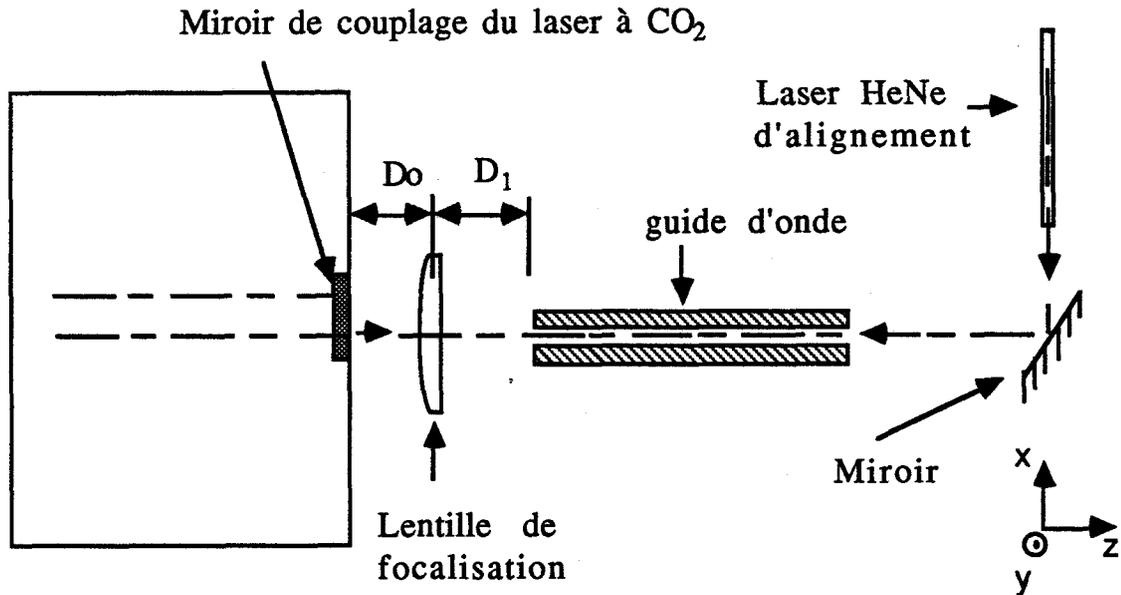


Figure III-1 : Représentation schématique du montage expérimental. Le laser est fixe, la lentille peut être déplacée selon les directions x, y, z et le réglage de l'entrée du guide d'onde possède cinq degrés de liberté (x, y, z, Θ_x , Θ_y).

TABLEAU III-1
Caractéristiques principales et degrés de liberté des éléments constituant le montage de la figure III-1.

Élément	Structure	Dimensions	Degrés de liberté
Laser à CO ₂ guide d'onde	Symétrie Rectangulaire	Rayon du faisceau sur la lame de couplage dans la direction Ox : $W_{Ox}=0,96$ mm Oy : $W_{Oy}=0,74$ mm	Aucun Le laser est fixe
Lentille de focalisation en ZnSe	- Plan Convexe - Traitée anti- reflets pour $\lambda=10,6$ μ m	Diamètre : 6 mm Epaisseur : 2 mm Focale : 38 mm	3 degrés de position : x, y, z
Guide d'onde	Tube creux en alumine recouvert d'un tube en inox Alumine pure à 99,7 %	Diamètres [mm] interne $\left \begin{array}{ccc} 0,5 & 0,8 & 2 \end{array} \right $ externe $\left \begin{array}{ccc} 3,5 & 3,5 & 3,5 \end{array} \right $ Longueur:210 mm	3 degrés de position : x, y, z + 2 degrés de rotation : Θ_x , Θ_y sur l'entrée du tube

d'autant plus que les puissances mesurées sont faibles. Nous ne maîtrisons pas complètement ces situations aussi nous avons procédé de la façon suivante.

Le laser est stable lorsqu'il émet depuis quelques secondes voire quelques minutes en continu. Nous alignons alors le montage puis, sans éteindre le laser entre les deux opérations, nous mesurons les puissances. Nous utilisons un mesureur de puissance de marque "OPHIR" ayant des calibres compris entre 0,1 et 30 Watts. Il n'y a pas la place pour le détecteur directement à la sortie du laser à CO₂. Nous plaçons alors un miroir entre le laser et la lentille. Le faisceau est renvoyé à angle droit vers le détecteur. Le miroir induit une perte de puissance de 2%. Les pertes de transmission de la lentille valent 1,5%. Nous pouvons alors déduire la puissance à l'entrée du tube diélectrique.

Pour mesurer la puissance en sortie de guide, nous retirons le miroir de renvoi et nous plaçons le mesureur de puissance en face du faisceau, à quelques centimètres après l'extrémité du guide.

I-2 - Etude de la transmission en puissance des guides d'onde

Dans cette étude, nous avons cherché à comparer les valeurs des transmissions globales expérimentales et théoriques. Comme nous l'avons fait dans le chapitre I, nous avons appelé transmission globale en puissance, la valeur tenant compte des pertes par guidage et des pertes par couplage. Nous l'exprimons comme le rapport de la puissance en sortie de guide sur la puissance en entrée de guide.

Les valeurs expérimentales et théoriques (calculées à l'aide du modèle du chapitre I) des transmissions globales pour les guides de diamètres internes respectifs de 0,5 mm ; 0,8 mm et 2 mm et de longueur 210 mm, sont regroupées dans le tableau III-1 bis.

Les transmissions globales que nous avons obtenues expérimentalement sont en bon accord avec celles que nous attendions à la suite de l'étude théorique. Les écarts de ($\approx 10\%$) entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques sont facilement justifiés si l'on se rappelle que le modèle théorique considère le guide comme parfaitement rectiligne, avec une propreté et des états de

surfaces idéaux, alors que les guides utilisés sont des tubes commerciaux fabriqués en grande série.

TABLEAU III-1 BIS :

Valeurs des transmissions globales expérimentales et théoriques (calculées à partir du modèle du chapitre I) pour des guides de longueur 210 mm et de diamètres 0,5 mm ; 0,8 mm ou 2 mm.

Diamètre	0,5 mm	0,8 mm	2 mm
Transmission globale expérimentale [%]	84	83	89
Transmission globale théorique [%]	94,5	96,6	98,5

Nous avons ensuite cherché quelles étaient les contributions relatives des pertes par couplage et des pertes par guidage dans le taux de transmission globale en puissance des guides d'onde utilisés.

Expérimentalement, il est impossible d'isoler individuellement les pertes par couplage des pertes par guidage. Nous avons donc recouru à un modèle semi-expérimental et semi-théorique. Afin de simplifier l'étude, nous avons choisi de nous placer dans deux cas extrêmes :

i - L'excitation est réalisée préférentiellement sur le mode EH_{11} . C'est le cas des guides de faibles diamètres. Nous avons alors négligé la contribution des autres modes et nous avons considéré que la transmission globale mesurée $T(L)$ pour un guide de longueur L , pouvait s'écrire sous la forme de l'équation (31).

$$T(L) = C_1 e^{-2 \alpha_{11} L} \quad (31)$$

Dans (31), α_{11} représente le coefficient d'atténuation linéique en amplitude du mode EH_{11} et C_1 le taux de couplage sur le mode EH_{11} .

ii - Le diamètre est grand ($\cong 2$ mm) et il y a peu de différence entre les pertes subies par les différents modes de propagation du guide (pertes par guidage). Nous avons alors considéré que tous les coefficients d'atténuation linéiques ont le même ordre de grandeur α_{moy} et que la contribution de tous les modes donne un taux de couplage maximum de 100 %. Nous pouvons alors écrire la valeur de la transmission globale mesurée $T(L)$ sous la forme (32) pour un guide de longueur L .

$$T(L) = \left(\sum_m C_m \right) e^{-2 \alpha_{\text{moy}} L} \quad (32)$$

Dans (32), α_{moy} représente le coefficient d'atténuation linéique moyen en amplitude des modes du guide et $\left(\sum_m C_m \right)$ le taux de couplage sur l'ensemble des modes du guide ($\cong 100$ %).

Dans le cas i : la valeur de la transmission globale $T(L)$ a été mesurée expérimentalement pour deux longueurs différentes de guide. A partir de ces deux informations, il est possible de déterminer les deux inconnues C_1 et α_{11} de la relation (31). Cette méthode de détermination, basée sur la mesure des pertes de transmission pour deux longueurs différentes est couramment utilisée pour les études de fibres optiques ("Cut back method"). Elle suppose bien sûr que l'atténuation linéique moyenne α_{11} a la même valeur pour les deux longueurs. Les positions de l'entrée du guide (D1) et de la lentille (D0) ont été gardées constantes tout au long de cette étude. La valeur de C_1 est fixée dans ces conditions quelle que soit la longueur du guide. Les valeurs de D0 et de D1 sont respectivement égales à 34 mm et 38 mm.

Le tableau III-2 regroupe les valeurs de $T(L)$ mesurées puis les valeurs de C_1 et $e^{-\alpha_{11}L}$ obtenues ensuite à partir de (31), pour chaque longueur de guide et chaque diamètre. Afin de pouvoir comparer les valeurs expérimentales aux valeurs théoriques obtenues à l'aide des équations du chapitre I (reportées dans le tableau III-3), nous avons recalculé les valeurs de $T(L)$, de C_1 et de $e^{-\alpha_{11}L}$ pour une longueur de 210 mm (longueur des guides de coëliochirurgie) à partir des résultats expérimentaux et de l'équation (31) et nous les avons reportées dans le tableau III-2. Les valeurs théoriques calculées tiennent compte du seul mode EH_{11} puis des quatre premiers modes EH_{1m} .

TABLEAU III-2

Mesures expérimentales des transmissions globales pour deux longueurs de guide (pour chaque diamètre). Résultats semi-expérimentaux :

- *déduits des mesures et de la relation (31).

ou

- ** déduits des mesures et de la relation (32).

Diamètre intérieur du guide en alumine [mm]	0,5			0,8			2			
	Longueur du guide [mm]	186	400	210	103	220	210	111	400	210
Transmission globale : T(L) [%]	85±1,5	75±4	* 84	86±3	82±3	* 83	94±2	81±2	* 89,2	** 89,2
Taux de couplage [%]	* 95			* 90			* 99,5			** 1
Taux de transmission par guidage [%]	* 89	* 79	* 88	* 95,5	* 91	* 92	* 94,5	* 81,5	* 89,7	** 89,2

TABLEAU III-3

Valeurs théoriques calculées à partir de (25) des taux, de transmission globale, de couplage, de transmission par guidage sur un ou plusieurs modes guidés.

Distances : - entre le miroir de couplage du laser à CO₂ et le centre optique de la lentille : D₀ = 34 mm.
- entre le centre optique de la lentille et l'entrée du tube en alumine : D₁ = 38 mm.

Longueur du guide : 210 mm., longueur d'onde : $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, indice de réfraction : $\hat{\nu} = 0,65 - j 0,035$, distance focale de la lentille : 38 mm, rayons du faisceau à la sortie du miroir de couplage du laser : dans la direction O_x (resp O_y): W_{ox} = 0,96 mm, (resp W_{oy} = 0,74 mm.).

Diamètre interne du guide [mm].	0,5	0,8	2	
Transmission globale sur le mode EH ₁₁ : T(L) [%]	93,0	69,3	15,9	
Taux de couplage sur le mode EH ₁₁ : C ₁ [%]	95,8	69,7	16	
Taux de transmission par guidage sur le mode EH ₁₁ T ₁₁ = e ^{-2 α₁₁L} [%]	97,1	99,3	99,9	
Transmission globale tenant compte des quatre (ou neuf*) premiers modes EH _{1m} [%]	94,5	96,6	86,3	(*98,5)
Taux de couplage sur les quatre (ou neuf*) premiers modes EH _{1m} [%]	97,6	98,3	86,7	(*99,2)
Taux de transmission par guidage : T _{1n} = e ^{-2 α_{1n}L} en [%] du mode :	EH ₁₁ : 97,1	99,3	99,9	EH ₁₆ : 97,4
	EH ₁₂ : 85,6	96,3	99,7	EH ₁₇ : 96,5
	EH ₁₃ : 68,3	91,1	99,4	EH ₁₈ : 95,4
	EH ₁₄ : 49,3	84,1	98,9	EH ₁₉ : 94,2
Valeur de W _x /a à l'entrée du guide	0,53	0,33	0,13	
Valeur de W _y /a à l'entrée du guide	0,69	0,43	0,17	

En observant les tableaux III-2 et III-3, nous remarquons que la valeur expérimentale du taux de couplage sur le mode EH_{11} déduite de (31) est en un bon accord avec la valeur théorique pour le guide de diamètre 0,5 mm. Par contre, les écarts deviennent importants lorsque le diamètre des guides augmente. Ceci s'explique par le choix de la lentille de couplage. Lorsque nous avons conçu l'instrument, nous avons choisi de privilégier le couplage pour le plus petit guide susceptible d'être utilisé ($\phi = 0,5$ mm). Nous rappelons que pour obtenir un couplage optimum sur le premier mode guidé (mode EH_{11}) il faut qu'à l'entrée du guide $W_{x/a}$ et $W_{y/a}$ soient à peu près égaux à 0,64 et que l'onde soit plane. Ces conditions sont à peu près réalisées dans le cas où ($\phi = 0,5$ mm), un peu moins lorsque ($\phi = 0,8$ mm) et plus du tout lorsque ($\phi = 2$ mm). Le modèle retenu n'est donc pas valable pour les guides de grands diamètres ($\phi = 2$ mm). Les valeurs expérimentales des transmissions par guidage restent cependant inférieures aux valeurs théoriques calculées même pour le guide de faible diamètre ($\phi = 0,5$ mm). Ces écarts s'expliquent parce que le modèle théorique ne prend pas en compte l'état de surface de l'intérieur des guides ni leur rectitude.

Dans le cas ii : la valeur de la transmission globale $T(L)$ a été mesurée expérimentalement pour deux longueurs différentes de guide. A partir de ces deux informations, il est possible de déterminer les deux inconnus ($\sum_m C_m$) et α_{moy} de la relation (32). Pour le guide de 2 mm de diamètre, beaucoup de modes sont excités avec le montage que nous avons réalisé (voir les choix du chapitre I). De plus, ces modes ont très peu de pertes par guidage et ils sont tous transmis avec des taux comparables. Dans ce cas l'expression (32) se justifie, et la valeur théorique du couplage tenant compte des neuf premiers modes du guide est en bon accord avec la valeur expérimentale reportée dans le tableau III-2. Il subsiste toujours pour les raisons invoquées précédemment (état de surface de l'intérieur des guides, rectitude des guides), une différence sur les valeurs des transmissions par guidage expérimentales par rapport à celles calculées théoriquement

Dans nos applications médicales, il est parfois possible de n'utiliser que la sonde de volatilisation. Dans ce cas, il peut être

intéressant de connaître la lentille dont la distance focale est la mieux adaptée. Ceci est facilement déterminable en s'appuyant sur le formalisme développé dans le chapitre I. Comme le guide est large ($\phi = 2$ mm) tous les modes sont transmis avec des coefficients de transmission par guidage de valeurs proches et élevées. Nous recherchons donc une lentille qui permet d'obtenir un taux de couplage global important. La distance D_1 reste fixée à 38 mm pour des problèmes d'encombrement. Nous avons effectué les calculs des transmissions globales pour trois distances focales constituant des dimensions standards dans le commerce. Nous avons indiqué les résultats obtenus dans le tableau III-4. Une lentille de 75 mm de distance focale conduit à une transmission globale voisine de 98 % (sur quatre modes). Elle serait certainement mieux adaptée pour le travail de volatilisation. Si nous choisissons de ne pas interposer de lentille entre le miroir de sortie du laser et l'entrée du guide, et que nous plaçons cette entrée de guide immédiatement en sortie du miroir alors la transmission globale théorique ne serait que de l'ordre de 90,7% (sur quatre modes). Il vaut donc mieux placer une lentille. Cependant, si des guides de diamètre différent doivent être échangés au cours d'une même intervention, il vaut mieux privilégier le couplage sur le guide le plus fin. Dans ce cas la lentille retenue sera celle dont la distance focale est de 38 mm.

Conclusion :

L'étude expérimentale a permis de montrer que les valeurs obtenues de la transmission globale sont en bon accord avec les valeurs attendues. Nous avons pu fixer les ordres de grandeur des paramètres de couplage et de transmission par guidage des différents guides diélectriques. Nous avons conceptuellement privilégié le couplage sur le guide le plus fin lorsque les effets recherchés étaient la coupe et la volatilisation. Si l'action de volatilisation est la seule recherchée, il vaut mieux choisir une lentille dont la distance focale vaut 75 mm.

TABLEAU III-4 :

Valeurs théoriques calculées à partir des équations du chapitre I, des taux, de transmission globale, de couplage, de transmission par guidage sur un ou plusieurs modes guidés lorsque l'on change la valeur de la distance focale.

La longueur d'onde vaut $\lambda = 10,6$ mm. L'indice de réfraction de l'alumine vaut : $v = 0,65 - j 0,035$. La longueur du guide est fixée à $L = 210$ mm. La distance entre le miroir de couplage du laser et le centre optique de la lentille vaut $D_0 = 34$ mm et la distance entre le centre optique de la lentille et l'entrée du guide en alumine vaut $D_1 = 38$ mm.

Notations du tableau:

Diamètre interne : ϕ , taux de transmission par guidage du mode EH_{11} (resp du mode EH_{14}) : T_{11} (resp T_{14}), taux de couplage sur le mode EH_{11} : C_1 , taux de couplage sur les quatre premiers modes EH_{1m} : C_4 , transmission globale tenant compte du mode EH_{11} : Tg_1 , transmission globale tenant compte des quatre premiers modes EH_{1m} : Tg_4 .

Distance focale : $F = 38$ mm

ϕ [mm]	T_{11} [%]	T_{14} [%]	C_1	C_4 [%]	Tg_1 [%]	Tg_4 [%]
0.5	97,1	49,3	95,8	97,6	93,1	94,5
0.8	99,3	84,1	69,8	98,3	69,3	96,6
2	99,9	98,8	16,0	86,68	16,0	86,3

Distance focale : $F = 50$ mm

ϕ [mm]	T_{11} [%]	T_{14} [%]	C_1	C_4 [%]	Tg_1 [%]	Tg_4 [%]
0.5	97,1	49,3	69,8	76,6	67,8	73,0
0.8	99,3	84,1	96,1	96,5	95,4	95,8
2	99,9	98,8	43,6	98,1	43,6	97,8

Distance focale : $F = 75$ mm

ϕ [mm]	T_{11} [%]	T_{14} [%]	C_1	C_4 [%]	Tg_1 [%]	Tg_4 [%]
0.5	97,1	49,3	32,3	39,3	31,4	36,7
0.8	99,3	84,1	64,5	71,9	64,1	71,0
2	99,9	98,9	85,3	98,3	85,2	98,2

I-3 - Etude de la divergence du faisceau en sortie des guides d'onde

Il est nécessaire de connaître la diamètre du spot en sortie de guide car l'action recherchée dépend en effet de ce diamètre. Il est également important de savoir comment diverge le faisceau après la sortie du guide. La sonde n'est pas toujours en contact direct avec les tissus.

Nous avons donc mesuré le diamètre du spot en deux endroits différents : à la sortie du guide et à quelques dizaines de centimètres de cette sortie.

L'installation expérimentale permettant cette étude est celle qui est représentée sur la figure III-1. Les paramètres expérimentaux sont les suivants : $L = 210$ mm, $DO = 34$ mm, $D1 = 38$ mm, $F = 38$ mm.

Une lame biseautée (masque rectiligne) est placée après la sortie du guide et est déplacée par vis micrométrique suivant la direction O_x en travers du faisceau. Un mesureur de puissance est placé derrière cette lame face à la sortie du guide. Nous repérons la valeur de la puissance totale indiquée. Lorsque la lame commence à masquer le faisceau, le mesureur enregistre une perte de puissance. Cette perte augmente à mesure que le faisceau est masqué. Nous repérons les positions x_1 et x_2 où les pertes enregistrées valent respectivement 10 % et 90 % de la valeur totale de la puissance transmise. Nous considérons que l'écart entre ces deux mesures donne l'ordre de grandeur acceptable du diamètre du spot.

Les mesures sont effectuées à 1 mm et à 110 mm de l'extrémité du guide dans la direction O_z . Les guides testés ont des diamètres internes de 0,5 mm et 0,8 mm.

Les résultats sont indiqués dans le tableau III-5. Nous avons calculé l'angle total de divergence d'un faisceau Gaussien à la sortie du guide. Pour cela, nous avons appliqué l'expression (33) :

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi W_0} \quad (33)$$

Dans (33), le rayon du spot minimum utilisé est celui du mode EH_{11} qui transporte le maximum de puissance, soit $W = 0,64 \cdot a$. (on se place dans l'hypothèse où le guide d'onde joue le rôle de filtre pour le

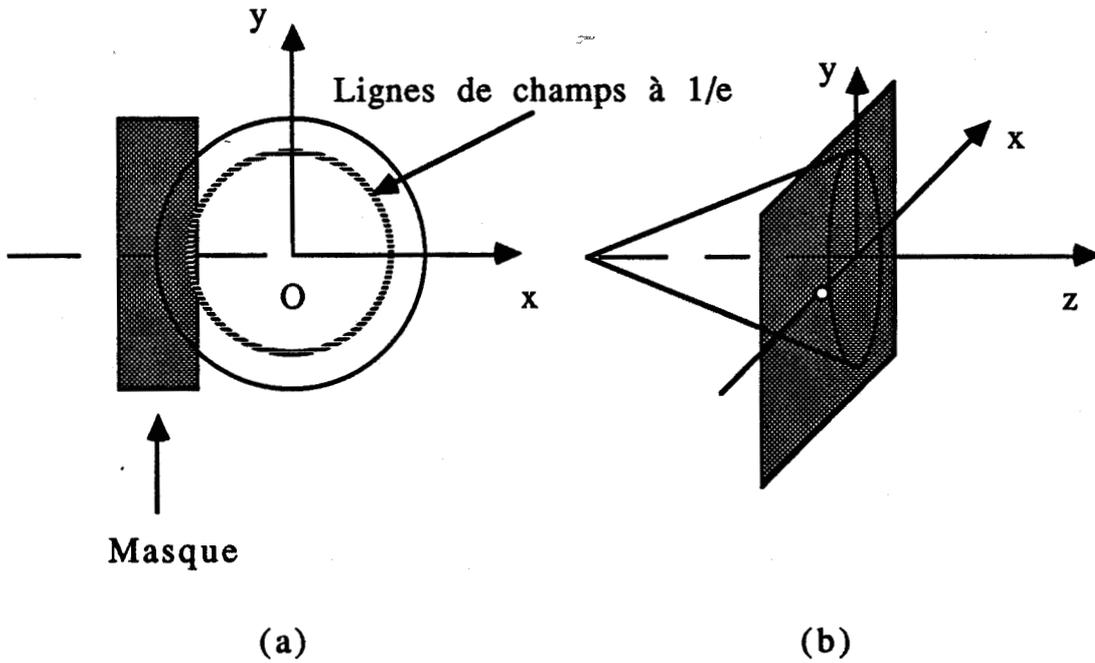


Figure III-2 : (a) Représentation du système de masquage dans le plan xOy . En pointillés, nous avons représenté les lignes de champs à $1/e$.

(b) Système de mesure où une plaque opaque est déplacée en travers du faisceau.

TABLEAU III-5

Etude expérimentale de la divergence du faisceau en sortie de guide d'onde.

Diamètre interne du guide [mm]	Diamètre du spot mesuré à 1 mm de l'extrémité du guide [μm]	Diamètre du spot mesuré à 110 mm de l'extrémité du guide [μm]	Angle total de divergence mesuré	Angle total de divergence théorique d'un faisceau Gaussien
0,5	275	3500	1°40'	2°34'
0,8	390	3800	1°50'	2°34'

mode EH_{11} . Ce calcul donne un ordre de grandeur de la valeur minimale possible de l'angle θ .

Lorsque nous comparons les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques, nous sommes extrêmement surpris de trouver un écart aussi important. De plus, nous nous attendions à trouver des valeurs expérimentales plus grandes que les valeurs théoriques. En effet, l'angle de divergence d'un faisceau Gaussien est le plus petit angle de divergence de la lumière possible. Pour comprendre ces écarts, nous pouvons discuter la méthode expérimentale que nous avons utilisée et la valeur de W_0 dans l'expression (33).

i : La méthode expérimentale que nous avons utilisée est une première approche. Elle ne permet pas de trouver les valeurs de l'angle de divergence d'un faisceau Gaussien (lignes à $1/e^2$ en puissance). En effet, nous ne connaissons pas la loi de répartition de l'énergie à la sortie du guide. Il peut y avoir un mélange de modes guidés et une superposition des champs. De plus, lorsque nous masquons une partie du faisceau, nous n'intégrons pas sur toute la partie centrale du faisceau contenue entre les lignes à $1/e^2$ (en puissance). La figure III-2 permet de représenter une vue dans le plan (xOy), du spot et du masquage. La lame que nous déplaçons en travers du faisceau est métallique. Elle peut donc absorber une partie du faisceau et rayonner ensuite. Cela peut modifier les résultats. La méthode donne donc un résultat approximatif. En fait, il faudrait déplacer en travers du faisceau une plaque opaque avec un petit trou. Nous enregistrerions la puissance en chaque point du faisceau. Ainsi, nous connaîtrions la répartition d'énergie et nous pourrions déterminer l'angle de divergence du faisceau avec plus de précision.

ii : Le calcul de (33) peut également être discuté. En effet, lorsqu'il n'y a qu'un seul mode guidé dans le guide (cas du guide de $\phi = 0,5$ mm) il ne peut pas y avoir de mélange de mode. A la sortie on peut donc retrouver les paramètres injectés à l'entrée. Le calcul de θ peut se faire en utilisant l'expression (33) dans laquelle la valeur de W_0 est calculée à partir des valeurs de W_x/a ou de W_y/a à l'entrée du guide, données en bas du tableau III-3. Par contre on ne peut plus appliquer (33) lorsque le nombre de modes est important et c'est le cas du guide de diamètre 0,8 mm. Les valeurs de W_0 ne peuvent plus être calculées à partir des valeurs de W_x/a ou de W_y/a données en bas du tableau III-3.

Conclusion :

Les mesures que nous avons effectuées donnent des ordres de grandeur du diamètre du spot à la sortie du guide et de la divergence du faisceau. La divergence est assez faible et reste relativement proche de la limite théorique pour les deux diamètres de guides examinés. Plus le diamètre du guide est important, plus le nombre de modes guidés augmente. Dans ce cas, les superpositions des champs créent une répartition sur tout le diamètre interne de la section à la sortie du guide. Bien que nous n'ayons pas examiné le cas du guide de diamètre 2 mm, nous pensons qu'il aura un spot d'environ 1,8 à 2 mm de diamètre à sa sortie. Il divergera très peu de l'ordre de 1° à 3° comme les autres guides étudiés.

I-4. Etude de l'échauffement des sondes au cours de leur utilisation

Nous avons vu dans l'étude de la transmission globale du guide, qu'une partie de la puissance injectée dans le guide était perdue. Ces pertes doivent se traduire par une élévation de température de la sonde. Nous devons connaître les ordres de grandeur de cette variation de température. En effet, si elle s'avère trop importante, elle risque de provoquer des complications (brûlures, dessèchement des tissus traversés...). Nous avons donc étudié l'échauffement de la surface externe du trocart. Pour cela, la sonde a été assemblée sous sa forme d'utilisation. La fixation de l'ensemble est réalisée par l'intermédiaire de la tête laser. Au cours de l'utilisation de l'instrument, le trocart est en contact avec des tissus thermostatés par la circulation sanguine. Il est difficile de modéliser cette disposition qui peut être fort différente d'une intervention à l'autre. Par contre, nous pouvons chercher la valeur maximale de l'échauffement susceptible de provoquer des lésions. Nous choisissons alors un modèle où le trocart n'est pas thermostaté par conduction des tissus ou de la matière, mais simplement par convection avec le milieu ambiant. Compte tenu des dispositions prises pour limiter les contacts thermiques, ce modèle devrait effectivement nous fournir les valeurs maximales qu'il est possible d'atteindre au cours d'utilisation. La figure III-3 représente un schéma du montage expérimental:

En clinique, le rayonnement est émis le plus souvent en continu. Cette émission peut durer de quelques secondes à quelques minutes. Nous avons procédé à des tirs continus de 10 minutes de durée. Nous les avons fait suivre par une période d'arrêt du laser de même durée. Pendant ces vingt minutes, la température a été enregistrée. Pour cela, nous avons utilisé un thermocouple à fils de 20 μm de diamètre de type cuivre-constantan. La soudure chaude de celui-ci est placée sur la surface du trocart. Il est relié à un amplificateur à compensation de soudure froide [Oméga Omni Amp IIB]. Cet appareil mesure des tensions. La courbe d'étalonnage donnée par le constructeur permet de convertir ces tensions en températures.

Nous avons effectué cette étude en fonction des paramètres suivants :

- a) -La puissance injectée dans le guide (2 Watts ou 7 Watts).
- b) -Le diamètre interne du guide en alumine ($\phi = 0,8 \text{ mm}$ ou $\phi = 2 \text{ mm}$).
- c) -La longueur du guide (150 mm ou 210 mm).
- d) -Le débit d'azote injecté dans le guide (0 ℓ/h , 90 ℓ/h , 160 ℓ/h).
- e) -La position du thermocouple de mesures (N°1 : près de l'entrée du guide, N°2 : au milieu du guide, N°3 : près de l'extrémité du guide).

Nous indiquons d'abord, les résultats caractéristiques selon le paramètre évolutif. Puis, nous faisons quelques commentaires généraux sur ces résultats.

a) - La puissance injectée dans le guide influence t elle la valeur de la température maximale atteinte en 10 mn de tir continu ?

Nous avons regroupé dans le tableau III-6, les températures maximales atteintes en 10 mn de tir continu et relevées à partir des courbes de températures mesurées dont celles représentées sur les figures III-4 et III-5. L'incertitude sur les valeurs indiquées est de 3°C. Nous n'avons pas observé d'évolution notable des valeurs maximales de la température avec la puissance injectée, lorsque la mesure est effectuée en entrée de guide (position N°1).

TABLEAU III-6

Températures maximales atteintes en 10 mn de tir continu en fonction de la puissance du laser.

La température initiale est 25°C pour toutes les mesures. La longueur du guide est 210 mm.

Position N°1 du thermocouple : près de l'entrée du guide (sur l'extérieur du trocart)				
Puissance en entrée de guide	Guide de diamètre interne $\phi = 0,8$ mm		Guide de diamètre interne $\phi = 2$ mm	
	7 Watts	3 Watts	7 Watts	3 Watts
Tir sans soufflage d'azote	55°C	-	39°C	35°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 90 l/h	52°C	-	38°C	37°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 160 l/h	52°C	-	36°C	-
Position N°2 du thermocouple : au milieu du guide (sur l'extérieur du trocart)				
Puissance en entrée de guide	Guide de diamètre interne $\phi = 0,8$ mm		Guide de diamètre interne $\phi = 2$ mm	
	7 Watts	3 Watts	7 Watts	3 Watts
Tir sans soufflage d'azote	43°C	-	41°C	33°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 90 l/h	45°C	-	44°C	34°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 160 l/h	48°C	-	38°C	-
Position N°3 du thermocouple : près de la sortie du guide (sur l'extérieur du trocart)				
Puissance en entrée de guide	Guide de diamètre interne $\phi = 0,8$ mm		Guide de diamètre interne $\phi = 2$ mm	
	7 Watts	3 Watts	7 Watts	3 Watts
Tir sans soufflage d'azote	43°C	33	44	32°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 90 l/h	44°C	33°C	45°C	32°C
Tir avec soufflage d'azote débit : 160 l/h	43°C	-	28°C	-

Par contre, pour les autres positions (N°2 et N°3), il y a une différence d'environ 10°C lorsqu'on injecte une puissance variant de 3 Watts à 7 Watts ($T(P = 7 \text{ Watts}) > T(P = 3 \text{ Watts})$).

b) - La température maximale atteinte en 10 mn de tir continu à l'extérieur du trocart dépend-elle du diamètre interne du guide ?

Lorsque le thermocouple est placé en position N°1 et que la puissance injectée est de 7 Watts, nous observons un écart de l'ordre de 15° C entre un guide de diamètre interne 0,8 mm et un de diamètre interne 2 mm. ($T(\phi = 0,8 \text{ mm}) > T(\phi = 2 \text{ mm})$).

Lorsque la mesure est effectuée en position N°2 ou N°3, la température maximale mesurée ne dépend plus que très peu du diamètre intérieur du guide.

c) - Les températures mesurées dépendent-elles de la longueur du guide?

Les résultats des mesures pour un guide de diamètre 2 mm, prises en position N°3, sont indiqués dans le tableau III-7. Il n'apparaît pas de différences significatives pour les deux guides de longueur différente.

TABLEAU III-7

Températures maximales atteintes en 10 mn de tir continu en fonction de la longueur du guide.

Position N°3 du thermocouple : près de la sortie du guide (sur l'extérieur du trocart) Guide de diamètre interne $\phi = 2 \text{ mm}$. Mesures sans soufflage d'azote.			
Guide de longueur : L = 150 mm		Guide de longueur : L = 210 mm	
Puissance en entrée du guide : P = 7 Watts	Puissance en entrée du guide : P = 3 Watts	Puissance en entrée du guide : P = 7 Watts	Puissance en entrée du guide : P = 3 Watts
40,5 °C	32°C	44°C	32°C

d) - Le débit d'azote injecté dans le guide a-t-il une influence sur la température atteinte?

Les mesures ont été effectuées sur deux guides de diamètre interne respectif : 0,8 mm et 2 mm. Les figures III-4 et III-5 indiquent les résultats lorsque la puissance injectée à l'entrée des guides mesurait 7 Watts. La température de l'azote (gaz de soufflage) n'a pas été contrôlée avant l'expérience. Les différences observées des valeurs des maxima en fonction du débit d'azote ne sont pas significatives. Elles ne sont pas reproductibles d'une mesure à l'autre.

e) - La position du thermocouple a-t-elle une influence ?

En observant la figure III-4 ($\phi = 0,8$ mm, $L = 210$ mm, $P_{\text{entrée}} = 7$ Watts), nous remarquons que la température est plus élevée lorsque la mesure est faite en position N°1. Par contre pour un guide de diamètre interne : 2 mm, la figure III-5 indique une température plus élevée pour les positions (2) et (3).

Pour ces deux guides, la température d'équilibre n'est pas atteinte en position N°1 au bout de 10 mm de tir continu mais est atteinte pour les positions N°2 ou N°3. Lors du refroidissement du trocart, la température initiale n'est pas retrouvée en position N°1 alors qu'elle l'est sensiblement pour les autres positions.

D'autre part, en observant le tableau III-6, nous remarquons que si la puissance injectée est faible (3 Watts), les variations de températures en fonction de la position de mesure, ne sont plus significatives.

f) - Interprétation des résultats à partir d'un modèle simple.

Les mesures précises des températures atteintes par le trocart sont difficiles à réaliser. Pour obtenir des courbes répétitives, il faut que la puissance délivrée par le laser soit très stable et que la température de la pièce dans laquelle s'effectuent les expériences, soit suffisamment constante pendant la durée des relevés (absence de courants d'air). Il est également nécessaire que le débit d'azote soit constant et il serait souhaitable de contrôler sa température.

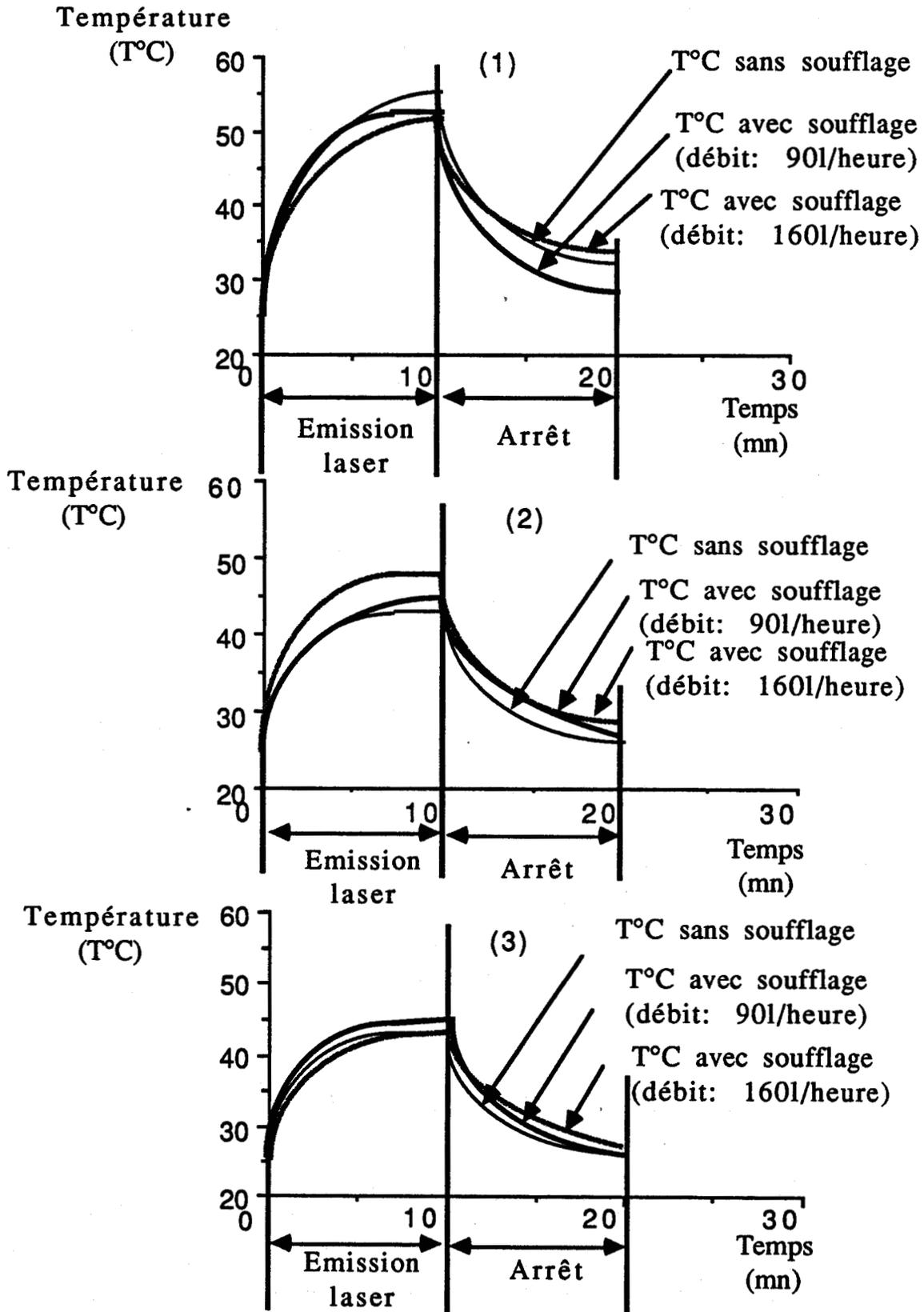


Figure III-4 : Mesures de températures faites sur le trocart du guide de diamètre 0,8 mm et de longueur 210 mm. La puissance à l'entrée du guide est de 7 Watts. Les mesures sont faites à l'entrée (1), au milieu (2) ou à l'extrémité du guide (3).

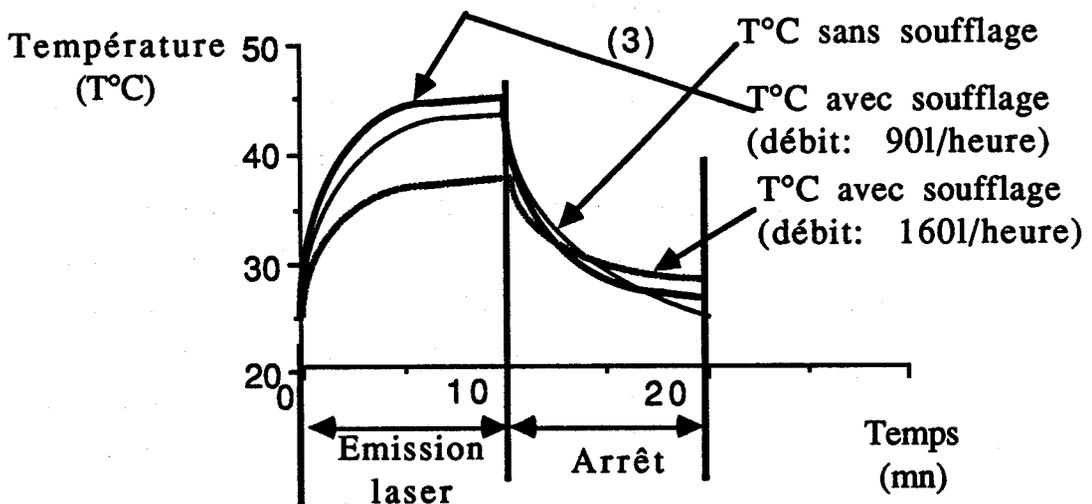
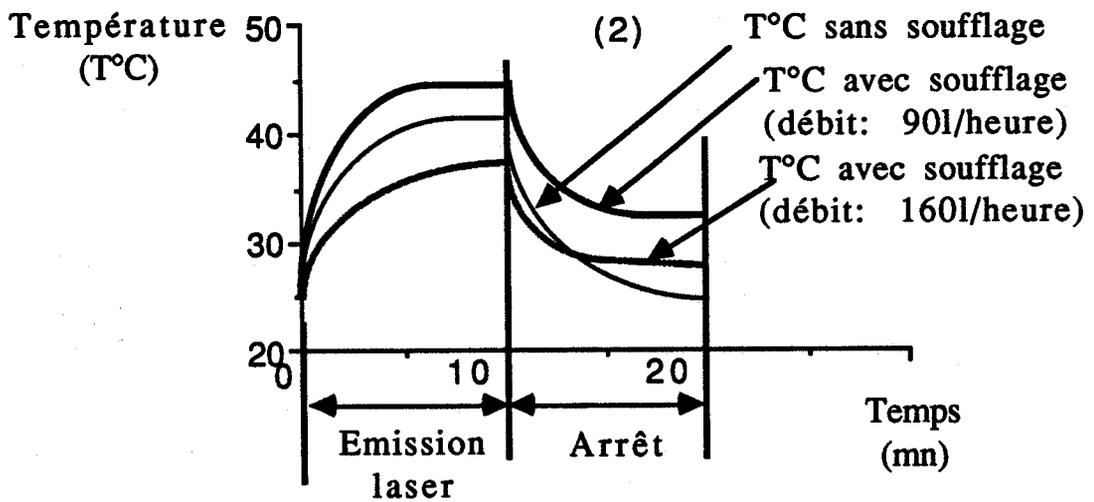
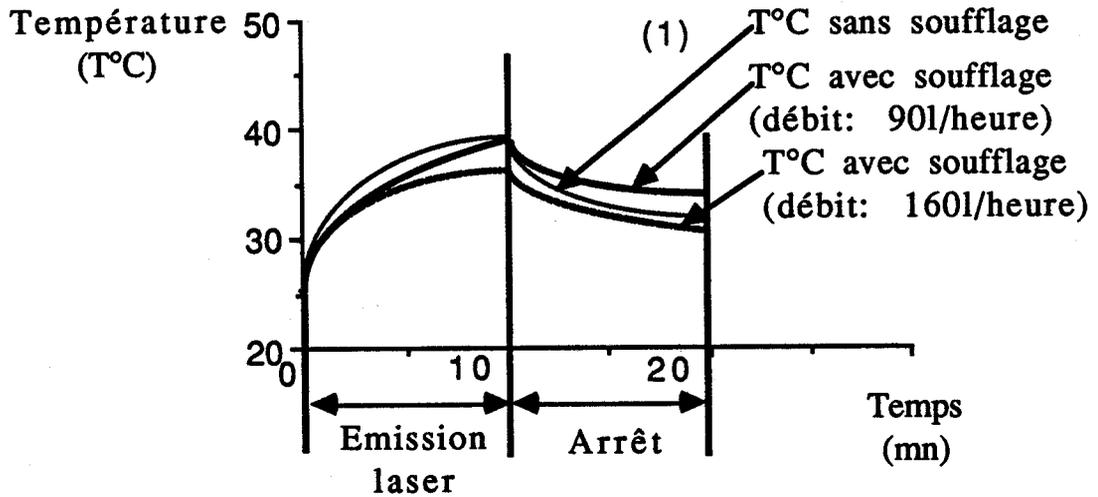


Figure III-5 : Mesures de températures faites sur le trocart du guide de diamètre 2 mm et de longueur 210 mm. La puissance à l'entrée du guide est de 7 Watts. Les mesures sont faites à l'entrée (1), au milieu (2), ou à l'extrémité du guide (3).

Nous ne maîtrisons pas tous ces paramètres. Nous ne pouvons donc tirer, que des idées générales, à partir des phénomènes répétitifs.

Le laser possède un système qui limite la température de la tête à une valeur proche de 30°C. Lorsque le laser est en utilisation, l'échauffement de la tête est limitée par une circulation de liquide de refroidissement. Le guide est en contact thermique avec la tête laser et il subit l'influence de sa thermalisation. C'est pourquoi la température à la position N°1 ne redescend pas en dessous de 30° C lorsque l'émission laser est interrompue. D'autre part, ce système cause l'échauffement de l'entrée du guide pendant le tir quelle que soit la puissance injectée.

L'absorption du rayonnement par la lentille et les parties métalliques adjacentes peut également expliquer les élévations de températures. En effet, nous avons mesuré la variation de température du support de la lentille. Il se produit une élévation de 10° C au bout de 10 mn de tir. L'échauffement supérieur mesuré pour un guide de 0,8 mm de diamètre intérieur est certainement lié aux pertes de guidage infrarouge qui sont supérieures à celles d'un guide de 2 mm de diamètre intérieur. Dans ce cas, l'élévation de température du trocart en position N°1 est plus forte (d'environ 10°C). Le temps nécessaire pour obtenir l'équilibre de la température du trocart avec celle de l'air extérieur est alors plus long ($t > 10$ mn). Aux positions (2) et (3) de mesures, la thermalisation de la tête laser n'a pas d'influence sur les mesures. L'augmentation de température provient principalement de la diffusion de chaleur par l'alumine, puis l'inox, radialement. Ce phénomène s'établit en quelques minutes. Un équilibre de température est rapidement atteint ($t < 10$ mn) lié au rapport très faible de la masse chauffée par rapport à la surface d'échange. Lorsque l'émission laser est arrêtée, la température redescend à sa valeur initiale indépendamment de la température de la tête laser.

Conclusion :

L'étude des variations de températures a montré que les tubes de petits diamètres ($\phi = 0,8$ mm) s'échauffent plus que ceux de grands diamètres ($\phi = 2$ mm). L'entrée du trocart subit une élévation de

température plus importante que le reste de celui-ci, (température maximale atteinte 56°C avec $P_e = 7$ Watts et $\phi = 0,8$ mm). Les tissus ne sont normalement pas en contact avec cette partie. Si la sonde a une longueur insuffisante pour réaliser cette condition, alors il faut lui prévoir quelques centimètres supplémentaires.

I-5. Etude des pertes de puissance dues à des courbures de la sonde.

Lors de son utilisation au cours d'une intervention chirurgicale, la sonde ne doit pas être courbée. Cependant, les contraintes de positionnement de l'instrument occasionnent parfois des fléchissements du guide. Nous avons mesuré les pertes de puissance consécutives à la courbure de l'instrument. Pour cela, l'instrument a été assemblé selon le schéma III-3. La tête laser a été fixée. L'entrée du guide est donc encastrée rectilignement. Des masses marquées ont été suspendues à l'extrémité libre de cette sonde (à la position 3 de la figure III-3). Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, il faut considérer deux cas, selon que la direction du champ électrique est de l'onde infrarouge est dans le plan de courbure ou perpendiculaire à ce plan. Nous avons choisi de nous placer dans la position donnant les pertes de courbure les moins importantes (la direction du champ électrique dans le guide est perpendiculaire au plan de courbure du guide). L'autre cas n'a pas pu être traité à cause de problèmes pratiques. Nous avons mesuré la flèche obtenue en fonction de la masse appliquée à la position (3). Le calcul approché qui nous permet de déduire le rayon de courbure en fonction du fléchissement du guide est reporté en annexe III-1. Nous avons mesuré la puissance transmise s'exprimant par le rapport de la puissance mesurée à l'entrée du guide sur celle mesurée en sortie du guide. Nous avons rassemblé les résultats de nos mesures dans la figure III-6.

Nous remarquons que plus le guide est fin, plus les pertes sont importantes. De plus, elles débutent pour des courbures, plus faibles (R grand). Lorsque le rayon de courbure devient très faible ($R < 3$ m), le guide de 0,5 mm a des pertes par courbure qui sont moins importantes que celles du guide de 0,8 mm. Ce phénomène non attendu, est probablement du à un désalignement du guide par

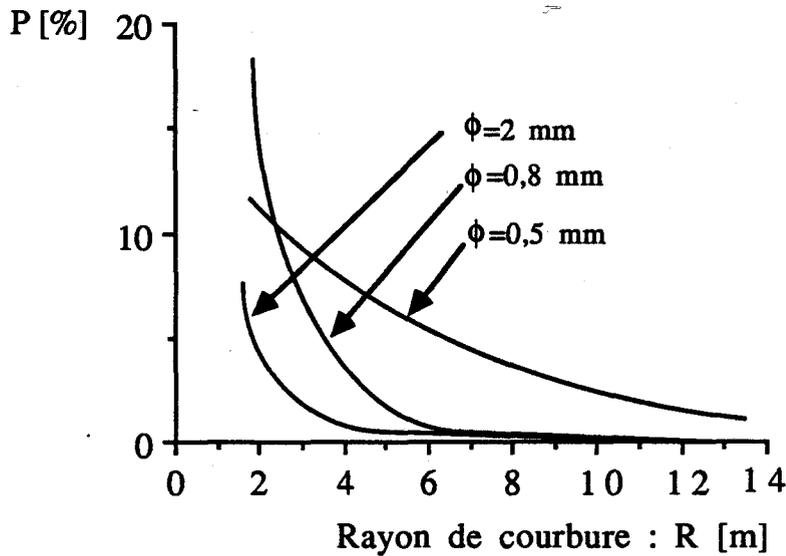


Figure III-6 : Pertes de puissance dues à la courbure du guide. Les mesures sont effectuées sur des guides de 210 mm de long et de différents diamètres ($\phi = 0,5$ mm, $\phi = 0,8$ mm, $\phi = 2$ mm).

TABLEAU III-8

Résultats des mesures de pertes de puissance en sortie du guide en fonction de la courbure du guide.

La longueur de ce dernier vaut : $L = 210$ mm.

m : Masse suspendue à l'extrémité du guide pour provoquer sa courbure.

m [g]	Diamètre interne du guide : $\phi = 0,5$ mm.			Diamètre interne du guide : $\phi = 0,8$ mm.			Diamètre interne du guide : $\phi = 2$ mm.		
	Hauteur de fléchissement h [mm]	Rayon de courbure R [m]	Perte de puissance [%]	Hauteur de fléchissement h [mm]	Rayon de courbure R [m]	Perte de puissance [%]	Hauteur de fléchissement h [mm]	Rayon de courbure R [m]	Perte de puissance [%]
0	0	∞	0	0	∞	0	0	∞	0
100	2	12	2,4	2	12	0	2	12	0
200	4	6	8	3	8	0	3	8	0
400	10	2,5	11	5,5	4,5	2	9	2,7	2
600	13	1,8	11	10	2,5	11	14	1,7	7
700	15	1,6	11	12	2	16	15	1,6	7

rapport au faisceau laser. La hauteur de fléchissement est alors plus importante qu'elle ne devrait l'être en réalité.

Nous verrons dans les études de désalignement qui sont relatées plus loin dans ce chapitre, que les tolérances d'alignement sont très faibles sur un guide aussi fin.

I-6. Etude de la résistance à la flexion du tube en alumine

Dans cette étude, nous avons déterminé la valeur du fléchissement (h) du tube en fonction de la force qui est appliquée sur une de ses extrémités. L'autre extrémité est encastree et reste fixe. Les relevés expérimentaux ont été effectués pour chaque sonde selon la méthode décrite au paragraphe (I-5). La force est représentée par une masse. Les résultats sont indiqués dans le tableau III-8. Le coefficient de résistance à la flexion est de 350 N/mm^2 pour l'alumine. Nous ne sommes pas allés jusqu'à la rupture du tube dans nos expériences, car nous ne disposions pas de sondes en nombre suffisant pour pouvoir en sacrifier une dans le cadre de cette étude.

Afin de comparer les valeurs mesurées avec des résultats théoriques, nous avons choisi un modèle simple. Nous considérons un tube en alumine encastree à une extrémité dans la direction z pour simplifier les calculs. Nous négligeons l'enveloppe en inox dont le coefficient d'élasticité (module d'Young) est plus petit. Nous appliquons une force ($\vec{F} = m\vec{g}$), à l'extrémité du guide perpendiculairement à sa direction (soit dans la direction Ox , voir figure de l'annexe III-1). Le fléchissement $h(L)$ s'exprime selon l'expression (34) :

$$h(L) = \frac{1}{3EI} FL^3 \quad (34)$$

Dans l'expression (34), F représente la force ($F = mg$) appliquée, L : la longueur du guide, E : le module d'Young ($E = 3,5 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$ pour l'alumine), et I le moment d'inertie géométrique [$I = \frac{\pi}{2} (R_{\text{ext}}^4 - R_{\text{int}}^4)$].

Le tableau III-9 indique les résultats obtenus. Nous remarquons que dans le cas du tube de $0,5 \text{ mm}$ de diamètre interne, nous obtenons

expérimentalement le double des valeurs théoriques. Pour les autres tubes, les valeurs sont plus proches mais restent supérieures expérimentalement. Cela peut s'expliquer par le fait que l'assemblage du tube de diamètre 0,5 mm se fait à partir de trois tubes en alumine emboîtés les uns dans les autres. Pour pouvoir réaliser cet emboîtement, nous avons prévu un jeu. Bien qu'il soit minimisé, il subsiste et peut occasionner une baisse de la rigidité des sondes si la valeur résiduelle de ces défauts d'assemblage n'est pas bien appréciée. Cet aspect apparaîtra à la fabrication. Il ne se pose pas vraiment lorsque l'on réalise les maquettes puisque l'on prend des "marges de sécurité" pour que cela fonctionne bien.

TABLEAU III-9

Valeurs théoriques du fléchissement d'un tube en alumine de longueur L, calculées à l'aide de la relation (34) : $h(L)$.

Ces valeurs sont exprimées en [mm] en fonction de la masse appliquée (m) et des diamètres internes des tubes.

Le diamètre externe des tubes vaut 3 mm, la longueur est de 210 mm et le module d'Young est de $3,5 \cdot 10^5$ N/mm².

m [g]	Diamètre interne du guide : $\phi = 0,5$ mm.	Diamètre interne du guide : $\phi = 0,8$ mm.	Diamètre interne du guide : $\phi = 2$ mm.
0	0	0	0
100	1,1	1,1	1,4
200	2,2	2,2	2,8
400	4,4	4,4	5,5
600	6,7	6,7	8,3
700	7,8	7,8	9,7

II. ETUDE DE L'INFLUENCE DES TOLERANCES DE FABRICATION SUR LES CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES SONDES

Nous allons, dans cette étude, déterminer les tolérances à respecter, pour obtenir des performances satisfaisantes concernant la transmission en puissance des tubes. Pour cela, nous étudions le couplage de l'onde issue du laser dans le guide. Nous déterminons la position de l'entrée du guide donnant l'optimum de transmission globale. Ensuite, nous désalignons volontairement les éléments du système de façon contrôlée. Nous mesurons les pertes de puissance à la sortie du guide. Nous en tirons les tolérances d'assemblage des différentes pièces qui assurent une qualité adéquate aux sondes.

II-1. Etude du couplage de l'onde issue du laser dans le guide d'onde.

Le montage nécessaire pour cette étude est celui de la figure III-1. Nous recherchons la position D1 donnant l'optimum de couplage de l'onde laser dans le guide. Cet optimum se traduit par une valeur maximale de la transmission en puissance du guide. Nous avons fixé pour chaque guide étudié les valeurs suivantes: D0(34 mm), L(210 mm) et F(38 mm) (la signification des paramètres est celle donnée précédemment).

Pour les trois guides étudiés dont les diamètres internes sont ($\phi = 0,5$ mm ; $\phi = 0,8$ mm et $\phi = 2$ mm), les résultats expérimentaux sont reportés sur la figure III-7 (a). Nous remarquons que pour les tubes de diamètre intérieur 0,5 mm ou 0,8 mm, le maximum est à une position D1 très bien définie ($\cong 38$ mm \pm 3 mm). Par contre pour un guide plus large, ($\phi = 2$ mm), la valeur de la transmission globale change très peu lorsque D1 varie.

Nous avons tracé sur la figure III-7 (b), les courbes théoriques correspondantes. Nous avons utilisé les équations du chapitre I. Les calculs ont été effectués en tenant compte des quatre (ou neuf pour le guide de diamètre interne 2 mm) premiers modes EH_{1m} .

Nous obtenons un bon accord (compte tenu des écarts dus entre autre à l'état de surface interne des guides) entre les valeurs théoriques et les mesures pour un guide fin ($\phi = 0,5$ mm).

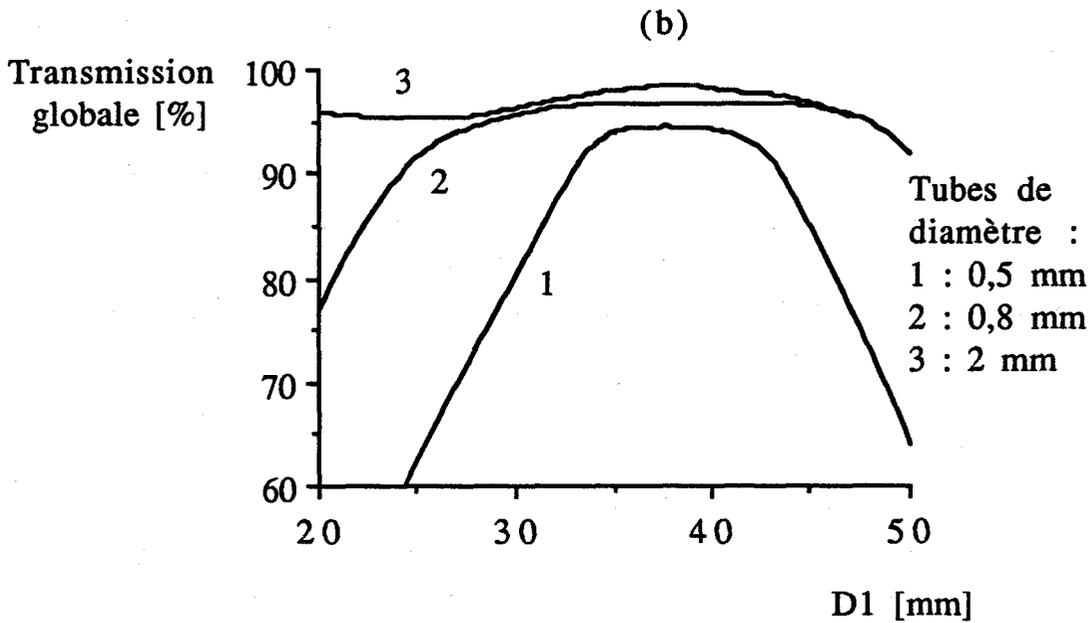
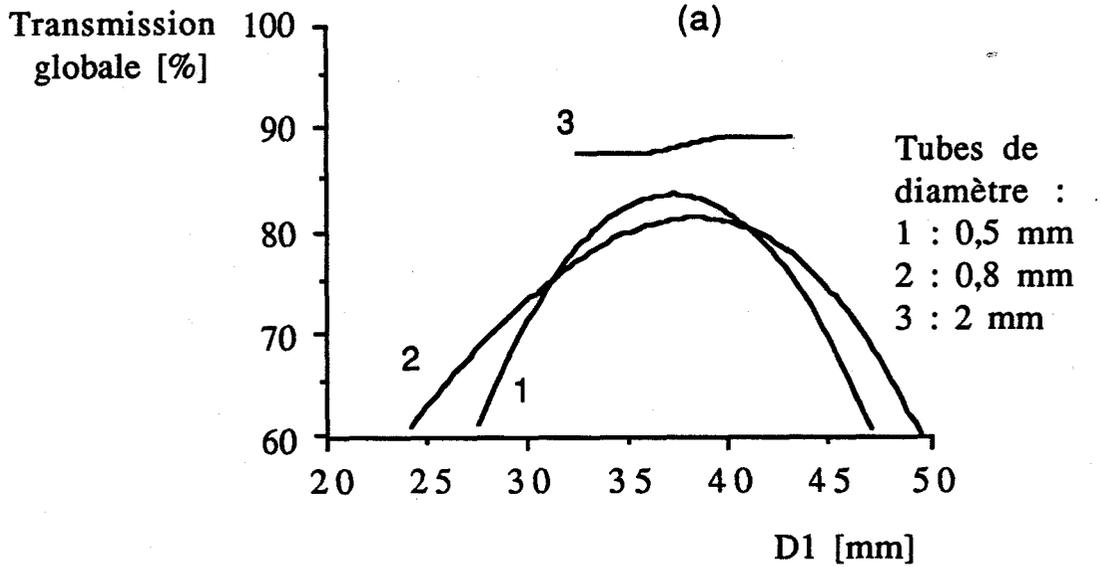


Figure III-7 : Evolution des transmissions globales en fonction de la distance $D1$ entre la lentille et l'entrée du tube. Guides en alumine de diamètre interne 0,5 mm ; 0,8 mm ; 2 mm et de longueur 210 mm.

a- Valeurs expérimentales.

b- Valeurs calculées à partir des données de la partie théorique (Chapitre I). Les courbes (1) et (2) ne tiennent compte que des quatre premiers modes guidés EH_{1m} . La courbe (3) tient compte des neuf premiers modes guidés EH_{1m} .

La lentille a été prévue pour optimiser le couplage sur ce guide aussi les ceintures de faisceaux sont bien adaptées à l'entrée du tube.

Pour les guides de 0,8 mm et de 2 mm de diamètre, la forme des courbes expérimentales et théoriques est sensiblement la même. Nous observons comme pour le guide de 0,5 mm de diamètre, des écarts entre les valeurs maximales de la transmission observée et les valeurs théoriques. La position $D1$ n'est plus aussi bien définie que pour le guide fin. Ces guides ont donc une latitude de positionnement plus large par rapport à la lentille. Le guide de 0,8 mm de diamètre peut être placé entre $D1 = 35$ mm et $D1 = 41$ mm. Le guide de 2 mm de diamètre peut être placé entre $D1 = 37$ mm et $D1 = 39$ mm

Les écarts entre les maxima des transmissions globales théoriques et expérimentales peuvent avoir plusieurs origines. Par exemple notre modèle ne tient compte, que des valeurs moyennes de chaque paramètre nécessaire au calcul.

Nous avons donc recalculé la transmission globale théorique des guides en fonction des limites maximales des incertitudes sur ces paramètres. Nous avons alors comparé les nouveaux résultats obtenus avec les valeurs expérimentales et nous avons déduit l'importance relative de ces paramètres.

Nous en avons choisi trois :

- i- La stabilité de la puissance de l'émission du laser à CO_2 et de sa longueur d'onde. L'indice de réfraction complexe de l'alumine dépend fortement de la longueur d'onde excitatrice. Cet indice intervient dans le calcul des pertes par guidage et donc dans le calcul de la transmission globale du guide.
- ii- L'incertitude sur la valeur de la distance focale de la lentille (tolérance sur la valeur nominale du constructeur). Cette valeur intervient dans le calcul des paramètres de l'onde laser injectée dans le guide et donc sur la valeur du couplage.

iii- L'incertitude sur les valeurs des dimensions du guide (tolérance sur le diamètre et la longueur). Ces dimensions interviennent dans les calculs des pertes par guidage et des pertes par couplage.

Nous rappelons que les résultats expérimentaux pour la situation ($D_0 = 34$ mm ; $D_1 = 38$ mm ; $F = 38$ mm ; $L = 210$ mm ; $\lambda = 10,6$ μm ; $\nu = 0,65 - j 0,035$) sont :

84 % pour le guide de diamètre intérieur 0,5 mm.

83 % pour le guide de diamètre intérieur 0,8 mm.

89 % pour le guide de diamètre intérieur 2 mm.

i-Le laser guide d'onde à CO_2 peut émettre sur plusieurs raies dont les plus intenses sont les raies 10P20, 10R20 et 9R20. En valeur moyenne, la raie prépondérante est la 10P20 et sa longueur d'onde est $\lambda = 10,59$ μm . R.M. Jenkins et RWJ. Devereux [5] ont montré que la dispersion de l'alumine n'est pas négligeable, or l'indice de réfraction complexe intervient dans le calcul de la transmission par guidage. La transmission globale en dépend donc fortement.

Nous avons calculé et reporté dans le tableau III-10 les valeurs des transmissions par guidage pour les quatre premiers modes EH_{1m} (ou neuf premiers modes pour le guide de diamètre 2 mm) des guides étudiés.

Nous avons ensuite indiqué les valeurs des transmissions globales, en fonction de la raie émise. Nous remarquons que lorsque la longueur d'onde décroît, la transmission diminue. Donc, si le laser émettait préférentiellement sur une raie de longueur d'onde plus faible que la 10P20, alors les valeurs de la transmission seraient plus faibles. Cela est susceptible de réduire les écarts entre les mesures et les valeurs théoriques.

ii-Le deuxième paramètre dont la valeur peut être remise en cause est la distance focale. La lentille que nous utilisons peut être assimilée à une lentille mince. Son centre et ses plans principaux sont confondus. Le constructeur donne la distance focale à partir de ce centre avec une incertitude de 5 %. Le taux de couplage dépend de la

TABLEAU III-10

Influence du changement de la longueur d'onde sur les pertes de transmission des guides.

F=38 mm ; D0=34 mm ; D1=38 mm ; L=210 mm ; $\phi=0,5$ mm

Raie	10 P 20	10 R 18	9 R 22
Longueur d'onde	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$	$\lambda = 10,26 \mu\text{m}$	$\lambda = 9,26 \mu\text{m}$
Indice de réfraction	$\nu = 0,65 - j0,035$	$\nu = 0,825 - j0,02$	$\nu = 1,1 - j0,0125$
T ₁₁ (%)	97,10	95,73	44,48
T ₁₂ (%)	85,66	79,47	1,40
T ₁₃ (%)	68,35	56,85	0,00
T ₁₄ (%)	49,33	35,04	0,00
Tg ₄ (%)	94,52	93,17	41,01

F=38 mm ; D0=34 mm ; D1=38 mm ; L=210 mm ; $\phi=0,8$ mm

Raie	10 P 20	10 R 18	9 R 22
Longueur d'onde	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$	$\lambda = 10,26 \mu\text{m}$	$\lambda = 9,26 \mu\text{m}$
Indice de réfraction	$\nu = 0,65 - j0,035$	$\nu = 0,825 - j0,02$	$\nu = 1,1 - j0,0125$
T ₁₁ (%)	99,28	98,94	82,06
T ₁₂ (%)	96,29	94,54	35,28
T ₁₃ (%)	91,13	87,12	7,72
T ₁₄ (%)	84,15	77,41	0,86
Tg ₄ (%)	96,66	95,71	60,83

F=38 mm ; D0=34 mm ; D1=38 mm ; L=210 mm ; $\phi=2$ mm

Raie	10 P 20	10 R 18	9 R 22
Longueur d'onde	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$	$\lambda = 10,26 \mu\text{m}$	$\lambda = 9,26 \mu\text{m}$
Indice de réfraction	$\nu = 0,65 - j0,035$	$\nu = 0,825 - j0,02$	$\nu = 1,1 - j0,0125$
T ₁₁ (%)	99,95	99,93	98,74
T ₁₄ (%)	98,90	98,37	73,76
T ₁₉ (%)	94,17	91,47	19,12
Tg ₄ (%)	86,26	84,60	69,68
Tg ₉ (%)	98,50	98,32	80,31

T_{1m} : Transmission du mode EH_{1m}.

Tg_m : Transmission globale du guide en tenant compte des m premiers modes guidés EH_{1m}.

taille des ceintures de faisceaux à l'entrée des guides et ces diamètres dépendent de la valeur de la distance focale. La longueur de la distance focale peut donc influencer les résultats.

Nous avons indiqué dans le tableau III-11, les valeurs théoriques des transmissions globales. Les calculs ont été effectués en fonction des valeurs extrêmes possibles de la distance focale. Les différences que nous observons sont très faibles ($< 1 \%$). L'incertitude sur la valeur de la distance focale n'explique donc pas l'écart important entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques. Cependant, ces faibles écarts peuvent s'ajouter aux autres variations possibles.

iii- Une autre cause possible des différences observées entre les mesures et les valeurs théoriques est l'incertitude sur les dimensions des tubes. La longueur des guides utilisés peut varier de 1 à 2 mm par rapport à la valeur théorique choisie ($L = 210$ mm). La différence de transmission observée est alors négligeable. L'incertitude sur le diamètre interne du guide peut par contre avoir un effet plus important. Il intervient dans le calcul de la transmission par guidage par un facteur multiplicatif en $1/a^3$. Le constructeur donne ces diamètres internes avec une incertitude de 5 % (mais jamais inférieure à 0,1 mm). Nous avons calculé pour chaque tube ($\phi = 0,5$ mm ; $\phi = 0,8$ mm ; $\phi = 2$ mm), les transmissions globales : T_g en fonction du diamètre possible. Les résultats sont indiqués dans le tableau III-12.

Expérimentalement, nous avons vérifié à l'aide d'un microscope, l'exactitude du diamètre en entrée et en sortie de chaque guide utilisé. Malheureusement, il ne nous était pas possible de contrôler les diamètres tout le long du guide. Lorsque le guide est fin ($\phi = 0,5$ mm), les variations de T_g peuvent être importantes (de l'ordre de 10 %). Pour les autres guides, elles sont à priori faibles ($\cong 1 \%$). Ceci explique peut être que les écarts soient plus importants pour le guide fin entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées.

TABLEAU III-11

Influence de la variation de la distance focale sur les pertes de transmission du guide.

$\phi=0,5$ mm ; $D_0=34$ mm ; $D_1=38$ mm ; $L=210$ mm ; $\lambda=10,6$ μ m ;
 $\nu=0,65-j0,035$

$T_{11}= 97,10$ % ; $T_{12}= 85,65$ % ; $T_{13}= 68,35$ % ; $T_{14}= 49,33$ %

Distance focale (mm)	36,1	38	39,9
Tg ₁ (%)	91,01	93,08	92,61
Tg ₂ (%)	94,30	94,42	93,74
Tg ₃ (%)	94,33	94,49	93,85
Tg ₄ (%)	94,36	94,52	93,90

$\phi=0,8$ mm ; $D_0=34$ mm ; $D_1=38$ mm ; $L=210$ mm ; $\lambda=10,6$ μ m ;
 $\nu=0,65-j0,035$

$T_{11}= 99,28$ % ; $T_{12}= 96,29$ % ; $T_{13}= 91,12$ % ; $T_{14}= 84,16$ %

Distance focale (mm)	36,1	38	39,9
Tg ₁ (%)	65,17	69,28	73,07
Tg ₂ (%)	93,92	94,94	95,70
Tg ₃ (%)	96,41	96,63	96,80
Tg ₄ (%)	96,48	96,66	96,82

$\phi=2$ mm ; $D_0=34$ mm ; $D_1=38$ mm ; $L=210$ mm ; $\lambda=10,6$ μ m ;
 $\nu=0,65-j0,035$

$T_{11}= 99,95$ % ; $T_{12}= 99,75$ % ; $T_{13}= 99,40$ % ; $T_{14}= 98,90$ % ;
 $T_{19}= 94,17$ %

Distance focale (mm)	36,1	38	39,9
Tg ₁ (%)	14,44	15,97	17,42
Tg ₄ (%)	83,18	86,27	87,99
Tg ₉ (%)	97,70	98,50	97,82

T_{1m} : Transmission du mode EH_{1m} .

T_{gm} : Transmission globale du guide en tenant compte des m premiers modes guidés EH_{1m} .

TABLEAU III-12

Influence du diamètre intérieur sur les pertes de transmission des guides.

F=38 mm ; D0=34 mm ; D1=38 mm ; L=210 mm
 $\lambda=10,6 \mu\text{m}$; $\nu=0,65-j0,035$

Diamètre (mm)	0,4	0,5	0,6
T ₁₁ (%)	94,42	97,10	98,31
T ₁₂ (%)	73,90	85,66	91,43
T ₁₃ (%)	47,55	68,35	80,23
T ₁₄ (%)	25,15	49,33	66,44
Tg ₄ (%)	88,38	94,52	95,99

Diamètre (mm)	0,7	0,8	0,9
T ₁₁ (%)	98,93	99,28	99,50
T ₁₂ (%)	94,51	96,29	97,38
T ₁₃ (%)	87,05	91,13	93,68
T ₁₄ (%)	77,30	84,15	88,59
Tg ₄ (%)	96,43	96,66	96,80

Diamètre (mm)	1,9	2	2,1
T ₁₁ (%)	99,94	99,95	99,96
T ₁₂ (%)	99,71	99,76	99,79
T ₁₃ (%)	99,30	99,41	99,49
T ₁₄ (%)	98,72	98,90	99,05
T ₁₉ (%)	93,24	94,17	94,94
Tg ₄ (%)	88,31	86,27	84,11
Tg ₉ (%)	98,12	98,50	98,89

T_{1m} : Transmission du mode EH_{1m}.

Tg_m : Transmission globale du guide en tenant compte des m premiers modes guidés EH_{1m}.

Conclusion

Les guides seront placés à $D1 = 38$ mm. Le meilleur couplage possible sera alors réalisé dans tous les cas. Nous avons constaté que le manque de stabilité de l'émission laser pouvait influencer les résultats de mesures. Le diamètre interne des guides très fins ($\phi = 0,5$ mm) doit être tolérancé strictement. Une incertitude de 0,05 mm est le maximum acceptable. A ces paramètres, il faut ajouter la rectitude du guide et sa propriété interne. En effet, nous pouvons choisir de réutiliser les sondes plusieurs fois. Dans ce cas, des pertes supplémentaires peuvent être occasionnées. Bien que les guides soient nettoyés et stérilisés entre chaque utilisation, on ne peut pas garantir l'absence de dépôts sur la surface intérieure (Les guides sont d'autant plus difficiles à nettoyer correctement qu'ils sont fins). Ces facteurs apportent des échauffements de la sonde et une légère baisse du taux de transmission globale. Il est par ailleurs certainement possible de prévoir une option "usage unique", au moins pour les guides les plus fins.

II-2. Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque la lentille est désalignée par rapport à l'axe du faisceau laser

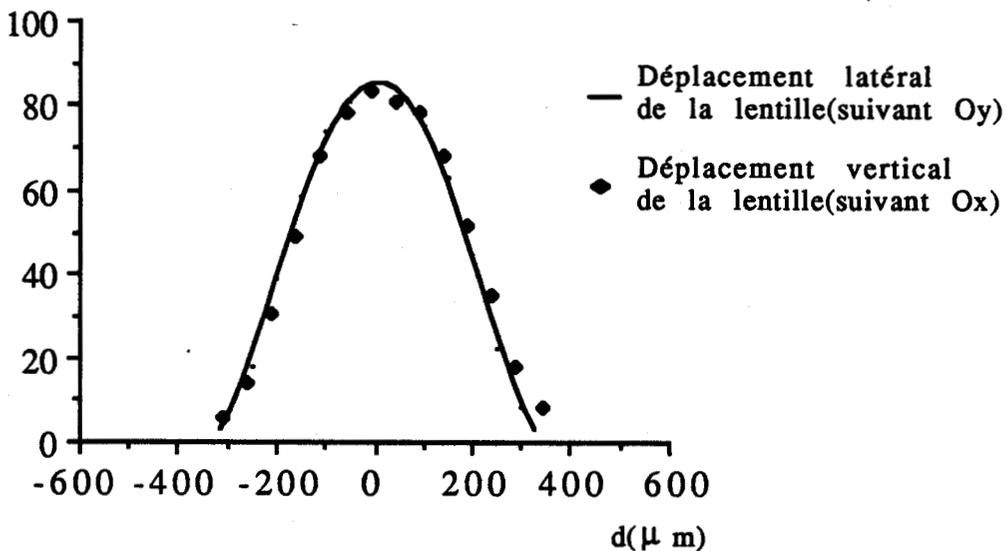
Dans les sondes que nous avons conçues, la position de la lentille est réglable latéralement. Cela nécessite des réglages qui compliquent la conception, la réalisation et le montage des pièces. Le but de cette étude est de rechercher s'il est possible de simplifier cette partie en précisant l'écart maximum : d acceptable entre les axes de la lentille et du laser. Le montage est indiqué sur la figure III-1. Le rayonnement issu du laser est polarisé suivant Ox. Nous avons mesuré les transmissions des guides ($\phi = 0,5$ mm, $\phi = 0,8$ mm) en fonction du déplacement : d .

Les mesures ont été faites avec un déplacement suivant Ox ou Oy. La figure III-8 représente les courbes obtenues lorsque $D0 = 34$ mm, $D1 = 38$ mm, $L = 210$ mm et $F = 38$ mm. Les résultats sont les mêmes lorsque les déplacements sont effectués dans les deux directions transverses. Une perte de 5 % sur la valeur de la transmission globale constituera notre tolérance sur le désalignement de la lentille de focalisation.

Transmission globale(%)

(a)

Tube de diamètre 0,5 mm



Transmission globale(%)

(b)

Tube de diamètre 0,8 mm

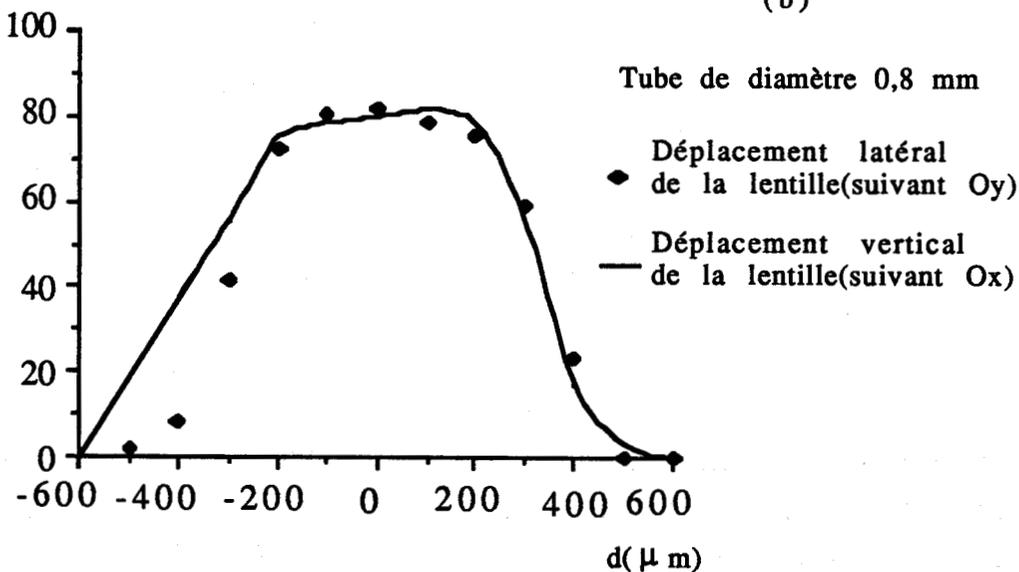


Figure III-8 : Transmissions globales mesurées à la sortie d'un guide de longueur $L= 210$ mm en fonction du déplacement de la lentille de focalisation. Le faisceau incident et le guide restent fixes et alignés.

Le centre de la lentille devra donc être à l'intérieur d'un disque de rayon $50\ \mu\text{m}$ pour le tube de $0,5\ \text{mm}$ de diamètre et $150\ \mu\text{m}$ pour celui de diamètre $0,8\ \text{mm}$.

II-3. Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque le guide est décalé transversalement par rapport à l'axe du faisceau laser.

Lorsque la sonde est assemblée, seule la lentille est réglable. Il faut donc déterminer les tolérances de fabrication des différentes pièces compte tenu de la façon dont elles s'assemblent entre elles. En préalignant les pièces, il ne reste plus que la lentille à aligner.

Pour obtenir la tolérances sur l'alignement du guide, nous nous sommes servis du montage de la figure III-1. Nous avons procédé de la même façon que pour l'étude précédente mais en déplaçant cette fois-ci l'entrée du guide (la lentille et le faisceau laser restant fixes et alignés). Les résultats de mesures sont tracés sur la figure III-9. Les paramètres fixés D_0 , D_1 L et F sont les mêmes que ceux de la figure III-8.

Nous remarquons que les pertes de transmission sont indépendantes de la direction de décalage du tube : transverse vertical ou latéral. Nous avons fixé la perte de puissance acceptable par décalage du tube à $5\ \%$. Les guides devront être mis en place avec une précision de : $50\ \mu\text{m}$ pour les tubes de diamètre $0,5\ \text{mm}$; de $60\ \mu\text{m}$ pour les tubes de diamètre $0,8\ \text{mm}$ et de $700\ \mu\text{m}$ pour les tubes de $2\ \text{mm}$ de diamètre.

Nous n'avons pas réalisé l'approche théorique correspondante. Lorsque l'on décale transversalement le guide, l'excitation n'est plus optimale. Des modes d'ordre élevé sont fortement excités et l'étude théorique devrait prendre en compte ces modes. Nous n'avons fait l'étude expérimentale que pour déterminer les ordres de grandeurs des tolérances de fabrication des pièces qui seront nécessaires pour le développement de ces outils.

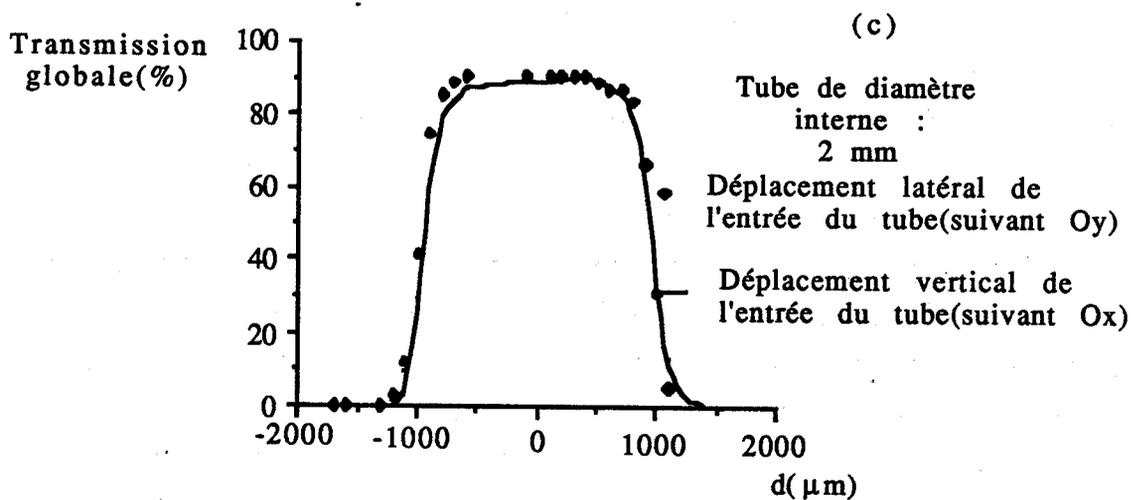
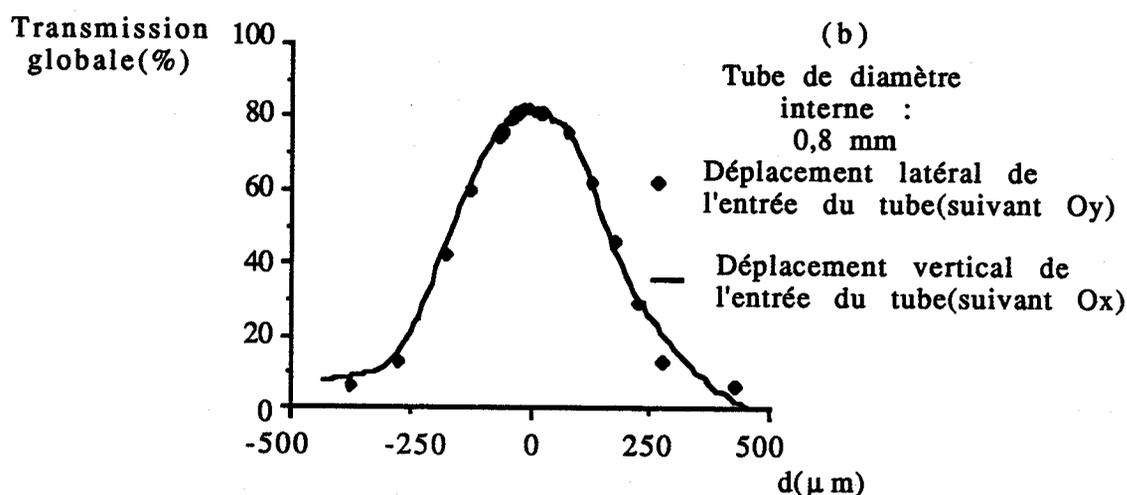
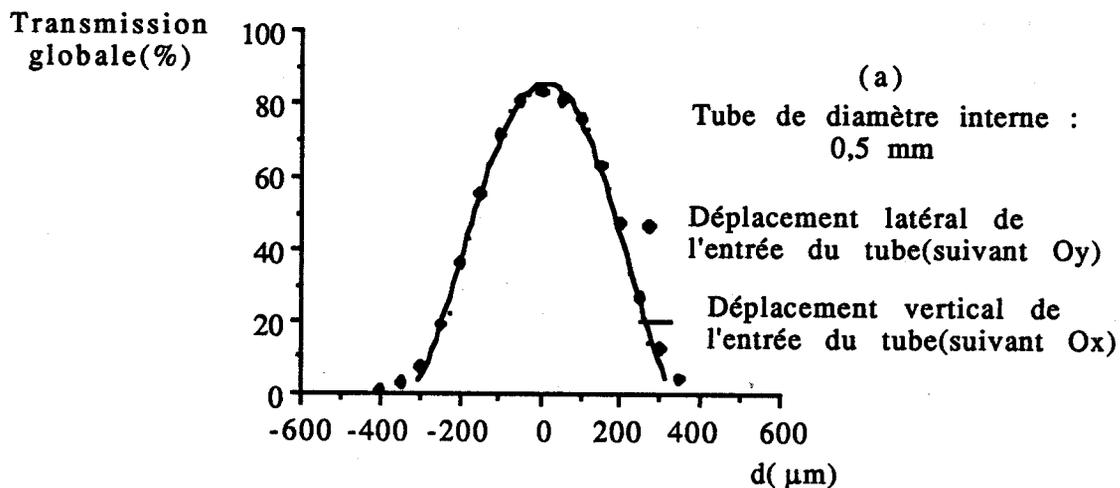


Figure III-9 : Mesures des transmissions globales à la sortie du guide de longueur $L=210$ mm, en fonction son déplacement. Le faisceau incident et la lentille restent fixes et alignés.

II-4. Evaluation des pertes de transmission en puissance lorsque le guide subit un désalignement angulaire par rapport à l'axe du faisceau laser incident.

La rotation du tube a été faite autour d'un point fixe (centre de rotation) qui coïncide avec l'entrée du guide. Les résultats ont permis de tracer la figure III-10. Nous remarquons que là encore la direction du déplacement n'a pas d'influence sur les valeurs mesurées. Les courbes se superposent à peu près. Il semble cependant que le tube de diamètre interne 0,8 mm soit légèrement assymétrique. Nous avons également observé cet écart du à l'assymétrie du guide de 0,8 mm sur la figure III-8. Le taux de transmission globale de chaque guide chute rapidement lorsque le tube est désaligné. Nous acceptons une perte de transmission de 5 %. L'angle maximum de désalignement acceptable est de 30' pour un guide de 0,5 mm de diamètre ; de 1° pour un guide de 0,8 mm de diamètre et de 1°30' pour un guide de 2 mm de diamètre.

Conclusion :

L'étude du couplage de l'onde issue du laser dans le guide en alumine a permis de fixer les tolérances générales de fabrication. En ajustant les pièces, nous limitons les réglages d'alignement à celui de la lentille. Ceci simplifie la préparation de la sonde avant une opération. Lorsque le guide en alumine est fin ($\phi = 0,5$ mm), l'incertitude sur le diamètre interne ne doit pas dépasser 0,05 mm. Le tube doit être positionné par rapport à la tête laser avec une précision de 50 μ m. Il ne devra pas être désaligné de plus de 0°30'. Les gabarits de soudure que nous avons mis au point permettent de faciliter le respect de ces tolérances.

Pour le guide de 0,8 mm, les tolérances sont moins sévères. Nous admettons un désalignement maximum de 1°. L'axe du guide devra se situer dans un disque de 60 μ m de diamètre. Le guide de 2 mm de diamètre est celui qui sera le moins critique à positionner. Un désalignement de 1°30' est acceptable. Les axes du laser et du tube peuvent être distants de 700 μ m.

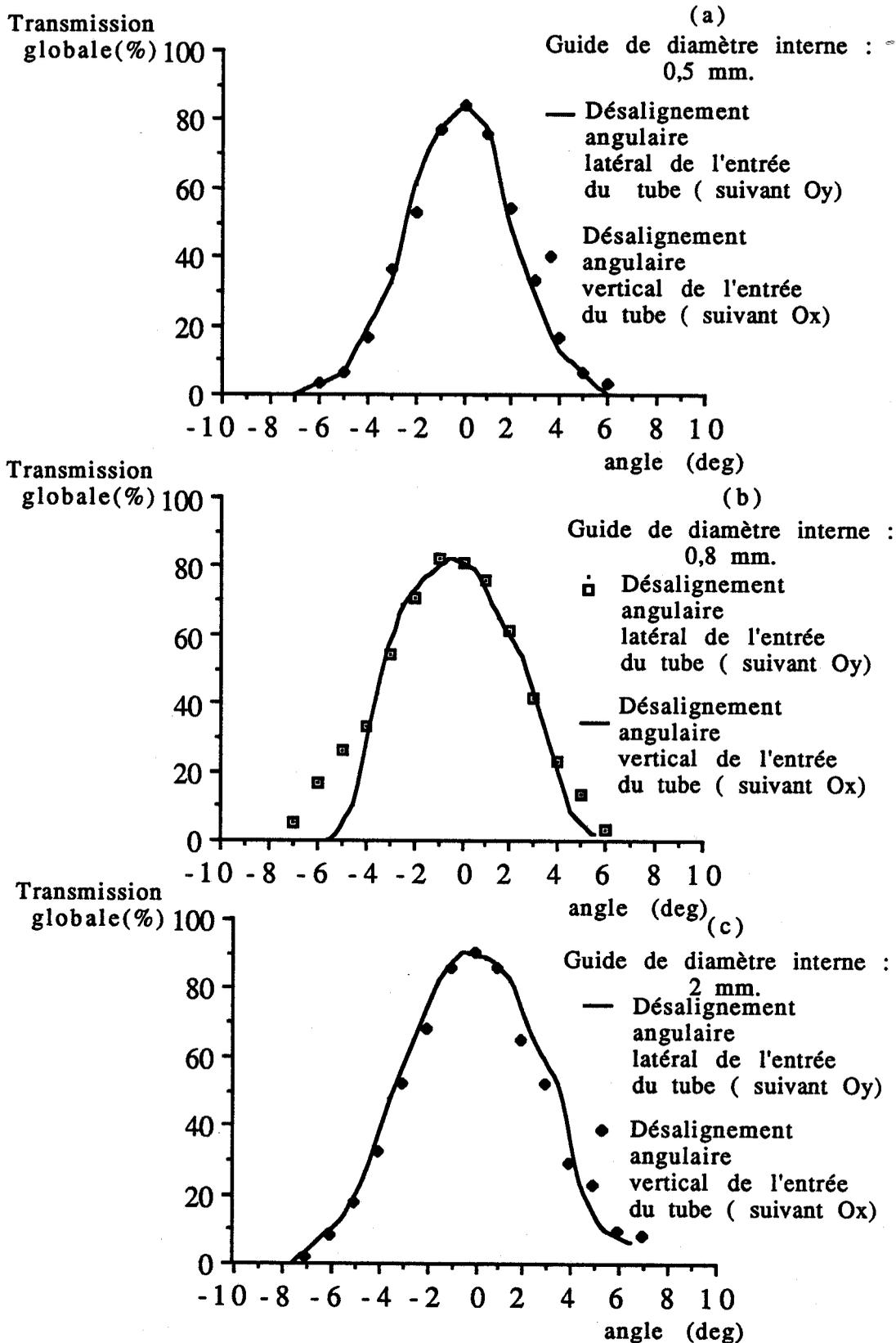
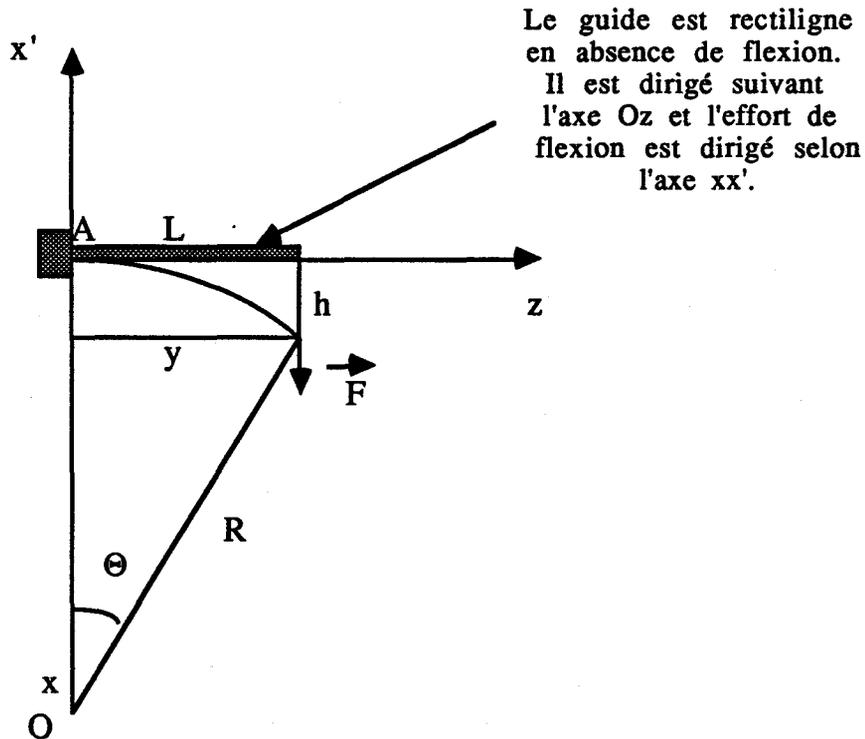


Figure III-10 : Transmission globales mesurées à la sortie du guide de longueur L=210 mm, en fonction du désalignement angulaire du guide. Le faisceau incident et la lentille restent fixes et alignés.

CONCLUSION :

Les études expérimentales nous ont permis de caractériser plusieurs propriétés des sondes endochirurgicales. Les mesures sont souvent difficiles à réaliser car nous ne maîtrisons pas tous les paramètres intervenant. Néanmoins, nous avons pu tirer les ordres de grandeur des transmissions par guidage puis par couplage des sondes. Les élévations de températures du trocart ne se sont pas révélées dangereuses ($T < 60^{\circ} \text{C}$). Les diamètres de spots en sortie des guides devraient permettre une action de coupe ou de volatilisation. L'étude des pertes par courbure a cependant montré que lors de l'utilisation, les tubes devront être rectilignes. Les tolérances de mise en place et d'usinage des guides en alumine ont été déterminées. Comme on pouvait le penser, elles sont plus sévères pour les tubes de faible diamètre intérieur. Les tolérances de fabrication correspondantes sont cependant réalisables et devraient permettre l'interchangeabilité de ces sondes.

**CALCUL APPROXIMATIF DU RAYON DE COURBURE EN
FONCTION DE LA FLECHE DU TUBE.**



Le tube est encasté en A. Nous supposons que l'axe du tube déformé décrit un cercle centré en O. Le point O est situé sur l'axe xx' (perpendiculaire à Oz).

Nous faisons l'hypothèse que l'angle θ est petit et que l'abscisse curviligne est à peu près égale à la longueur L du guide.

Avec ces hypothèses, nous pouvons facilement montrer que

$$R = \frac{L^2}{2h}$$

CHAPITRE IV :
EXPERIMENTATIONS ET RESULTATS EN
ARTHROCHIRURGIE DU GENOU ET EN
COELIOCHIRURGIE.

INTRODUCTION

Les expérimentations en arthrochirurgie ont été menées en collaboration avec l'équipe du Professeur Duquesnoy du C.H.R. de Lille. Cette équipe est spécialisée dans les opérations endoscopiques du genou. Le travail expérimental a donc été centré sur cette utilisation. Les résultats correspondants, sont regroupés dans la première partie de ce chapitre.

Les expérimentations in vivo sur l'animal, en coëliochirurgie, ont été réalisées au C.H.R. de Lille par le Docteur Boutteville. Les résultats sont présentés dans la seconde partie de ce chapitre.

I - ARTHROCHIRURGIE LASER

I-1- Matériel opératoire.

Quatre instruments sont nécessaires pour pratiquer une arthrochirurgie avec le laser à CO₂ guide d'onde :

- Un mandrin arrondi à son extrémité pour être non traumatisant.
- Un trocart dans lequel on peut introduire le mandrin ou les guides d'onde.
- Un guide de volatilisation.
- Une pièce à main contenant la lentille de couplage et le laser à CO₂ guide d'onde.

Le tableau IV-1 indique les dimensions du trocart, du guide et du mandrin.

Nous ne redécrivons pas ces instruments. Le lecteur peut se référer au chapitre II, concernant leur conception et leur réalisation. Nous allons seulement donner quelques indications concernant leur utilisation.

Bien que les instruments aient été renforcés et solidifiés, ils restent cependant fragiles par rapport aux outils traditionnels. Le guide d'onde en alumine est le point le plus critique car ce matériau peut casser.

TABLEAU IV-1

Dimensions des instruments d'arthrochirurgie entrant dans le genou.

Elément	Diamètre intérieur [mm]	Diamètre extérieur [mm]	Longueur introduite dans le genou [mm]	Diamètre approximatif du spot en extrémité de guide [mm]
Trocart	4	4,5	130	-
Guide de volatilisation	2	4	130	1,8
Mandrin	-	4	134	-

Il est donc souhaitable de limiter fortement les contraintes mécaniques sur celui-ci lorsqu'il sera introduit dans le genou. Si l'on veut déplacer le trocart, il est nécessaire de repositionner le mandrin sur celui-ci. En effet, le mandrin a été conçu pour supporter sans dommage les effets nécessaires à la mise en place du trocart.

L'instrument peut être utilisé avec son extrémité au contact des tissus. Dans ce cas, le spot en sortie du guide mesure environ 1,8 mm de diamètre. Si le travail est effectué à quelques millimètres en retrait des tissus, alors le spot est légèrement plus large d'environ 0,1 à 0,2 mm.

Dans tous les cas, le système de soufflage de gaz doit fonctionner. Il permet d'éviter les remontés de fumées et de débris carbonés dans le guide. Il assure également la pressurisation du genou.

I-2- Expérimentations in vitro.

I-2-1- Les effets du rayonnement laser sur la membrane synoviale.

Lorsque la membrane synoviale est malade, elle est caractérisée par une hypertrophie diffuse [41]. Un des traitements consiste alors

à volatiliser sa surface. Il ne faut cependant pas détruire de tissus sains, placés à proximité de cette membrane (en particulier les structures capsuloligamentaires sous jacentes). Nous avons alors déterminé les profondeurs de pénétration des impacts laser en fonction de la durée et de la puissance de l'impulsion. Pour cela, une centaine d'échantillons de membranes synoviales saines ont été recueillis, lors de diverses opérations d'arthroplastie ou de synovectomie. Les échantillons ont été conservés 12 à 24 heures dans du sérum physiologique avant d'être irradiés par le laser à CO₂, dans l'air.

Des tirs lasers de 0,2 à 10 secondes ont été effectués. Les puissances disponibles, en sortie du guide d'onde de volatilisation ont varié de 5 à 10 watts. Les fluences testées ont donc varié de 39 J/cm² à 39 KJ/cm². L'étude de l'impact laser sur la synoviale a été réalisée par le Docteur Capon. Les conclusions médicales ont fait l'objet de sa thèse de médecine [41]. Il se dégage, qu'une densité d'énergie d'environ 200 J/cm² assure la volatilisation d'un millimètre (en profondeur) de synoviale. L'épaississement de la membrane malade varie de 1 à 2,35 mm. Il semble donc que la densité citée précédemment assure une action laser sans danger pour les structures sous-jacentes [41].

La durée d'une arthrochirurgie ne doit pas dépasser 1H 30 pour des problèmes de sécurité liés au malade. Le geste opératoire doit donc être rapide. Avec une puissance maximale de 7 Watts en sortie de sonde, il faut environ 0,8 seconde pour irradier le tissu avec un spot de 1,8 mm de diamètre. La profondeur atteinte par la volatilisation ne dépasse alors pas 1 mm [47].

Ces expériences in vitro ont permis de donner des ordres de grandeur des paramètres à utiliser. Il faut cependant remarquer que les échantillons ne se situent pas dans leur contexte habituel. Ils ne sont donc pas thermalisés par les parois voisines. De plus, l'air ambiant dessèche les échantillons. Il est donc nécessaire de passer en expérimentation sur un genou entier et d'utiliser la technique endoscopique.

I-2-2- Les effets du rayonnement laser sur un genou sain, in vitro.

Une arthrochirurgie par laser à CO₂ a été réalisée par le Docteur Tonnel sur un genou sain. Ce genou a été prélevé sur un patient de 65 ans amputé des membres inférieurs. Cette opération a permis aux chirurgiens de régler un certain nombre de problèmes d'adaptation à cette nouvelle technique. Par exemple l'utilisation d'un gaz (le CO₂) pour détendre les articulations du genou n'est pas une pratique habituelle. Lors d'une arthroscopie traditionnelle (sans laser), la distension se fait par une solution physiologique. Les médecins ont donc dû déterminer la pression de gaz à maintenir à l'intérieur du genou durant l'intervention. Celle-ci a été fixée entre 0,10 10⁵ Pa et 0,13 10⁵ Pa [41]. Dans une opération endoscopique sous flux gazeux, la régulation des gaz peut être effectuée par un compresseur. Cet appareil permet de compenser les fluctuations de pressions à l'intérieur du genou. Malheureusement, les médecins ne disposent pas pour l'instant d'un tel appareil. Un système de remplacement momentané a été mis au point. La pression dans le genou est assurée par une colonne d'eau. Cette technique est également utilisée par l'équipe du Docteur Phylandrianos.

Un schéma de principe (figure IV-1) représente ce système. Cette solution restreint le contrôle de la pression à une observation visuelle.

Une fois le genou distendu, les instruments peuvent être introduits à l'intérieur. Il existe quatre points indiqués sur la figure IV-1, par lesquels cette introduction peut être faite. Ces différentes voies d'accès permettent de dissocier les fonctions demandées par la technique endoscopique. L'optique de visualisation peut être introduite par une voie, la sonde laser par une autre, le sérum physiologique de rinçage (action ponctuelle entre les tirs laser) par une troisième et l'évacuation des fumées et des débris carbonés par une quatrième.

La réalisation de l'arthrochirurgie gazeuse s'est révélée efficace. La synoviolysse a été effectuée avec le guide de volatilisation ($\cong 200 \text{ J/cm}^2$). Selon le Docteur Capon [41] l'instrument est maniable et facile dans son utilisation intra articulaire. Il semble que 80 % de la

synoviale puisse être traitée ainsi. Nous n'avons pas observé de lésions liées à l'échauffement éventuel du guide.

Cette expérimentation ayant été jugée satisfaisante, le passage en essai clinique in vivo est maintenant envisageable. A cet effet, un dossier a été déposé pour obtenir l'autorisation du comité d'éthique.

Conclusion

Notre étude expérimentale a permis de confirmer la validité de la solution retenue pour réaliser les arthrochirurgies laser. Elle a permis de dégager les conditions dans lesquelles ces opérations doivent être réalisées. Les observations faites, ont appuyé la demande d'autorisation d'essais cliniques. Celle-ci a été acceptée par le comité d'éthique et les essais cliniques peuvent maintenant débiter.

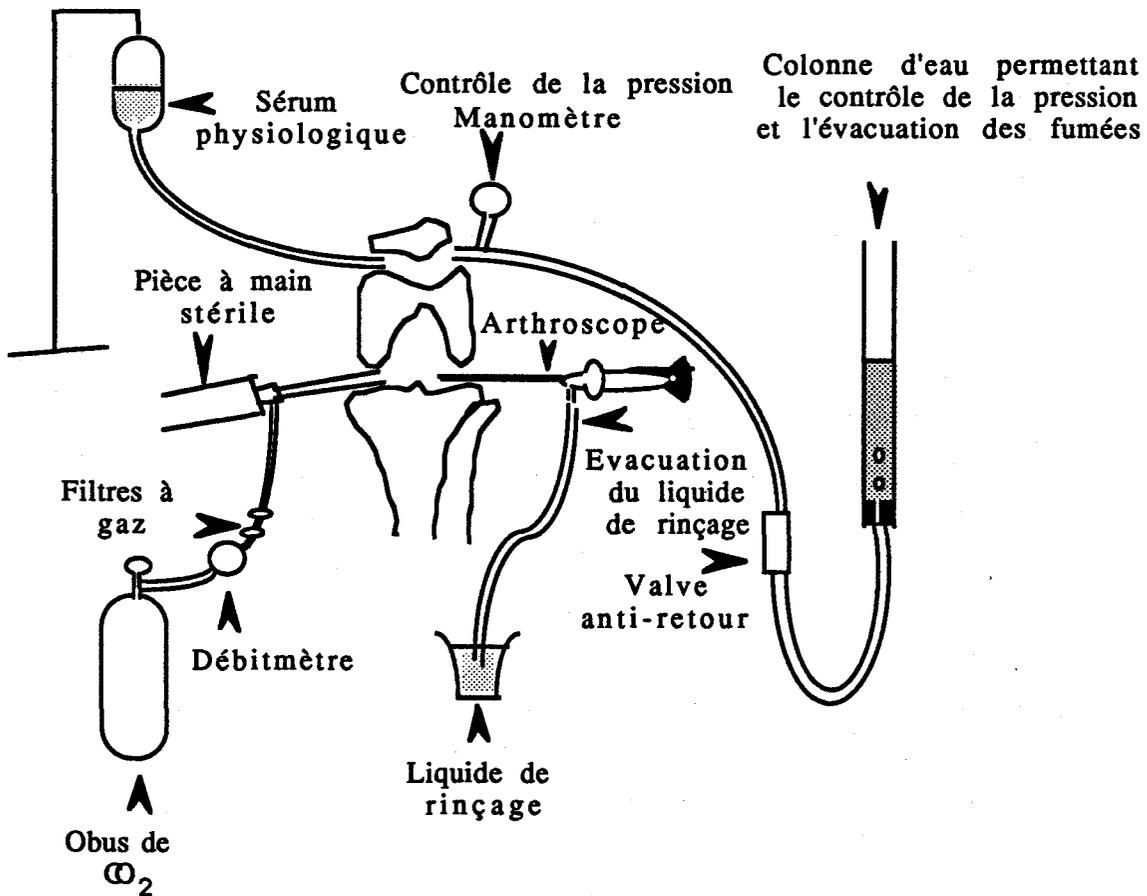


Figure IV-1 : Technique de l'arthroscopie gazeuse par laser.

II- COELIOCHIRURGIE LASER

II-1- Matériel opératoire.

Lorsque nous avons commencé nos recherches, une première génération d'instruments de Coëliochirurgie (opération dans l'abdomen) existait déjà. Les dimensions de ces instruments qui avaient été mis au point par le Professeur Lemaire, sont indiquées dans le tableau IV-2. Ces outils peuvent transmettre les deux faisceaux du laser mais ils n'en utilisent qu'un à la fois. Leur originalité réside dans la possibilité pour le chirurgien, d'obtenir l'effet de coupe avec le premier faisceau et l'effet de volatilisation avec le second. Pour cela, une petite lentille de très courte focale ($F = 38 \text{ mm}$) est centrée devant le faisceau destiné à la coupe. Elle le focalise et procure un spot fin d'environ $250 \mu\text{m}$ en sortie de l'instrument. L'autre faisceau, parallèle au premier, se propage en onde libre, du laser jusqu'à la sortie de l'instrument. Le spot obtenu à l'extrémité de l'outil mesure environ 2 mm . Cette interchangeabilité des faisceaux est très appréciée des chirurgiens. Cependant, elle impose un diamètre externe de la sonde entrant dans le corps important ($\phi \cong 9,75 \text{ mm}$). Ce diamètre restreint les déplacements possibles de l'instrument au cours d'une opération (problèmes de traumatismes, cicatrices, manque de trocart). Les chirurgiens ont alors souhaité disposer d'outils plus fins. Ils acceptent qu'il y ait séparation des fonctions de coupe et de volatilisation. Nous avons donc réalisé la deuxième génération d'instruments où l'onde est guidée.

Ces instruments sont au nombre de cinq :

- un mandrin pointu à son extrémité.
- un trocart permettant l'introduction et l'interchangeabilité des sondes.
- un guide destiné à la coupe.
- un guide destiné à la volatilisation.
- une pièce à main contenant la lentille de focalisation et le système de sécurité.

Les dimensions de ces nouveaux outils sont indiqués dans le tableau IV-2. Nous pouvons remarquer que les sondes laser sont plus longues que celles de l'arthrochirurgie.

TABLEAU IV-2

Dimensions des instruments de coëliochirurgie entrant dans le corps.

Outils que nous avons conçus

Élément	Diamètre intérieur [mm]	Diamètre extérieur [mm]	Longueur introduite dans le corps [mm]	Diamètre approximatif du spot en extrémité de guide [mm]
Trocart	3,5	4	200	-
Mandrin	-	3,5	204	-
Guide de coupe	0,8	3,5	200	0,4
Guide de volatilisation	2	3,5	200	1,8

Anciens outils

Élément	Diamètre intérieur [mm]	Diamètre extérieur [mm]	Longueur introduite dans le corps [mm]	Diamètre approximatif du spot en extrémité de guide [mm]
Tube	7,70	9,75	227	Faisceau de coupe : 0,2 à 0,3 Faisceau de volatilisation: 2,5

Cela pourrait poser des problèmes importants lors des flexions. Cependant, celles-ci sont réduites :

- Il y a moins d'efforts mécaniques sur les sondes.
- Les possibilités pour déplacer les voies d'accès sont multiples.

L'opération de coëliochirurgie nécessite deux tailles de spot : l'une pour la coupe, l'autre pour la volatilisation. Chaque guide réalise l'une de ces opérations. Il doit être utilisé avec un soufflage de gaz CO₂ pendant toute l'intervention chirurgicale (pression, évacuation des fumées).

II-2- Expérimentation in vivo sur l'animal.

La première étape a consisté en une vérification sur l'animal des effets tissulaires obtenus avec ces nouvelles sondes. Une vingtaine de rates ont été utilisées. Des tirs laser à ventre ouvert (laparotomie) sur le péritoine ont été réalisés. La même opération a été effectuée en endoscopie (ventre fermé). Le Docteur Boutteville a réalisé cette étude et ses conclusions médicales ont fait l'objet d'une communication à la Société Française des lasers Médicaux (S.F.L.M) [42]. Les suites opératoires semblent être meilleures en endoscopie qu'en laparotomie (pas d'adhérences créées) [42].

Ces expériences ayant donné satisfaction aux médecins, le passage en essai clinique in vivo est maintenant envisageable. .

Conclusion

Dans le domaine de la coëliochirurgie par laser à CO₂ guide d'onde, les utilisateurs sont nombreux. Les instruments que nous avons mis au point ont été appréciés par les chirurgiens avec lesquels nous avons collaboré. Leur transfert est donc envisageable. A la suite de ce travail, nous avons mis au point sur le même concept, des instruments plus longs (\cong 300 mm) à la demande des médecins. Ces outils devront être utilisés de la même façon que ceux de coëliochirurgie.

CONCLUSION

Les expérimentations in vitro, puis in vivo sur l'animal, à l'aide des instruments que nous avons conçus, ont été satisfaisantes. Elles ont permis d'avancer dans notre conception des outils et de confirmer les choix que nous avons fait. Aussi bien dans le domaine de l'arthrochirurgie que dans celui de la coëliochirurgie, elles ont permis d'envisager le passage en essais cliniques. Cette phase reste à réaliser mais l'accord du Comité d'éthique est déjà obtenu pour le domaine de l'arthrochirurgie. La technique du guide d'onde creux en alumine, pour transmettre l'onde infrarouge du laser à CO₂ à l'intérieur du corps humain est donc satisfaisante.

CONCLUSION

Le travail que nous avons réalisé a permis de concevoir des sondes laser pour le domaine chirurgical. Ces instruments vont permettre d'entreprendre de nouveaux traitements par laser en arthrochirurgie du genou et en coëliochirurgie. Toutes les phases de la conception à la réalisation des instruments ont été effectuées. Nous avons d'abord établi un cahier des charges pour chaque sonde. Cette étude nous a conduit à choisir un mode de transmission du rayonnement laser : le guidage de l'onde par un tube diélectrique en alumine. Nous avons alors rappelé les équations théoriques régissant ce mode de transmission. Nous les avons appliquées à un modèle proche de notre instrument. Ce modèle a permis de comparer et de comprendre les résultats expérimentaux. En effet, après avoir conçu les instruments, nous les avons caractérisés physiquement. Pour cela, nous avons mesuré les propriétés des sondes : taux de transmission par guidage ou par couplage, échauffement du trocart, divergence du faisceau à la sortie du guide. Nous avons également déterminé les tolérances d'usinage, et d'assemblage des pièces. Les résultats ayant été satisfaisants, nous avons pu entreprendre l'étude expérimentale sur l'animal. La puissance transmise a permis d'obtenir un effet de coupe ou de volatilisation. Les premières interventions ont fait ressortir les conditions d'utilisation spécifiques de ces nouveaux outils.

Ces outils laser sont peu traumatisants et ils pourront certainement être utilisés dans beaucoup d'autres applications (par exemple : les disques lombaires, les chevilles, les épaules ou l'utérus).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. KOGELNIK, T. LI
Laser beams and resonators.
Applied Optics, Vol. 5, N° 10, pp. 1550-67, 1966.

- [2] E.A.J. MARCATILI, R.A. SCHMELTZER
Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers.
The Bell System Technical Journal, Vol. 43, pp. 1783-1809, 1964.

- [3] A. STRATTON
Théorie de l'électromagnétisme.
Ed Dunod, Paris, 1961.

- [4] D.R. HALL, E.K. GORTON, R.M. JENKINS
10 μ m propagation losses in hollow dielectric waveguides.
Journal of Applied Physics, Vol 48, N°3, pp. 1212-6, 1977.

- [5] R.M. JENKINS, R.W.J. DEVEREUX
Dispersion phenomena in hollow alumina waveguides.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-21, N°10, pp. 1722-7, 1985.

- [6] A. MARTIN
Réalisation de sondes intraoculaires destinées à la chirurgie interne de l'oeil et contribution à la réalisation d'un laser à CO₂ à excitation radio-fréquence et à usage médical.
Thèse de 3^{ème} Cycle, Université de Lille I, 1988.

- [7] F.P. ROULLARD, M. BASS
Transverse mode control in high gain, millimeter bore, waveguide lasers.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-13, N°10, pp. 813-9, 1977.

- [8] R.L. ABRAMS, A.N. CHESTER
Resonator theory for hollow waveguide lasers.
Applied Optics, Vol 13, N°, pp. 2117-25, 1974.
- [9] C.A. HILL, R.M. JENKINS, R.W.J. DEVEREUX
Transmission of linearly polarized infrared light through curved hollow dielectric waveguides.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-24, N°4, pp. 618-24, 1988.
- [10] J.P. CRENN
Gaussian beam transmission through circular waveguides with conducting wall material.
Applied Optics, Vol 24, N°21, pp. 3648-58, 1985.
- [11] C.A. WORREL
Transmission properties of some hollow glass waveguides at 10,6 μm wavelength.
Electronics Letters, Vol 25, N°9, pp. 570-1, 1989.
- [12] M. MIYAGI
Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides.
Applied Optics, Vol 20, N°7, pp. 1221-9, 1981.
- [13] M. MIYAGI A. HONGO, S. KAWAKAMI
Transmission characteristics of dielectric-coated metallic waveguide for infrared transmission: slab waveguide model.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-19, N°2, pp. 136-44, 1983.
- [14] M. MIYAGI, K. HARADA, Y. AIZAWA, S. KAWAKAMI
Transmission properties of circular dielectric-coated metallic waveguides for infrared transmission.
SPIE Infrared Optical Materials and Fibers III, Vol 484, pp. 117-23, 1984.

- [15] M. MIYAGI, S. KARASAWA
A comparative study of rectangular and circular dielectric-coated metallic waveguides for CO₂ laser light: theory.
Optics Communications, Vol 68, N°1, pp. 18-20, 1988.
- [16] R.M. JENKINS, R.W.J. DEVEREUX
Transmission characteristics of a curved hollow silica waveguide at 10,6 μm .
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-22, N°5, pp. 718-22, 1986.
- [17] S.J. WILSON, R.M. JENKINS, R.W. DEVEREUX
Hollow-core silica waveguides.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-23, N°1, pp. 52-6, 1987.
- [18] OPTILAS
Documentation commerciale sur les chalcogénures.
Z.I. la petite montagne sud, Lisses, 91019 Evry, France.
- [19] T. KATSUYAMA, K. ISHIDA, S. SATOH, H. MATSUMURA
Low loss Ge-Se chalcogenide glass optical fibers.
Applied Physics Letters, Vol 45, N°9, pp. 925-7, 1984.
- [20] J. NISHII, T. YAMASHITA, T. YAMAGISHI
Chalcogenide glass fiber with a core-cladding structure.
Applied Optics, Vol 28, N°23, pp. 5122-7, 1989.
- [21] J.A. HARRINGTON, A.G. STANDLEE
Attenuation at 10,6 μm in loaded and polycrystalline KRS-5 fibers.
Applied Optics, Vol 22, N°19, pp. 3073-8, 1983.
- [22] S. SIMHONY, A. KATZIR
Remote monitoring of ammonia using CO₂ laser and infrared fibers.
Applied Physics Letters, Vol 47, N°12, pp. 1241-3, 1985.

- [23] S. SAKURAGI
Polycrystalline KRS-5 infrared fibers for power transmission.
SPIE Advances in Infrared Fibers II, Vol. 320, pp. 2-9, 1982.
- [24] D. GAL, A. KATZIR
Silver Halide optical fibers for medical applications.
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-23, N°10, pp. 1827-35, 1987.
- [25] M.R. TAGHIZADEH, P.J. MELLING, F.A.P. TOOLEY, R. ARIELI
Transmission measurement of polycrystalline silver halide fibres in the 1-11 μm wavelength region.
Optica Acta, Vol. 31, N°4, pp. 371_377, 1984.
- [26] A. SA'AR, N. BARKAY, F. MOSER, I. SCHNITZER, A. LEVITE, A. KATZIR
Optical and mechanical properties of silver halide fibers.
SPIE Infrared Optical Materials and Fibers V, Vol 843, pp. 98-104, 1987.
- [27] M.S. BAGGISH, M.M. ELBAKRY
A flexible CO₂ laser fiber for operative laparoscopy.
Fertility and Sterility, Vol. 46, N°1, pp. 16-20, 1986.
- [28] E. GARMIRE
Hollow metal waveguides with rectangular cross section for high power transmission.
SPIE Infrared Optical Materials and Fibers III, Vol 484, pp. 112-6, 1984.
- [29] M MIYAGI, A. HONGO, Y. AIZAWA, S. KAWAKAMI
Fabrication of germanium-coated nickel hollow waveguides for infrared transmission.
Applied Physics Letters, Vol 43, N°5, pp. 430-2, 1983.

- [30] U. KUBO, Y. HASHISHIN
Flexible hollow metal light guide for medical CO₂ laser.
SPIE. Novel Optical Fiber Techniques for Medical Applications,
Vol. 494, pp. 79-83, 1984.
- [31] N. CROITORU, J. DROR, I. GANNOT
Characterization of hollow fibers for the transmission of
infrared radiation.
Applied Optics, Vol 29, N°12, pp. 1805-9, 1990.
- [32] R. CUNNINGHAM
Updating fiber delivery systems.
Lasers et Applications, Vol. 6, N°4, pp. 40-4, 1987.
- [33] N. BARKAY, A. LEVITE, F. MOSER, D. KOWAL, A. KATZIR
Optical properties of mixed silver halide crystals and
polycrystalline optical fibers.
PROC. SPIE Infrared Fiber Optics, Vol. 1048, Los Angeles,
Californie, pp. 9-16, 1989.
- [34] J. LUCAS, I. CHIARUTTINI, X. ZHANG, H.L. MA, G. FONTENEAU
Recent progress on tellurium glasses for I.R. fibers.
PROC. SPIE Infrared Fiber Optics, Vol. 1048, Los Angeles,
Californie, pp. 52-56, 1989.
- [35] G.G. DEVYATYKH, M.F. CHURBANOV, I.V. SCRIPACHEV
The role of impurities in the optical losses of chalcogenide glass
fibers.
PROC. SPIE Infrared Fiber Optics, Vol. 1048, Los Angeles,
Californie, pp. 80-4, 1989.
- [36] J.A. HARRINGTON, C.C. GREGORY, R. NUBLING
Hollow waveguides for CO₂ laser delivery systems.
PROC. SPIE Infrared Fiber Optics, Vol. 1048, Los Angeles,
Californie, pp. 104-11, 1989.

- [37] J.P. CHAVOIN, F. LAFFITTE
Le laser à gaz carbonique en chirurgie.
Cours théorique et pratique, Toulouse, 1986.
- [38] G. PHILANDRIANOS
Le laser à gaz carbonique en chirurgie arthroscopique du genou.
La Presse Médicale, Vol. 14, N° 41, pp. 2103-4, 1985.
- [39] T.L. WHIPPLE, R.B. CASPARI, J.F. MEYERS
Synovial response to laser induced carbon ash residue.
Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 3, pp. 291-5, 1984.
- [40] S. LAOUSSADI, M. AIGNAN, A. CONSTANS, A. CARLIOZ, H. GUILLET, J. BAYLE et al
Utilisation du laser (Nd YAG, Argon) par voie intra-articulaire au cours d'arthroscopies du genou.
Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 5, N°1, pp. 45-52, 1984.
- [41] F. CAPON
La synoviolyse laser CO₂ sous arthroscopie gazeuse.
Thèse de Doctorat en Médecine, Lille, France, 1990.
- [42] C. BOUTEVILLE, P. NIAY, C. DARGIER, J.L. FOURRIER, J.M. BRUNETAUD, D. QUERLEU
Utilisation du laser en chirurgie expérimentale.
Communication au VIII ème congrès de la Société Française des Lasers Médicaux, Saintes Maries de la Mer, 1989.

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 : Représentation des lignes équi-amplitude d'une onde Gaussienne à la sortie d'un guide d'onde à CO₂ de géométrie rectangulaire. La figure est tracée dans un plan de section (Oz, Ox)..... 155

Figure I-2 : Représentation des lignes équi-amplitude d'une onde Gaussienne rectangulaire lors de son passage à travers une lentille mince convergente. 155

Figure I-3 : Représentation d'un guide d'onde diélectrique creux. 157

Figure I-4 : Représentation des lignes de champ électrique de quelques modes caractéristiques du guide circulaire creux. Chaque vecteur représente qualitativement l'intensité et la direction du champ local..... 159

Figure I-5 : Coefficient de transmission T_{nm} des modes EH₁₁, EH₁₂, EH₁₃, EH₁₄ en fonction du diamètre intérieur du tube creux en alumine de longueur L=150 mm. 163

Figure I-6 : Efficacité du couplage du mode TEM₀₀ sur les modes EH₁₁, puis EH₁₁+EH₁₂, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃+EH₁₄ en fonction du paramètre normalisé Wy/a à l'entrée du guide. Le diamètre du guide est : a) $\phi = 0,5$ mm ; b) $\phi = 0,8$ mm ; c) $\phi = 2$ mm. 167

Figure I-7 : Efficacité de la transmission globale du mode TEM₀₀ sur les modes EH₁₁, puis EH₁₁+EH₁₂, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃, puis EH₁₁+EH₁₂+EH₁₃+EH₁₄ en fonction du paramètre normalisé Wy/a à l'entrée du guide. Le diamètre du guide est : a) $\phi = 0,5$ mm ; b) $\phi = 0,8$ mm ; c) $\phi = 2$ mm. 170

Figure I-8 : Représentation d'un guide d'onde diélectrique creux courbe et de son système de coordonnées (r, θ , z)..... 173

Figure I-9 : Transmission des quatre premiers modes EH_{lm} en fonction du rayon de courbure du guide en alumine dans le cas où l'angle entre la direction du champ électrique au centre du guide et

le plan de courbure du guide vaut 90° .

- a) le guide a une longueur de 150 mm et un diamètre de 0,5 mm.
- b) le guide a une longueur de 220 mm et un diamètre de 0,8 mm.
- c) le guide a une longueur de 220 mm et un diamètre de 2 mm. 176

Figure I-10 : Transmission du mode EH_{11} en fonction du rayon de courbure du guide en alumine dans le cas où l'angle entre la direction du champ électrique au centre du guide et le plan de courbure du guide est de 0° ou 90° 177

Figure II-1 : Instruments d'endoscopie traditionnels permettant l'introduction des outils dans le corps. 194

Figure II-2 : Première maquette d'étude comportant trois parties : A (enveloppe en ertalite), B (support de lentille), C (guide d'onde). 194

Figure II-3 : Schéma de principe de la maquette d'étude N°1. .. 196

Figure II-4 : Schéma de principe de la maquette d'étude N°3. ... 200

Figure II-5 : Représentation des fonctions des différentes pièces de chaque partie A, B, C. 201

Plans 210

Figure III-1 : Représentation schématique du montage expérimental. Le laser est fixe, la lentille peut être déplacée selon les directions x , y , z et le réglage de l'entrée du guide d'onde possède cinq degrés de liberté (x , y , z , Θ_x , Θ_y)..... 231

Figure III-2 : (a) Représentation du système de masquage dans le plan xOy . En pointillés, nous avons représenté les lignes de champs à $1/e$. (b) Système de mesure où une plaque opaque est déplacée en travers du faisceau. 241

Figure III-3 : Schéma de principe du montage expérimental réalisé pour effectuer les mesures de températures. Les échelles ne sont pas respectées. 244

Figure III-4 : Mesures de températures faites sur le trocart du guide de diamètre 0,8 mm et de longueur 210 mm. La puissance à l'entrée du guide est de 7 Watts. Les mesures sont faites à l'entrée (1), au milieu (2), ou à l'extrémité du guide (3). 249

Figure III-5 : Mesures de températures faites sur le trocart du guide de diamètre 2 mm et de longueur 210 mm. La puissance à l'entrée du guide est de 7 Watts. Les mesures sont faites à l'entrée (1), au milieu (2), ou à l'extrémité du guide (3). 250

Figure III-6 : Pertes de puissance dues à la courbure du guide. Les mesures sont effectuées sur des guides de 210 mm de long et de différents diamètres ($\phi = 0,5$ mm, $\phi = 0,8$ mm, $\phi = 2$ mm). 253

Figure III-7 : Evolution des transmissions globales en fonction de la distance D1 entre la lentille et l'entrée du tube. Guides en alumine de diamètre interne 0,5 mm ; 0,8 mm ; 2 mm et de longueur 210 mm.

a- Valeurs expérimentales.

b- Valeurs calculées à partir des données de la partie théorique (Chapitre I). Les courbes (1) et (2) ne tiennent compte que des quatre premiers modes guidés EH_{1n} . La courbe (3) tient compte des neuf premiers modes guidés EH_{1n} 257

Figure III-8 : Transmissions globales mesurées à la sortie d'un guide de longueur $L = 210$ mm en fonction du déplacement de la lentille de focalisation. Le faisceau incident et le guide restent fixes et alignés. 265

Figure III-9 : Mesures des transmissions globales à la sortie du guide de longueur $L = 210$ mm, en fonction son déplacement. Le faisceau incident et la lentille restent fixes et alignés. 267

Figure III-10 : Transmission globales mesurées à la sortie du guide de longueur $L=210$ mm, en fonction du désalignement angulaire du guide. Le faisceau incident et la lentille restent fixes et alignés. 269

Figure IV-1 : Technique de l'arthroscopie gazeuse par laser. 277

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-1 : Valeurs théoriques des coefficients T_{nm} de transmission par guidage sur les quatre premiers modes du guide pour différents diamètres et pour une longueur $L=150$ mm.	171
Tableau A-I-1 : Principales caractéristiques des fibres optiques pleines ou creuses pour transmettre le rayonnement infrarouge à $10,6 \mu\text{m}$	183
Tableau A-I-2 : Principales caractéristiques des guides d'onde pour transmettre le rayonnement infrarouge à $10,6 \mu\text{m}$	184
Tableau III-1 : Caractéristiques principales et degrés de liberté des éléments constituant le montage de la figure III-1.	231
Tableau III-1 bis : Valeurs des transmissions globales expérimentales et théoriques (calculées à partir du modèle du chapitre I) pour des guides de longueur 210 mm et de diamètres $0,5$ mm ; $0,8$ mm ou 2 mm.	233
Tableau III-2 : Mesures expérimentales des transmissions globales pour deux longueurs de guide (pour chaque diamètre). Résultats semi-expérimentaux : - *déduits des mesures et de la relation (31). ou - ** déduits des mesures et de la relation (32).	235
Tableau III-3 : Valeurs théoriques calculées à partir de (25) des taux, de transmission globale, de couplage, de transmission par guidage sur un ou plusieurs modes guidés.	236
Tableau III-4 : Valeurs théoriques calculées à partir des équations du chapitre I, des taux, de transmission globale, de couplage, de transmission par guidage sur un ou plusieurs modes guidés lorsque l'on change la valeur de la distance focale.	239
Tableau III-5 : Etude expérimentale de la divergence du faisceau en sortie de guide d'onde.	241

Tableau III-6 : Températures maximales atteintes en 10 mn de tir continu en fonction de la puissance du laser.....	246
Tableau III-7 : Températures maximales atteintes en 10 mn de tir continu en fonction de la longueur du guide.	247
Tableau III-8 : Résultats des mesures de pertes de puissance en sortie du guide en fonction de la courbure du guide.	253
Tableau III-9 : Valeurs théoriques du fléchissement d'un tube en alumine de longueur L, calculées à l'aide de la relation (34) : $h(L)$	255
Tableau III-10 : Influence du changement de la longueur d'onde sur les pertes de transmission des guides.	260
Tableau III-11 : Influence de la variation de la distance focale sur les pertes de transmission du guide.	262
Tableau III-12 : Influence du diamètre intérieur sur les pertes de transmission des guides.	263
Tableau IV-1 : Dimensions des instruments d'arthrochirurgie entrant dans le genou.	274
Tableau IV-2 : Dimensions des instruments de coëliochirurgie entrant dans le corps.	279

CONCLUSION

Nous avons mis au point et réalisé des instruments chirurgicaux adaptés aux traitements par laser. Après avoir recherché lors d'une étude théorique les caractéristiques répondant le mieux au cahier des charges respectif de chaque instrument, nous avons conçu les premières maquettes d'étude. Elles ont permis de vérifier les options qui avaient été prises lors de la conception des instruments. L'étude expérimentale qui a suivi ce travail a permis de caractériser les propriétés des instruments dans leur mode d'utilisation propre. En collaboration avec des médecins et des chirurgiens, nous avons procédé à des expérimentations in vitro puis in vivo sur l'animal. Elles ont conduit à définir les limites d'utilisation des instruments et leur mode de fonctionnement. Les résultats acquis à la suite des essais ont été jugés très satisfaisants et ont permis d'appuyer une demande d'autorisation d'essais cliniques auprès du comité d'éthique. L'accord qui vient d'être obtenu va permettre de faire débiter ces essais cliniques avec les guides d'onde. Le transfert industriel de ces sondes est d'ores et déjà envisagé.

RESUME

Le laser est un outil de plus en plus utilisé en milieu médical. Son usage nécessite une instrumentation adaptée à chaque application chirurgicale. Nous avons conçu et réalisé deux types d'instruments.

Dans une première partie du mémoire, nous présentons un cathéter à fibre optique modifiée prévu initialement pour répondre à un cahier des charges correspondant à celui de l'angioplastie coronaire. Cet instrument, couplé à un laser à argon ionisé devrait trouver des applications dans d'autres spécialités telles que par exemple la gynécologie (débouchage des trompes utérines).

Dans la deuxième partie du mémoire, nous nous sommes intéressés à la mise au point de guides d'onde creux pour transmettre le rayonnement d'un laser à CO₂. Ces guides doivent servir à étendre les possibilités de traitement en arthrochirurgie du genou et en coëliochirurgie chez la femme.

Pour chaque instrument, nous expliquons d'abord, les choix qui ont été faits au niveau des matériaux et des paramètres optogéométriques des constituants en fonction des résultats d'une étude théorique des effets physiques liés à l'utilisation de l'outil. Nous décrivons ensuite, les procédés de fabrication et d'assemblage de l'instrument puis, les expériences de caractérisation physique de celui-ci. Nous présentons alors, les premiers résultats expérimentaux.

MOTS CLES :

LASER, FIBRE OPTIQUE, GUIDE D'ONDE, BIOMEDECINE

