

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique Et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de La Recherche Scientifique

جامعة فرحات عباس- سطيف 1

Université Ferhat Abbas - Sétif 1

معهد البصريات وميكانيك الدقة

Institut d'Optique et Mécanique de Précision

THÈSE en Co-encadrement

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT 3^{ème} Cycle LMD

Domaine : Sciences et Techniques

Filière : Optique et mécanique de Précision

Spécialité : Matériaux pour l'optique et l'optoélectronique

Par

BOULAICHE NADJIBA

THÈME

Etude et réalisation d'un micro-collimateur à fibres optiques à microlentille semi-ellipsoïdale

Soutenue le : 23/11/2023

Devant le jury composé de :

Belkhir Nabil	Prof	UFA Sétif 1	Président
Demagh Nacer-Eddine	Prof	UFA Sétif 1	Directeur de thèse
Thual Monique	Prof	Univ Rennes	Co-directrice de thèse
Mohammed Guendouz	Ma	Univ de Rennes	Examineur
Kouider Ferria	Prof	UFA de Sétif 1	Examineur
Bencheikh Abdelhalim	Prof	Univ BBA	Examineur

THÈSE en Co-encadrement
Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT 3^{ème} Cycle LMD

Préparée en collaboration avec l'Institut Foton, Unité Mixte de Recherche CNRS 6082
Équipe Systèmes Photoniques

Par

BOULAICHE NADJIBA

THÈME

Etude et réalisation d'un micro-collimateur à fibres optiques à microlentille semi-ellipsoïdale

Soutenue le :

Devant le jury composé de :

Belkhir Nabil	Prof	UFA Sétif 1	Président
Demagh Nacer-Eddine	Prof	UFA Sétif 1	Directeur de thèse
Thual Monique	Prof	Univ Rennes	Co-directrice de thèse
Mohammed Guendouz	Ma	Univ de Rennes	Examineur
Kouider Ferria	Prof	UFA de Sétif 1	Examineur
Bencheikh Abdelhalim	Prof	Univ BBA	Examineur

Ce travail a été financé dans le cadre d'un programme de coopération franco-algérienne PROFAS B+ 2019.

Géré par l'Algérie à travers le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique (MESRS), et la France via le Ministère de l'Europe des affaires Etrangère et Campus France.



MINISTÈRE
DE L'EUROPE ET DES
AFFAIRES ÉTRANGÈRES



Cette thèse de doctorat est le fruit de nombreux efforts et sacrifices. En cette occasion spéciale de la finalisation de ma thèse de doctorat, je tiens à adresser mes plus sincères remerciements pour toutes les personnes qui ont été à mes côtés à chaque étape du chemin.

Dédicace

Avec tout mon amour, je dédie ce travail à mes **chers parents**, qui m'ont toujours soutenu et encouragé à poursuivre mes rêves. Leur amour inconditionnel, leur confiance et leur soutien indéfectible ont été une source de force et de motivation tout au long de ma vie.

Ils m'ont enseigné à travailler dur, à croire en moi-même et à ne jamais abandonner. Ils ont été mes premiers mentors et mes plus grands supporters. Je suis très reconnaissante de tout ce qu'ils ont fait pour moi, pour tout ce qu'ils ont sacrifié pour me permettre d'atteindre mes objectifs. Je n'aurais pas pu arriver jusqu'ici sans eux.

Cette thèse de doctorat représente une étape importante dans ma vie académique et professionnelle, mais elle n'aurait pas été possible sans leur amour, leur soutien et leur inspiration, et je suis honoré de pouvoir la dédier à vous mes parents aimants avec tout mon amour, reconnaissance et gratitude infinie.

Je dédie cette thèse de doctorat à toi, **mon père** aimant, qui m'a inspiré tout au long de ma vie. Ton dévouement, ta persévérance et ta sagesse ont été une source de motivation et de force pour moi.

Tu as toujours été un modèle pour moi, m'apprenant à travailler dur, à être persévérante et à ne jamais abandonner mes rêves. Tu as toujours cru en moi, même lorsque j'ai douté de moi-même, et tu m'as poussé à être la meilleure que je puisse être. Tu as eu confiance en moi et tu m'as encouragé de continuer ma thèse en France. Je tiens également à te remercier pour ta patience, ta sagesse et ton amour. Tu as toujours été là pour moi, me guidant et me soutenant à chaque étape de ma vie même dans les moments les plus difficiles.

À ma **chère mère** bien-aimée,

Je dédie cette thèse de doctorat à la femme qui m'a élevé, inspiré et encouragé à poursuivre mes rêves les plus fous. Tu m'as donné l'amour, la patience et la force nécessaires pour accomplir tout ce que je désire. Je te dédie cette thèse de doctorat en reconnaissance de tout ce que tu as fait pour moi au cours de ma vie.

Tu as toujours été ma source d'inspiration et de soutien, me guidant avec amour et sagesse à travers les hauts et les bas de la vie. Ta force, ta détermination et ta bienveillance m'ont toujours encouragé à atteindre mes objectifs. Tes prières et tes invocations ont été une source de réconfort et de soutien pour moi, surtout dans les moments difficiles. Ton soutien moral et spirituel a été d'une grande valeur pour moi. Je suis très reconnaissante pour tous les sacrifices que tu as fait pour moi et pour m'avoir encouragé à poursuivre ma passion pour la recherche. Cette réalisation est aussi la vôtre, car elle reflète les valeurs et les enseignements que vous m'avez transmis. Je vous promets que je continuerai à travailler dur, à poursuivre mes rêves et à faire de vous des parents fiers. Vous méritez tout le respect. Je vous aime plus que tout au monde.

Avec tout mon amour et ma gratitude éternelle, je dédie ce travail à mon chéri **Sofiane**

Je tiens à lui dédier ces mots de remerciements sincères et profonds pour son soutien indéfectible. Sa présence a été un véritable cadeau et je suis extrêmement reconnaissante de l'avoir à mes côtés. Son amour et son encouragement ont été les piliers qui ont rendu cette expérience possible et m'ont aidé à atteindre mes objectifs. Sa patience, Sa compréhension et son soutien constant ont été d'une valeur inestimable pour moi.

Il a été mon roc, ma source de motivation et de réconfort lorsque les défis semblaient insurmontables. Ses mots d'encouragement et ses étreintes chaleureuses ont été une source d'énergie qui m'a permis de persévérer dans les moments difficiles. Je suis également reconnaissante pour ses précieux conseils et ses regards critiques sur mes idées et mes écrits. Il a su m'inspirer, me guider avec bienveillance et m'apporter un regard extérieur précieux sur mon travail. Sa perspective unique et son soutien intellectuel ont grandement enrichi ma thèse.

Je veux également souligner combien j'apprécie sa capacité à gérer et à prendre en charge nos responsabilités communes pendant les périodes où ma concentration était entièrement consacrée à ma recherche. Sa contribution dans la gestion du foyer et dans notre vie quotidienne a été essentielle pour mon succès.

Je suis également reconnaissante de la façon dont il a su me rappeler l'importance de prendre des pauses et de prendre soin de moi, même lorsque je me plongeais dans mes travaux. Il a été mon ancre et ma source d'équilibre, m'encourageant à trouver du temps pour me ressourcer et me détendre, ce qui m'a permis de maintenir ma motivation et mon bien-être tout au long de cette expérience. Enfin, je tiens à le remercier pour le soutien émotionnel et le réconfort qu'il m'a apporté pendant les moments de doute et d'incertitude. Sa confiance en moi et son amour

inconditionnel ont été mes sources d'inspiration et m'ont donné la force nécessaire pour persévérer jusqu'à la fin.

Mon amour, Je suis fière de partager mon succès avec toi, et je sais que je ne l'aurais pas atteint sans ton soutien. Je ne saurais jamais te remercier assez pour tout ce que tu as fait pour moi pendant cette période. Ta présence à mes côtés a rendu cette aventure plus significative et plus belle. Je suis reconnaissante de t'avoir comme partenaire de vie et de pouvoir partager avec toi mes réussites et mes aspirations. Je suis fière de pouvoir dire que nous avons traversé cette étape importante ensemble et je suis impatiente de continuer notre chemin, main dans la main, et de célébrer nos futurs succès.

Je suis extrêmement fière de pouvoir dédier cette thèse de doctorat à mes deux frères **Zino** et **Mohammed**, mes chères sœurs, **Sabah**, **Hanan**, **Souaad**, **Samira** et **Hadjer**. Ils ont été une source de soutien inébranlable tout au long de ma vie, et je suis reconnaissante de pouvoir compter sur leur amour et leur encouragement pour atteindre mes objectifs.

Je dédie ce travail à toutes mes nièces et tous mes neveux.

Un grand merci aux membres de ma famille, mes grands-parents, mes oncles, mes tantes, mes cousins et mes cousines.

A la mémoire de ma grand-mère, ma belle-mère et ma chère tante paternelle **Razika**....

Mon beau-père, mes beaux-frères et mes belles sœurs et tous mes proches qui m'ont soutenu tout le long de mes études et qui de près ou de loin m'ont apporté leur soutien moral.

Encore une fois, merci à tous ceux qui m'ont aidé, et qui m'ont encouragé à poursuivre le travail de cette thèse je les remercie chaleureusement.

Remerciements

Les travaux de thèse de doctorat que j'ai mené au sein des deux laboratoires (laboratoire d'optique Appliquée de l'Université Ferhat Abbes Sétif 1 et l'Institut FOTON (Fonctions Optiques pour les Technologies de l'informatiON) Unité Mixte de Recherche 6082 de l'université de Rennes et du CNRS) ont nécessité beaucoup d'aides et de soutiens.

Je voudrais exprimer mes gratitude envers toutes les personnes qui m'ont soutenu pendant toutes ces années en espérant n'oublier personne.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma sincère gratitude envers mon directeur et ma directrice de thèse, qui m'ont guidé tout au long de cette recherche. Leur soutien scientifique et moral, leur expertise et leurs commentaires ont été inestimables pour la réalisation de ce travail. Leurs conseils tout au long de la préparation de ma thèse ont été inestimables et m'ont aidé à améliorer la qualité de mon travail.

Je remercie vivement Pr **Nacer Eddine Demagh** de l'Université Ferhat Abbes Sétif 1 pour avoir dirigé ma thèse, pour son encadrement, ses conseils efficaces et avisés, son soutien constant tout au long de ce travail. Malgré Sa patience, son expertise et sa disponibilité ont été des atouts majeurs pour la réussite de cette thèse. Je suis reconnaissante de l'avoir eu comme guide. Je suis fière de dire qu'il a été mon directeur de thèse et je suis honorée d'avoir pu travailler sous sa direction.

Je tiens également à vous féliciter pour votre retraite bien méritée. Après une carrière exceptionnelle, vous pouvez être fière de vos accomplissements et de l'impact que vous avez eu sur de nombreux chercheurs. Votre héritage perdurera à travers les travaux de vos étudiants et collègues, et je suis convaincue que votre expertise continuera à inspirer les générations futures. Je vous souhaite une retraite épanouissante, remplie de joie, de découvertes et de moments précieux.

J'exprime mes remerciements et ma reconnaissance au Pr **Monique Tual**, de l'université de Rennes, pour avoir co-encadré ce travail et accepté de diriger cette thèse.

Elle a suivi régulièrement la progression de mes travaux et dont l'aide a été particulièrement décisive tout au long de cette recherche. Je la remercie également pour la confiance qu'elle m'a accordée, pour son sérieux et sa disponibilité permanente malgré ses multiples occupations à la direction de l'équipe Systèmes Photoniques à l'institut Foton. Elle m'a permis de travailler dans de très bonnes conditions. Je la remercie aussi du fond du cœur pour sa rigueur scientifique et rédactionnelle. Je ne saurais la remercier suffisamment pour tout ce

qu'elle a fait pour moi durant toutes ces années, non seulement coté professionnel mais aussi coté personnel. Son accompagnement, son encouragement et tout ce que je ne pourrai citer. Encore une fois, Nacer et Monique, je suis vraiment chanceuse d'avoir un directeur et une directrice de thèse comme vous, merci pour tout ce que vous avez fait pour moi et pour mon travail. Vous m'avez guidé à travers les étapes de recherche, d'analyse des données jusqu'à la rédaction finale, tout en me donnant la liberté de suivre ma propre voie et mes propres idées. Je n'aurais pas pu mener à bien ces travaux sans votre soutien et votre permanente disponibilité.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à **Mme Assia Guessoum**, pour son soutien moral qu'elle a pu m'apporter durant cette thèse et son encouragement pendant les moments difficiles et bien plus encore. Elle a été bien plus qu'une encadrante de thèse pour moi. Je la remercie également pour son enthousiasme pour la recherche qui a été contagieux qui m'a poussé à me surpasser. Elle a été une source de motivation, elle a toujours été là pour répondre à mes questions et m'offrir ses commentaires constructifs. Je suis également reconnaissante pour les opportunités qu'elle m'a offertes, comme les conférences, les ateliers et les rencontres avec des experts du domaine. Cela m'a permis de développer mes compétences et d'élargir mes horizons de recherche. Je suis également reconnaissante envers elle et envers Mr Nacer, pour m'avoir offert l'opportunité de poursuivre mes recherches en co-encadrement et de réaliser cette thèse de doctorat à Foton.

Mes remerciements vont à l'endroit de Philippe Rochard, avec qui j'ai travaillé avec un grand plaisir. Je le remercie pour sa contribution et sa prompte intervention technique sur la mise en place des dispositifs expérimentaux. Je suis reconnaissante pour les nombreuses discussions enrichissantes que nous avons eues, les idées que nous avons partagées et les solutions que nous avons trouvées ensemble.

Je tiens le remercier aussi pour son dynamisme et ses conseils techniques. Il a toujours été disponible pour répondre à mes questions, me guider dans l'utilisation des équipements et résoudre les problèmes techniques qui se sont présentés. Son expertise a été un pilier sur lequel je pouvais compter tout au long de mon travail à Foton. Son aide précieuse m'a permis de réaliser mes expérimentations avec succès, d'obtenir des résultats significatifs et d'avancer dans ma recherche.

Sans oublier son expression en arabe chaque matin 'كيف حالك لابس, بخير'.

J'exprime mes profonds remerciements à **Mohammed Guendouz** de l'université de Rennes. Son soutien moral et ses conseils tout au long de mon parcours de recherche ont été précieux. Son écoute, son encouragement ont été essentiels pour me donner la force de continuer. Son expérience a été une ressource inestimable pour moi et m'a aidé à améliorer la qualité de mon travail. Je le remercie aussi de m'avoir aidé dans la partie expérimentale à Foton. Je le remercie aussi pour avoir accepté de faire partie de mes membres de jury. Je suis extrêmement reconnaissante pour son temps et son énergie consacrés à examiner et à évaluer mon travail. Encore une fois, je le remercie pour son soutien.

Je tiens à remercier les autres membres de jury, Mr **Nabil Belkhir** professeur à l'université Ferhat Abbes Sétif 1 (directeur de l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision) pour son rôle crucial en tant que président de jury pour ma soutenance de thèse. Je suis honorée d'avoir été évaluée par un président de jury aussi distingué que lui. Je tiens à le remercier pour sa contribution essentielle à ma réussite académique. Ses conseils éclairés, ses encouragements et ses remarques constructives ont été d'une valeur inestimable.

Je voudrais également remercier Mr **Kouider Ferria** et Mr **Bencheikh Abdelhalim** pour leur temps et leur expertise dans l'évaluation de mon travail. Je suis particulièrement reconnaissante pour leur soutien et leur encouragement, leur contribution essentielle à ma réussite académique est inoubliable. Je suis fière d'avoir bénéficié de leurs enseignements.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à **Pascal Bernard** Professeur à l'Université de Rennes, et directeur de l'Institut Foton pour m'avoir chaleureusement accueilli au sein de l'Institut Foton, en particulier pour m'avoir permis de prendre le temps de finir mes travaux dans de bonnes conditions.

Je remercie également **Sébastien**, pour sa disponibilité à résoudre mes problèmes techniques et informatiques que j'ai rencontrés à Foton lors de cette thèse. Sa connaissance approfondie des équipements, des procédures et des techniques de laboratoire a été inestimable.

Au-delà de ses compétences techniques, j'apprécie également son attitude positive, son soutien et son encouragement constant. Sa présence bienveillante dans le laboratoire tout au long de cette expérience a créé un environnement de travail agréable et motivant.

J'exprime ma profonde gratitude à mon collègue **Rami Zegadi**, pour sa contribution précieuse à ma thèse de doctorat. Ses suggestions éclairées, ses remarques pertinentes, et sa disponibilité ont été d'une importance capitale tout au long de ce projet de recherche. Son expertise dans la programmation a grandement enrichi mes travaux. Je suis fière de dire que j'ai eu la chance de travailler avec un collègue aussi talentueux et dévoué que lui. Sa

contribution dans mon travail a un impact positif et bénéfique sur ma réflexion. Avec toute ma reconnaissance, je tiens à le remercier pour son aide et son soutien inestimable. Je lui souhaite le meilleur dans ses projets futurs, tant sur le plan professionnel que personnel.

Je suis particulièrement reconnaissante à mes copines **Nouhaila et Valentine** pour leur mutuelle contribution, et pour les moments de rire et de détente que nous avons partagés avec tous les doctorants et les doctorantes.

Je tiens à remercier du fond du cœur mes deux chères **Warda Mohamed et Khellaf Ikram** pour leur soutien moral, matériel et scientifique, et pour toutes les aides et les dépannages. Merci à toutes les deux pour leur contribution dans la partie fabrication. Merci aussi pour les souvenirs inoubliables, les moments de rire et de détente que nous avons partagés.

Je tiens à te témoigner ma profonde gratitude à **Moncef Khitas** de la faculté de Technologie, (Département d'Electronique) pour sa contribution exceptionnelle dans mon travail,

et à le remercie sincèrement pour son aide précieuse dans la réalisation de la partie électronique de mon système de micro-usinage. Son expertise technique et sa maîtrise des outils de programmation ont été d'une valeur inestimable pour la mise en œuvre de mon système et la résolution des problèmes auxquels j'ai été confrontée. Grâce à ses compétences, nous avons pu développer un programme robuste et fonctionnel, parfaitement adapté aux besoins de ma thèse.

Je suis également reconnaissante de sa disponibilité et de sa réactivité face à mes demandes et questions. Il a su apporter des solutions efficaces et innovantes, en partageant généreusement ses connaissances et en m'offrant un soutien technique constant.

Je remercie également le technicien **Khaled** et les autres techniciens, les ingénieurs du Département mécanique pour leur aide et leur soutien matériel.

Je ne saurais oublier les personnels administratifs et techniques, soit à l'université Ferhat Abbas Sétif 1 ou à Univ Rennes (Foton et l'ENSSAT). Une petite pensée à Hadda, Imene, Cloé et Gaëlle pour leurs interventions multiformes.

Ensuite, une très grande partie de mes remerciements s'adresse à mes chères amies **Imene MH, Yasmine, Sara, Imene B, Wided, Boutheina**, et **Abir** pour les bons moments passés ensemble à la résidence, pour les blagues et les fous rires. Encore une fois, merci pour votre amitié et votre soutien. Je vous souhaite tout le succès et la réussite que vous méritez.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers tous ceux qui ont contribué à mon parcours académique, en particulier mes professeurs, mes collègues et mes amis en Algérie et en France.

Leur soutien et leurs encouragements ont été d'une grande aide tout au long de cette aventure.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Références	5
 Chapitre I. Etude bibliographique : Fibres optiques et microlentilles	
I.1 Introduction	6
I.2 Fibres optiques	6
I.2.1 Fabrication des fibres optiques	7
I.2.2 Structure des fibres	8
I.2.2.1 Principe de guidage dans une fibre optique	10
I.2.2.2 Angle d'acceptance et ouverture numérique	10
I.2.3 Les différents types de fibres.....	11
I.2.3.1 Basé sur le nombre de modes.....	11
I.2.3.1.1 Fibre multimode	11
I.2.3.1.2 Fibre monomode.....	11
I.2.3.2 Basé sur le profil d'indice de réfraction.....	12
I.2.3.2.1 Fibre à saut d'indice.....	12
I.2.3.2.2 Fibre à gradient d'indice	14
I.2.4 Propriétés des fibres optiques monomodes.....	17
I.2.4.1 Bande passante.....	17
I.2.4.2 Dispersion chromatique (ou intramodale).....	17
I.2.4.3 Atténuation.....	18
I.3 Microlentilles.....	19
I.3.1 Méthodes de fabrication des microlentilles	21
I.3.1.1 Méthode physique	21
I.3.1.2 Méthode physico-chimique.....	21
I.3.2 Modèle théorique des microlentilles.....	21
I.3.2.1 Les microlentilles sphériques.....	22
I.3.2.1.1 Microbilles.....	22
I.3.2.1.2 Microlentille sphériques en PDMS	24

I.3.2.2 Les microlentilles asphériques	26
I.3.2.2.1 Extrémité de fibre en forme de pyramide quadrangulaire (quadrangular pyramid fiber shaped endface) QPSFE	27
I.3.2.2.2 Extrémités de fibre coniques (CWSFE) (conical wedge shaped fiber ends) ..	29
I.3.2.2.3 Microlentille à gradient d'indice GRADISSIMO et Gradhyp.....	32
I.3.2.2.4 Fabrication des microlentilles par usinage laser à l'extrémité des fibres optiques monomodes	37
I.6.2.2.5 Fabrication des lentilles micro-hyperboloïdes à partir de puces laser.....	39
I.6.2.2.6 Réalisation de micro-collimateurs à base de microlentilles parabolique en polymères.....	41
Conclusion chapitre I.....	43

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

II.1 Introduction.....	60
II.2 Les ondes électromagnétiques pour la propagation optique	61
II.2.1 Equations de Maxwell.....	61
II.2.2 Propagation des ondes dans la fibre monomode	63
II.2.2.1 Solution approximative de l'équation d'onde.....	63
II.2.2.2 Mode de la fibre optique.....	63
II.2.2.3 Analyse du mode	64
II.2.2 .3.1 Guide d'onde plan.....	64
II.2.2.3.2 Guide d'onde cylindrique	65
II.2.2.4 Fréquence normalisée	69
II.3 Théorie des faisceaux gaussiens	73
II.3.1 Lois de propagation pour le mode fondamental	74
II.3.2 Solution approximative de l'équation d'onde	75
II.3.3 Loi de Marcus.....	77
II.4 Propagation des faisceaux gaussiens et approximation gaussienne	77
II.4.1 Principaux paramètres du faisceau gaussien	78
II.4.1.1 Diamètre du champ de mode (Mode-field diameter)	79

II.4.1.2 Waist du faisceau (spot size)	80
II.4.1.3 Distance de travail	80
II.4.2 Propriétés des faisceaux gaussiens	80
II.4.2.1 Distance de Rayleigh	82
II.4.2.2 Angle de divergence	83
II.5 Matrices de transfert et loi ABCD	83
II.5.1 Matrice de transfert des rayons	83
II.5.2 Loi ABCD	85
II.6 Analyse de la matrice des rayons pour le micro-collimateur (système fibre-microlentille semi-ellipsoïdale).....	87
II.6.1 Calcul du waist et de la distance de travail par la méthode des matrices ABCD.....	88
II.6.1.1 Étude des paramètres opto-géométriques	88
II.6.2 Formulation du schéma de couplage de la microlentille semi-ellipsoïdale.....	89
II.6.3 Analyse.....	91
II.6.4 Transformation du faisceau gaussien (beam transformation) par le microcollimateur (fibre + microlentille semi-ellipsoïdale).....	92
II.6.4.1 Détermination du waist de ω_2	94
II.6.4.2 Détermination de la distance de travail	94
II.6.4.3 Résultats et discussions.....	95
II.7 Conclusion chapitre II.....	97
Annexe A.....	99
Références	101

Chapitre III. Etude expérimentale des microlentilles

III.2 Principe des microlentilles semi-ellipsoïdales	109
III.3 Fabrication des microlentilles semi-ellipsoïdales	111
III.3.1 Préparation des fibres.....	112

III.3.2 Processus de polissage	113
III.3.2.1 Paramètres du polissage	113
III.3.2.1.1 Vitesse de polissage.....	113
III.3.2.1.2 Pression de contact	113
III.3.2.1.3 Temps de polissage.....	114
III.3.2.1.4 Description expérimentale de la technique.....	115
III.3.2.2 Reproductibilité de la méthode.....	117
III.3.3 Dépôt de polymère	120
III.3.3.1 Phénomène de surface	120
III.3.3.2 Angle de mouillage	120
III.3.4 Choix du matériau pour le dépôt.....	121
III.3.4.1 Polydiméthylsiloxane (PDMS)	121
III.3.4.2 Structure chimique du PDMS.....	122
III.3.5 Préparation du PDMS pour la fabrication des microlentilles en bout de fibre	125
III.3.5.1 Dépôt du PDMS	126
III.3.5.2 Analyse des résultats	129
III.3.6 Mesure du volume des microgouttes déposées sur les fibres.....	130
III.3.6.1 Ellipsoïde.....	130
III.3.6.2. Mesure du volume du semi-ellipsoïde.....	131
III.4 Caractérisation géométrique	131
III.4.1. Mesure de l'offset	131
III.4.2 Mesures géométriques : diamètres (D_x , D_y), rayons de courbures (R_x , R_y) et épaisseurs des microlentilles	135
III.5 Conclusion chapitre III	138
Références.....	139
Annexe B.....	143

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

IV.1 Introduction	144
-------------------------	-----

IV.2 Caractérisation optique.....	144
IV.2.1 Mesure du diamètre de mode.....	145
IV.2.1.1 Caractérisation optique en champ proche	145
IV.2.1.1.1 Principe de la mesure en champ proche	145
IV.2.1.1.2 Mesure du diamètre du champ de mode en champ proche	145
IV.2.1.2 Caractérisation optique en champ lointain.....	151
IV.2.1.2.1 Principe de la mesure en champ lointain.....	151
IV.2.1.2.2 Mesure du diamètre du champ de mode en champ lointain	151
IV.2.1.3 Résolution	157
IV.2.1.4 Discussion	159
IV.2.1.4.1 Analyse des résultats des mesures expérimentales et calcul théorique	160
IV.2.1.4.2 Discussion.....	161
IV.2.2 Mesure de la distance de travail par la méthode du champ proche	166
IV.2.2.1 Principe de la mesure	166
IV.2.2.2 Principe de mesure de la distance de travail d'une fibre SMF clivée	167
IV.3 Optique de couplage.....	171
IV.3.1 Introduction.....	171
IV.3.2 Théorie de couplage des faisceaux gaussiens	172
IV.3.2.1 Modes identiques	173
IV.3.2.2 Couplage optique pour des systèmes décalés et inclinés	174
IV.3.2.2.1 Optimisation du taux de couplage par l'adaptation des modes	174
IV.3.2.2.2 Tolérances de positionnement et pertes de couplage	175
IV.3.2.2.3 Pertes par réflexions de Fresnel.....	181
IV.3.3 Microlentilles de couplage et propagation des faisceaux gaussiens	181
IV.3.3.1 Etat de l'art sur le couplage de faisceaux lumineux dans la fibre optique à travers les microlentilles	182
IV.3.4 Etude de Couplage optique des fibres via la microlentille semi-ellipsoïdale	188
IV.3.4.1 Mesure de couplage optique.....	189
IV.3.4.1.1 Etapes de mesure	191
IV.3.4.2 Couplage fibre microlentillée vers fibre -SMF	193
IV.3.4.3 Principe de mesure de couplage fibre à fibre	193

IV.3.4.3.1 Auto-couplage (auto-coupling)	194
IV.3.4.3.2 Couplage semi manuel (manuel coupling)	195
IV.3.5 Tolérances de positionnement et perte de couplage (SMF-SMF)	195
IV.3.5.1 Mesure des tolérances de positionnement axiales (Tz).....	196
IV.3.5.2 Mesure des tolérances de positionnement latérales (Ty, Tx).....	198
IV.3.5.3 Interprétation des résultats	201
IV.3.6 Couplage SMF-Microlentilles semi-ellipsoïdales.....	201
IV.3.6.1 Mesure de la distance de travail et du taux de couplage	202
IV.3.6.1.1 Mesure des tolérances de positionnement et pertes de couplage (SMF-Microlentilles semi-ellipsoïdales)	202
IV.3.6.1.1.1 Mesure des tolérances de positionnement axiales (longitudinal)Tz	202
IV.3.6.1.1.2 Mesure des distances de travail	204
IV.3.6.1.1.3 Discussion.....	207
IV.3.6.1.1.4 Tolérances de positionnement latérales	209
IV.3.6.1.1.5 Évaluation de la perte due aux réflexions de Fresnel.....	215
IV.3.6.1.1.6 Résultats et discussions.....	215
IV.4 Conclusion chapitre IV.....	217
Annexe C.....	220
Annexe D.....	222
Conclusion générale et perspectives	239

Liste des figures

Chapitre I

Figure I 2. Système de coordonnées polaires cylindriques (r, φ, z) d'un guide d'onde.....	9
Figure I 3. Structure d'une fibre optique comprenant les sections cœur, gaine et protection. ...	9
Figure I 4. Principe du guidage dans une fibre optique.....	10
Figure I 5. Exemple de dimensions typiques de fibres monomodes et multimodes : (a) diamètre de cœur de la fibre multimode (50 μm), (b) diamètre de cœur de la fibre monomode (9 μm), diamètre de la gaine optique (125 μm).	12
Figure I 6. (a) Coupe transversale de la fibre à saut d'indice montrant le cœur, la gaine, et le profil d'indice de réfraction $n(r)$, (b et c) transmission des rayons dans les fibres à saut d'indice (b) fibre multimode, (c) fibre monomode [4], [20].....	14
Figure I 7. Profils d'indice de réfraction possibles des fibres pour différentes valeurs de α données dans l'Eq (4) [4]	15
Figure I 8. (a) Coupe transversale de la fibre à gradient d'indice montrant le cœur, la gaine, la gaine protectrice et le profil d'indice $n(r)$ [20], (b) profil d'indice de réfraction et transmission des rayons dans fibre multimode à gradient d'indice [4]	16
Figure I 9. Elargissement temporel du signal lumineux constitué de différentes longueurs d'onde à travers une fibre optique du fait de la dispersion chromatique.	18
Figure I 10. Différentes pertes intrinsèques dans une fibre de silice pure [40].....	19
Figure I 11. Évolution schématique de la variation volumétrique d'une microlentille sphérique après le processus d'extrusion : (a) stade initial, (b) stade transitoire et (c) stade stable [94]	23
Figure I 12. Montage expérimental de la réalisation des microcavités par attaque chimique avec les étapes pour contrôler le processus: (a) l'état initial lorsque la fibre est plongée dans le HF => (c), (d) et (e) étapes intermédiaires => (f) état final (après plusieurs minutes) [96]	24
Figure I 13. Étape de fabrication de micro-collimateurs: (a) vue par MEB d'une microcavité, (b) injection de PDMS dans la microcavité et (c) microlentille fabriquée [96], [97].....	25
Figure I 14. (a) diagramme schématique d'une fibre en forme de pyramide quadrangulaire avec des angles α et β et (b) image MEB de la fibre QPSFE fabriquée [85].....	27
Figure I 15. (a) Schéma de QPSFE avec les courbures de R_{lx} et R_{ly} et (b) un MEB d'une QPSFE fabriquée [85].....	28

Figure I 16. (a) Schéma d'un CWSFE avec un angle de dispositif α et une longueur de coin de L, (b) image MEB d'un CWSFE fabriqué, (c) Schéma de CWSFE avec des courbures R_{lx} (axe horizontal) et R_{ly} (axe vertical) et (d) image MEB après formation de l'extrémité CWSFE [83].....	29
Figure I 17. Phénomène de protubérance du cœur de la fibre [83]	30
Figure I 18. (a) Vue MEB de la micro-optique GRADISSIMO et (b) schéma de principe de la microlentille Gradissimo avec silice (propagation du faisceau en rouge) et sans silice (en arrière-plan gris) [118].....	33
Figure I 19. Principe de couplage SMF- GRADISSIMO [117].....	34
Figure I 20. Évolution théorique de l'amplitude $ g(x, z) $ d'un faisceau gaussien tronqué $\omega_0=5 \mu\text{m}$, se propageant dans un milieu GRIN [118].....	35
Figure I 21. Schéma de principe et vue de la microlentille GRADHYP [123], [132], constituée d'une fibre monomode soudée : a. à un tronçon de fibre à gradient d'indice occupant les 125 μm du diamètre de la fibre. b. à une fibre à gradient d'indice de 85 μm de diamètre de cœur	36
Figure I 22. Spot d'ablation de diamètre D dirigée le long d'une trajectoire de rayon x_0	38
Figure I 23. (a) Micrographie électronique à balayage d'une microlentille parabolique à l'extrémité d'une fibre de silice 9/125 μm , (b) micrographie électronique à balayage de la pointe [133]	38
Figure I 24. Processus de fabrication simplifié pour produire la lentille micro-hyperboloïde [141]	40
Figure I 25. Étapes de fabrication du micro-collimateur : (a) préparation de moule, (b) démoulage de la microlentille parabolique, (c) microlentille formée à l'extrémité de la SMF [149]	41

Chapitre II

Figure II 1. Modèle physique montrant la propagation des rayons et les représentations de champ électrique transversal (TE) correspondant aux trois modes d'ordre inférieur ($m = 1, 2, 3$) dans le guide diélectrique plan [2]	65
Figure II 2. Les configurations de champ électrique pour les trois premiers modes LP illustrées en termes de leurs modes exacts constitutifs : (a) désignations de mode LP ; (b) les désignations de mode exactes ; (c) distribution du champ électrique des modes exacts ; (d)	

distribution d'intensité de E_x pour les modes exacts indiquant le profil d'intensité du champ électrique pour les modes LP correspondants [2].....	67
Figure II 3. (a) Variation de la fonction de Bessel $J_l(r)$ pour $l = 0, 1, 2, 3$ (quatre premiers ordres), tracée en fonction de r , (b) Graphique de la fonction de Bessel modifiée $K_l(r)$ en fonction de r pour $l = 0, 1$ [2]	69
Figure II 4. Les régions autorisées pour les modes LP d'ordre $l = 0, 1$ par rapport à la fréquence normalisée (V) pour un guide d'onde optique circulaire avec un cœur à indice de réfraction constant (fibre à saut d'indice) [25].....	71
Figure II 5. Constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V pour un certain nombre de modes LP [25]	72
Figure II 6. Croquis de sections transversales de fibre illustrant les distributions d'intensité lumineuse distinctives (modèles de mode) générées par la propagation de modes polarisés linéairement individuels [2].....	73
Figure II 7. Profil transverse du champ du mode fondamental d'une fibre monomode à saut d'indice pour les fréquences normalisées, $V = 1,5$ et $V = 2,4$ [2]	74
Figure II 8. Fronts d'onde d'une onde sphérique [37].....	78
Figure II 9. Distribution d'intensité (profil d'intensité gaussienne) $I(r)$ de mode fondamental du faisceau dans une fibre monomode illustrant le diamètre de champ de mode (MFD) et le rayon de spot (ω) [2], [6]	79
Figure II 10. Waist (rayon de mode) et distance de travail d'une fibre microlentillée [39]	80
Figure II 11. Propriétés d'un faisceau gaussien [14], [39].....	82
Figure II 12. Contour d'un faisceau gaussien [6].....	83
Figure II 13. Trajectoire de rayon traversant un système optique et les plans de référence [6], [37].....	84
Figure II 14. Géométrie du couplage d'une Diode Laser (DL) et une fibre monomode via une microlentille semi-ellipsoïdale à l'extrémité de la fibre	90

Chapitre III

Figure III 1. Définition des paramètres de la microlentille semi-ellipsoïdale. Diamètres D_x et D_y de la section transverse de la fibre monomode et, R_x et R_y les rayons de courbure de la microlentille déposée	110
Figure III 2. Schéma de principe du couplage entre une diode laser et une SMF à travers la microlentille, (a) : avant l'assemblage microlentille-fibre, et (b) : après l'assemblage	111

Figure III 3. Outils de préparation des fibres ((a) pince à dénuder, (b) cliveuse)).	112
Figure III 4. Montage de polissage pour la transformation des extrémités des fibres cylindriques en un profil (section) elliptique.	113
Figure III 5. Pression de contact de la fibre avec le disque de polissage. (a) Vue de dessus de l'ensemble : disque de polissage rotatoire, guide en acier (canule) de la fibre système vidéo de contrôle. En (b) est représentée, l'angle de polissage et l'état de la fibre polie.	114
Figure III 6. Transformation de la section circulaire (a) en une section elliptique (b)	116
Figure III 7. Prise de vue transversale au microscope optique des extrémités des fibres à profil elliptique obtenues par polissage : figure 5(a) M2, figure 5(b) M9, figure 5(c) M5, figure 5(d) M1, figure 5(e) M4, et figure 5(f) M6. (Échelle : 20 graduations correspondent à 125 μm).	118
Figure III 8. Fibre après polissage mécanique avec les diamètres $D_x=L=86,77 \mu\text{m}$ et $D_y=L=71,78 \mu\text{m}$.	119
Figure III 9. Visualisation de la microgoutte elliptique courbée dans les directions de ses axes par les effets de tension de surface	119
Figure III 10. Représentation de l'angle de mouillage d'une goutte de liquide sur un substrat solide.	120
Figure III 11. Structure du PDMS [24]	122
Figure III 12. Pertes linéiques du PDMS en dB/cm en fonction de la longueur d'onde dans le proche infrarouge (NIR) avec la perte optique en dB/cm, illustrant les bandes d'absorption des vibrations moléculaires [24]	123
Figure III 13. Les valeurs mesurées de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour le PDMS dans différents rapports en poids de mélange de la base à l'agent de durcissement [14].	124
Figure III 14. (a) exemple d'un système de guide d'ondes tout PDMS complet. Deux fibres optiques sont connectées à l'entrée et à la sortie du canal [14], (b) Coupe transversale de guides d'ondes optiques PDMS fabriqués [24]	125
Figure III 15. Préparation du mélange : (a) polymère PDMS (Sylgard 184) et agent de durcissement Silicone Elastomer curing (Sylgard 184), (b) après préparation du mélange	126
Figure III 16. Étapes d'injection du PDMS pour former la microlentille.	127
Figure III 17. Dépôt du PDMS sur la SMF clivée : (a) épaisseur $E= L=30,67 \mu\text{m}$. (b) épaisseur $E= L=40,23 \mu\text{m}$ après application d'une 2 ^{ème} couche	128
Figure III 18. Identification d'un ellipsoïde	131

Figure III 19. Mesure (en pixel) de la distance entre le cœur de la fibre et les deux extrémités des grands axes (Dx) et des petits axes (Dy) de l'ellipse pour les profils des microlentilles M1, M2 et M3.	132
Figure III 20. Mesure de la position du sommet de la microlentille par rapport au centre du cœur de la fibre (microlentilles M1, M2 et M3): $Dx1$ et $Dx2$ correspondent aux demi diamètres majeurs; $Dy1$ et $Dy2$ correspondent aux demi diamètres mineurs ; E_c est l'épaisseur de PDMS par rapport au cœur de la fibre ; $E_{\mu lens}$ est l'épaisseur de la microlentille; (L =valeur en μm de chaque grandeur)	135
Figure III 21. Vue en coupe de la fibre optique munie de la microlentille semi-ellipsoïdale M1 après injection du PDMS sur le profil elliptique des fibres polies (Figure III 7 (d)) : (a) la mesure du grand axe (Dx) $L=102,38 \mu m$, (b) la mesure du rayon de courbure (Rx) $r=28,29 \mu m$, (d) la mesure du petit axe (Dy) $L=72,49 \mu m$, (e) la mesure du rayon de courbure (Ry) $r=18,35 \mu m$, (c) et (f) Mesure d'épaisseur de microlentille PDMS (E) $L= 24,84 \mu m$	136

Chapitre IV

Figure IV 1. Schéma de principe de la mesure en champ proche	146
Figure IV 2. Banc expérimental de la mesure en champ proche	146
Figure IV 3. Image de la répartition de l'intensité transversale du faisceau au point focal de la microlentille (M1), éclairée avec un faisceau laser émettant à la longueur d'onde de $1,552 \mu m$, figure IV ; 3 (a) Image observée sur une caméra IR HAMAMATSU InGaAs Modèle C10633-23 à travers un objectif de microscope (100x / NA=0,9), figure IV ; 3 (b) Image observée sur la caméra en utilisant le logiciel HCImage à travers le même objectif de microscope (100x / NA=0,9) et figure IV ; 3 (c) spot défocalisé sortant de la microlentille en dehors du point focal.	147
Figure IV 4 . Vue en coupe transversale de : (a) une fibre monomode clivée (SMF), (b) et (c) le profil de surface de la fibre avec la microlentille semi-ellipsoïdale M1 selon les deux axes (axe majeur (x) et axe mineur (y)), (d) Image de l'intensité transversale à la sortie de la SMF, et (e) Image de l'intensité transversale à la sortie du micro-collimateur M1 éclairé avec une diode laser émettant à $1,552 \mu m$. L'observation de cette image, donnée par la caméra IR à travers un objectif de microscope (100x / NA = 0,9) focalisé au niveau du waist, est visualisée sur un écran.....	148

Figure IV 5. Données de balayage (scan data) de l'intensité transversale mesurée en champ proche sur la caméra IR selon les deux axes I_x (axe majeur), I_y (axe mineur) et le fit gaussien: (a) SMF, (b) axe majeur (x) et axe mineur (y) de la microlentille semi-ellipsoïdale (M1). ..	150
Figure IV 6. Schéma de principe de mesure en champ lointain.	153
Figure IV 7. Banc expérimental des étapes de la mesure en champ lointain : étape 1 : (a) et (b) Alignement de la fibre microlentillée face au détecteur (fibre multimode avec un gros cœur); étape 2 : (c), (d), (e) et (f) déplacement du détecteur pour relever le profil de l'intensité en fonction de l'angle; étape 3 : (g) Prise du profil d'intensité.	155
Figure IV 8. Distribution de l'intensité en champ lointain en fonction de l'angle de balayage pour la microlentille M5 le long du grand axe (longueur d'onde $\lambda=1,552 \mu\text{m}$).	155
Figure IV 9. Sur cette interface de calcul, est représenté le profil d'intensité en champ lointain : mesure de MFD par les quatre méthodes (cas d'exemple de la microlentille M5 grand axe). Les deux valeurs données pour chaque méthode de mesure correspondent aux valeurs extraites à partir de la partie gauche et droite de la courbe par rapport au maximum d'intensité	156
Figure IV 10. Intensité transversale mesurée en champ lointain en fonction de l'angle de balayage à la sortie de la microlentille M5 grand axe	159
Figure IV 11. Diamètres de modes MFD théoriques et expérimentaux en fonction du rayon de courbure des microlentilles ; pour des épaisseurs données (valeurs du Tableau III 4 chapitre III).....	163
Figure IV 12. Diamètres théoriques du champ du mode MFD en fonction des rayons de courbure pour chaque épaisseur E des microlentilles à $\lambda= 1,552 \mu\text{m}$ (valeurs E du Tableau III 4 chapitre III).....	164
Figure IV 13. Diamètres théoriques du champ de mode en fonction des épaisseurs E pour les rayons de courbure R_x , R_y des (valeurs E du Tableau 4 chapitre III)	165
Figure IV 14. Image du banc de mesure de la distance de travail en champ proche: (a) source laser ($1,552 \mu\text{m}$), (b) atténuateur, (c) et (d) système de mesure	167
Figure IV 15. (a) vue latérale de la SMF clivée, (b) spot (SMF) visualisé par l'objectif.	168
Figure IV 16. Mesure de la distance de travail de la microlentille M1. (a) Extrémité de la microlentille alignée avec la référence de position 0 (bord gauche rectangle marron). (b) Visualisation du spot sur la caméra IR lorsque l'extrémité de la microlentille est au niveau de la position 0. (c) Extrémité de la fibre placée à la distance de travail par rapport à la référence 0. Dans ce cas le spot sur la caméra IR est net (d).....	169

Figure IV 17. Profil d'intensité en 3D de la microlentille M1 : (a) au niveau du waist où le spot est focalisé (profil gaussien), (b) loin du waist au niveau du plan de référence où le profil est déformé.	171
Figure IV 18. Couplage de faisceaux gaussiens [20], [21].....	173
Figure IV 19. Gauche : définition du diamètre de mode ω mesuré à $1/e^2$ du maximum d'intensité I du profil transverse d'un faisceau gaussien. Droite : illustration de l'évolution du diamètre de mode ω et du rayon de courbure du front d'onde R lors de la propagation d'un faisceau gaussien sur une distance z à partir du waist ω_0 où le front d'onde est plan, R est infini. Le faisceau diverge avec un angle θ par rapport à l'axe optique.....	175
Figure IV 20. (a) Couplage entre deux faisceaux gaussiens [12], (b) Systèmes de coordonnées pour le couplage entre un faisceau laser et une fibre avec une microlentille en présence de tolérances de positionnement [11].....	176
Figure IV 21. Effet d'un décalage axial z	178
Figure IV 22. Effet d'un décalage latéral d (désalignement transversal) entre deux spots : (a) circulaires, (b) elliptiques.	179
Figure IV 23. Effet d'un décalage angulaire θ entre la face d'entrée transformée de la microlentille et la face d'extrémité de la fibre	180
Figure IV 24. Exemple d'un décalage axial et angulaire θ entre deux fibres.....	180
Figure IV 25. (a) Banc de mesure de couplage SMF-SMF, (b) Zoom du montage des deux platines : côté droit platine motorisée 6 axes, côté gauche micro-positionneur réglable sur 3 axes.	191
Figure IV 26. Programme de réglage du centre de rotation de la platine avec le schéma des axes.	193
Figure IV 27. Couplage automatique SMF-SMF	195
Figure IV 28. Effet d'un décalage axial, (a) vue de dessus, (b) vue de côté.....	196
Figure IV 29. Tolérances de positionnement axiale pour le couplage des deux fibres monomodes $2\omega_f=10,5 \mu\text{m}$	197
Figure IV 30. Pertes de couplage SMF-SMF pour un décalage axial z	198
Figure IV 31. Tolérances de positionnement latéral (T_y) pour le couplage SMF-SMF ($2\omega_f=10,5 \mu\text{m}$).	199
Figure IV 32. Pertes de couplage normalisées théoriques et expérimentales pour un décalage latéral en y	200

Figure IV 33. Réglage et alignement des deux fibres à mesurer (SMF et microlentille) : (a) vue de côté axe (y) (caméra sur le côté) (b) vue de dessus axe (z) (caméra de dessus).	201
Figure IV 34. Décalage axial z entre la SMF et la microlentille : agrandissement de l'image au niveau de la jonction.	203
Figure IV 35. Pertes de couplage normalisées dues à un décalage axial z entre la fibre monomode (SMF) et la fibre avec la microlentille M1 : pertes théoriques calculées à partir des diamètres de modes mesurés en champ proche d'une part et en champ lointain d'autre part sur chaque axe (majeur et mineur) et pertes mesurées.	204
Figure IV 36. Distances de travail théoriques calculées par la méthode ABCD en fonction du rayon de courbure R des microlentilles pour différentes épaisseurs de microlentilles E données.	206
Figure IV 37. Distance de travail théorique calculée par la méthode ABCD en fonction de l'épaisseur E des microlentilles M2-M7 en tenant compte des différents rayons de courbure Rx ou Ry.	207
Figure IV 38. Distance de travail en fonction de l'épaisseur E (microlentilles M7) pour des rayons de courbures Rx (40,23 μm) et Ry (22,35 μm) fixés.	208
Figure IV 39. Vue de dessus de la microlentille M1 (grand axe) en présence d'un décalage latéral (x).	209
Figure IV 40. Tolérances de positionnement latéral pour le couplage SMF ($\omega_f=5.25 \mu\text{m}$)-microlentille M1 (grand axe $\omega_x=4.97 \mu\text{m}$).	209
Figure IV 41. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)).	210
Figure IV 42. Pertes de couplage normalisées en présence de décalages latérales (petit axe (y)).	211
Figure IV 43. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M1 devant la SMF.	215
Figure IV 44. Décalage en x en fonction des diamètres de modes [3].	217
Figure IV 45. Diagramme montrant la relation entre NFP (near field pattern) et FFP (far field pattern) [9].	220
Figure IV 46. Réglage du centre de rotation de la platine.	223
Figure IV 47. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M3) dues à un décalage axial z.	224
Figure IV 48. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M3.	225

Figure IV 49. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M3.	225
Figure IV 50. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille (M3) devant la SMF.	225
Figure IV 51. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M4) dues à un décalage axial z.....	226
Figure IV 52. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M4.	226
Figure IV 53. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M4.	227
Figure IV 54. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M4 devant la SMF.	227
Figure IV 55. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M7) dues à un décalage axial z.....	228
Figure IV 56. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M7.	228
Figure IV 57. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M7.	229
Figure IV 58. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M7 devant la SMF.	229
Figure IV 59. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M8) dues à un décalage axial z.....	230
Figure IV 60. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M8.	230
Figure IV 61. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M8.	231
Figure IV 62. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M8 devant la SMF.	231

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableau I 1. Paramètres de structure pour différents types de surface [102]–[104].....	26
Tableau I 2. Tableau récapitulatif des différentes structures d'extrémité de fibres asymétriques [83], [85], [86]	31

Chapitre II

Tableau II 1. Correspondance entre l'ordre inférieur dans les modes polarisés linéairement et les modes exacts traditionnels à partir desquels ils sont formés [2]	66
Tableau II 2. Matrice de transfert de rayon sur une distance d [6]	85
Tableau II 3. Profil d'intensité normalisé et diamètre de mode $2\omega_x$ sur l'axe x (a.), $2\omega_y$ sur l'axe y (b), de la Diode Laser (DL) utilisée, en fonction de l'angle de divergence, mesurés en champ lointain.	89
Tableau II 4. Résultats théoriques des diamètres du mode des microlentilles (M1-M10).	96

Chapitre III

Tableau III 1. Reproductibilité de la méthode : exemples des fibres.....	117
Tableau III 2. Caractéristiques des microlentilles à partir d'une quantité de PDMS déposée.	129
Tableau III 3. Mesure des demi-diamètres majeurs et mineurs des fibres polies (D_{x1} , D_{x2} , D_{y1} , D_{y2}), et la mesure de l'offset (ΔD_x , ΔD_y) entre le sommet de la microlentille et le centre de la fibre (microlentilles M1-M10).	133
Tableau III 4. Mesure des paramètres géométriques des microlentilles : diamètres (D_x , D_y), rayons de courbure (R_x , R_y) et épaisseurs E	137
Tableau III 5. Mesure du volume des microgouttes du PDMS déposées sur les fibres.	143

Chapitre IV

Tableau IV 1. Mesure de MFD (mode field diameter) en champ proche ($\pm 0,5 \mu\text{m}$).	149
Tableau IV 2. Distances minimales de mesure entre l'extrémité de la lentille et la fibre de détection pour être en champ lointain pour les deux longueurs d'onde du laser et les diamètres de mode.	152
Tableau IV 3. Mesures de diamètres de mode au niveau du waist en champ lointain à $\lambda=1,309 \mu\text{m}$ avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$	158
Tableau IV 4. Mesure des diamètres de mode au niveau du waist en champ lointain à $\lambda=1,552 \mu\text{m}$ avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$	158
Tableau IV 5. Comparaison des valeurs théoriques des diamètres de mode dans les deux plans x et y des microlentilles semi-ellipsoïdales avec les valeurs expérimentales mesurées (en champ proche et en champ lointain) avec leurs rapports d'ellipticité des MFDs.....	161
Tableau IV 6. Distances de travail des microlentilles M1-M10 mesurées par la méthode du champ proche.....	170
Tableau IV 7. Mesures des puissances couplées et des pertes de couplage SMF-SMF : colonnes 3 et 4 en supposant un alignement parfait sur les trois axes ; colonnes 5 et 6, lors d'une recherche du maximum de $-10 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ pour un décalages (latéral, vertical) et de $0 \mu\text{m}$ - $30 \mu\text{m}$ pour le décalage horizontal.....	200
Tableau IV 8. Distances de travail théoriques et mesurées M1-M8.	205
Tableau IV 9. Rayons de mode mesurés (ω_x, ω_y) des microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8.	212
Tableau IV 10. Tolérances de positionnement à 1 dB du max pour les microlentille M1,M3, M4, M7 et M8.....	213
Tableau IV 11. Mesure de couplage, des tolérances de positionnement et pertes de couplage pour les microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8.....	216

Introduction générale

Before optical fiber !

Dans l'histoire des télécommunications on peut distinguer deux grandes périodes qui se situent avant et après l'apparition de l'électronique.

Il a fallu attendre le XVIIIe siècle (1793) et le génial inventeur Claude Chappe, qui a découvert le télégraphe optique, pour voir apparaître le premier réseau de transmission de l'information. Le principe du télégraphe optique est simple : les messages sont constitués d'une suite de signaux sémaphoriques lus à l'aide d'une longue-vue et reproduits pour être lus à nouveau [4]. Chappe a développé le sémaphore pour les télécommunications terrestres, mais il s'agissait d'un transfert d'informations limité [5].

Le domaine des télécommunications à la fin du XXe siècle est marqué par le retour en force des communications optiques qui avaient vu le jour grâce aux indiens d'Amérique et leurs signaux de fumée comme l'illustre la figure [6].



BD. Utilisation des signaux de fumé par les Amérindiens [6]

Nous sommes aujourd'hui dans une période où le développement des réseaux internet est en pleine croissance et le moyen le plus adapté et qui offre le meilleur débit pour transmettre une information est bien sûr la lumière. La transmission des signaux de communication par des fils de verre est la méthode la moins chère et la plus fiable pour les communications à grande vitesse et à longue distance.

Afin d'optimiser l'efficacité du couplage « Coupling efficiency » au cours de la transmission de la lumière par fibre optique, et pour garantir une adaptation des modes des composants à coupler (diodes laser et fibres optiques), il est impératif de réaliser des composants d'extrémité. L'approche retenue dans ce travail consiste à réaliser des « micro collimateurs » ou microlentilles, afin d'équiper des fibres optiques d'un composant focalisant.

Le travail développé dans ce manuscrit est un projet de recherche qui a été réalisé en collaboration entre le laboratoire d'optique Appliquée de l'Université Ferhat Abbes Sétif 1 et l'Institut FOTON (Fonctions Optiques pour les Technologies de l'informatiON) Unité Mixte de Recherche 6082 de l'université de Rennes et du CNRS dans le cadre du programme de coopération franco-algérienne PROFAS B+ 2019. Il s'inscrit dans le domaine optique, photonique et télécommunication par fibre optique.

Dans la littérature, il existe un grand nombre de techniques de fabrication de microlentilles à l'extrémité des fibres, à titre d'exemple : technique de fusion par décharge électrique ou par chauffage laser, technique de fusion par arc électrique, fabrication par attaque chimique, technique de micro-usinage en extrémité de fibre optique, réalisation de microlentille par exposition de film photosensible, et technique de photolithographie etc... Malgré les recherches récentes menées pour l'optimisation de couplage optique à l'aide de ces types de microlentille, le problème de l'efficacité de couplage et de l'inadaptation des modes reste d'actualité. Notre méthodologie fait appel à l'histoire des systèmes de communications optiques déjà existants et des points qui restent à améliorer. Un aperçu sera montré et abordé dans le chapitre I.

Cette thèse est consacrée au développement d'une nouvelle technologie avancée pour fabriquer et caractériser des micro-collimateurs, qui sont constitués de fibres optiques monomodes (SMF) et de microlentilles semi-ellipsoïdales à leur l'extrémité. Elle porte plus particulièrement sur la réalisation et la caractérisation des microlentilles semi-ellipsoïdale pour corriger le faisceau laser et améliorer le couplage optique entre les dispositifs optoélectroniques.

Les résultats originaux obtenus dans le cadre de ce travail de thèse se situent sur les quatre plans suivants : développement d'une technique de micro-usinage mécanique automatisée et contrôlée, suivi par l'injection du polydiméthylsiloxane (PDMS) pour former les microlentilles semi-ellipsoïdales, caractérisation des paramètres géométriques des microlentilles, caractérisation optique en champ proche et en champ lointain, mesure de couplage optique, perte de couplage et tolérances de positionnement.

Problématique

Un couplage efficace entre les sources telle que les diodes laser et la fibre est essentiel pour une efficacité optimale dans les systèmes de communication à fibres optiques. En effet, le rendement de couplage est donné par l'intégrale de recouvrement des champs de mode des faisceaux à coupler. Or les diodes laser et les fibres ont des diamètres de mode différents, des micro collimateurs sont donc développés pour adapter la géométrie des modes à coupler, Ces micro collimateurs sont constitués de l'association de fibres optiques et de microlentilles. Afin d'augmenter le couplage photonique entre les diodes laser et les fibres, différentes configurations de microlentilles sont étudiées. L'amélioration des performances optiques passe par l'optimisation des paramètres opto-géométriques de ces microlentilles.

Le faisceau optique émis par une diode laser (LD), étant de section asymétrique, cela nécessite une correction lors de son injection dans les fibres monomodes caractérisées par des faisceaux de sortie de sections transversales circulaires. En effet en l'absence de correction, ceci conduit à un faible rendement de couplage, pour les faisceaux laser à ellipticité élevée [1], dû essentiellement aux différentes sections géométriques.

Les problèmes principaux associés au couplage de la lumière d'une LD dans une fibre optique résident dans l'inadéquation entre les profils de mode du laser et de la fibre, ainsi que l'établissement de l'alignement entre eux [2], des problèmes de centrage et aussi d'aberration.

L'intégration de microlentilles asymétriques à l'extrémité des fibres est une approche courante pour obtenir une meilleure adaptation des modes entre les fibres anamorphiques (entre source/fibre) [3] et par conséquent améliorer l'efficacité de couplage entre les dispositifs opto-électroniques.

Donc il devient nécessaire de focaliser, de modifier ou de façonner le faisceau laser (Beam shaping) en utilisant des microlentilles et d'autres éléments. Dans le cadre de nos travaux, le choix de cette méthode de fabrication a été dicté d'une part par la nécessité d'avoir une méthode automatique et moins coûteuse que les méthodes existantes, qui garantirait une

adaptation de mode du laser avec celui de la fibre pour minimiser les pertes d'injection par l'adjonction d'une microlentille asphérique à profil elliptique à l'extrémité des fibres optiques. Les objectifs de ce travail de thèse visent à résoudre cette problématique.

Objectifs visés

- Correction du faisceau optique émis par une diode laser, de section asymétrique, lors de son injection dans la fibre.
- Adaptation des modes entre les diodes laser et les fibres monomodes (SMF).
- Réalisation de plusieurs microlentilles semi-ellipsoïdales de différents paramètres.
- Mesures des paramètres géométriques des microlentilles.
- Optimisation et caractérisation des paramètres opto-géométriques : waist et distance de travail.
- Mesure du couplage optique.
- Mesure des tolérances de positionnement et pertes de couplage.

Ce manuscrit comporte quatre chapitres :

Dans le **Chapitre I** de ce travail, nous rappelons dans une première partie les notions générales sur les fibres optiques, les concepts essentiels sur les fibres tels que la structure, les différents types de fibres, les propriétés des fibres optiques : l'ouverture numérique NA, l'atténuation, la dispersion chromatique, la bande passante ainsi que les pertes.

La 2^{ème} partie de ce chapitre, est consacrée à une étude bibliographique sur les microlentilles. Un état de l'art sur le principe et la conception des microlentilles qui existent au niveau théorique est d'abord introduit. Ensuite les différentes méthodes de fabrication seront résumées. Nous montrerons par la suite le choix de notre méthode par rapport aux autres, et nous présenterons également la nouveauté de cette méthode.

Dans le second chapitre intitulé conception et étude théorique des microlentilles, la théorie des faisceaux gaussiens sera dressée. Nous y aborderons notamment la propagation des faisceaux gaussiens à travers des systèmes optiques (microlentilles) en utilisant la loi ABCD. Nous terminerons le chapitre par la conception de notre modèle théorique et le calcul matriciel sur les microlentilles semi-ellipsoïdales.

L'objectif principal de notre travail sera approfondi dans **le troisième chapitre**. Ce chapitre concerne le principe et la description de la méthode ainsi que le processus expérimental utilisé pour la fabrication des microlentilles. Nous présenterons également le dépôt de polymère, ainsi que les mesures de l'offset et les mesures géométriques.

Nous proposerons alors **dans le dernier chapitre**, la caractérisation optique des microlentilles ainsi que les résultats de calcul théorique matriciel sur lesquelles nous nous appuierons pour analyser et valider nos résultats.

La 2^{ème} partie sera dévolue au couplage optique. Cette approche nous apportera un état de l'art sur le couplage optique. Nous présentons par ailleurs nos résultats de mesure du couplage optique qui concernent les pertes de couplage et les tolérances de positionnement. Nous terminerons ce chapitre en donnant les interprétations et en analysant les résultats de mesures et les comparant avec la théorie. Une conclusion générale et des perspectives complèteront ce manuscrit.

Références

- [1] J. I. Sakai et T. Kimura, « Design of a Miniature Lens for Semiconductor Laser to Singlemode Fiber Coupling », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, n° 10, p. 1059-1067, 1980, doi: 10.1109/JQE.1980.1070359.
- [2] H. Yoda, T. Endo, et K. Shiraishi, « Cascaded GI-fiber chips with a wedge-shaped end for the coupling between an SMF and a high-power LD with large astigmatism », *J. Light. Technol.*, vol. 20, n° 8, p. 1545-1548, 2002, doi: 10.1109/JLT.2002.800795.
- [3] Y. K.Lu, Y. C.Tsai, Y. D.Liu, S. M.Yeh, C. C.Lin, et W. H.Cheng, « Asymmetric elliptic-cone-shaped microlens for efficient coupling to high-power laser diodes », *Opt. Express*, vol. 15, n° 4, p. 1434-1442, 2007, doi: 10.1364/oe.15.001434.
- [4] G. R. M. Garratt, *Telegraphe Optique de Claude Chappe*, vol. 58, n° 3. Isis: Henri Gachot, 1967.
- [5] M. Arumugam, « Optical fiber communication—An overview », *Pramana -journal Phys.*, vol. 57, p. 849-869, 2001, doi: 10.1007/s12043-001-0003-2.
- [6] L. André, *Inscriptions Hébraïques*. Tome 1 Les ostracas, Paris, 1977.

Chapitre I

I.1 Introduction

Nous sommes maintenant au XXI^e siècle, l'ère des "technologies de l'information". La technologie de l'information a connu une croissance exponentielle grâce aux systèmes de télécommunication modernes. La transmission sans perturbation d'une information sur une longue distance s'effectue à l'aide d'un guide de lumière. En particulier, la communication par fibre optique en tant que révolution importante dans l'histoire de la communication moderne, joue un rôle vital dans le développement de systèmes de télécommunication de haute qualité et à haut débit [1]–[3]. La maîtrise et l'optimisation de ces systèmes passe inévitablement par des composants d'extrémité, que ce soit du côté émetteur (laser) ou récepteur. Les microlentilles en extrémité de fibre optique ont été développées pour améliorer l'injection de signal au niveau des interfaces entre ces composants, c'est pourquoi nous analyserons au cours de ce chapitre les principales technologies permettant de fabriquer des microlentilles en extrémité de fibre ainsi que leurs utilisations.

Ce chapitre est consacré à l'étude bibliographique des fibres optiques et microlentilles. La première partie concernera les fibres optiques ; on commencera par définir la naissance des systèmes à fibre optique, fabrication et structures. Puis, les différents types de fibres ainsi que leurs propriétés seront dressés.

Dans la 2^{ème} partie de ce chapitre, les méthodes les plus courantes pour fabriquer les microlentilles seront résumées. On s'intéressera particulièrement aux microlentilles asphériques. Nous y aborderons notamment l'application principale qui est le couplage d'une source laser à une fibre optique.

I.2 Fibres optiques

Le signal lumineux injecté dans la fibre peut transporter d'énormes quantités de données à la vitesse de la lumière sur de très longues distances sans subir ni affaiblissement ni perturbation électromagnétique. La fibre optique est déjà employée depuis de nombreuses années pour acheminer les données entre les villes, les pays et les continents. Aujourd'hui, elle s'est totalement démocratisée et est devenue la technologie la plus rapide sur le marché des télécommunications. Les fibres optiques ne sont pas seulement utilisées dans les liaisons de télécommunication, mais également dans les réseaux locaux (LAN) et Internet pour atteindre des taux de signalisation élevés [1].

Le débit d'une connexion internet par fibre optique peut théoriquement atteindre plusieurs Gigabits par seconde.

La réduction des coûts des communications par fibre optique a créé une forte concurrence non seulement avec les systèmes de transmission par lignes électriques, mais également avec les systèmes de transmission radio à micro-ondes et à ondes millimétriques [4]. Les applications peuvent être trouvées dans les domaines de l'opto-électronique, des capteurs, des micromachines, des métaux fins, des poudres céramiques et des revêtements de protection [5].

Naissance des systèmes à fibre optique

L'utilisation de la lumière pour transmettre des informations d'un endroit à un autre est une technique très ancienne. Pour guider la lumière, des guides d'ondes initialement métalliques et non métalliques ont été fabriqués. Cependant les pertes de guidage sont énormes. Ils n'étaient donc pas adaptés aux télécommunications. Tyndall a découvert qu'à travers les fibres optiques, la lumière pouvait être transmise par le phénomène de réflexion interne totale [6]–[8].

Au cours des années 1950, les fibres optiques de grands diamètres d'environ 1 ou 2 millimètres ont été utilisées dans les endoscopes pour voir les parties internes du corps humain [1].

Historiquement, les communications impliquant des ondes électromagnétiques ont eu tendance à utiliser des fréquences de plus en plus élevées. Elles ont fait un grand saut vers les fréquences des ondes lumineuses dans la région visible et proche infrarouge du spectre. Ce saut a été précipité par l'invention du laser en 1960 [9]. Les premières recherches ont porté sur l'utilisation de faisceaux laser dans l'air ou dans des tuyaux à l'aide de guides constitués d'une succession de lentilles.

En principe, les fibres optiques se présentent comme un alternatif intéressant, mais leurs pertes intrinsèques élevées semblent initialement les exclure d'une concurrence active avec les moyens de communications électromagnétiques établis. Peu de temps après que Charles Kao [10] a proposé la silice fondue comme matériau prometteur, des fibres optiques à faibles pertes ont commencé à apparaître [11].

I.2.1 Fabrication des fibres optiques

Les fibres optiques peuvent être produites à partir de nombreux matériaux transparents différents tels que le verre, le plastique et les monocristaux dans une grande variété de configurations et de dimensions [12].

Il existe trois approches principales pour fabriquer des fibres avec un guide d'onde à faible perte [13]: (1) la méthode de dépôt chimique en phase vapeur modifiée ou MCVD, (2) la méthode de dépôt en phase vapeur à l'extérieur ou OVD, et (3) la méthode de dépôt axial en

phase vapeur ou VAD. L'état de l'art de ces procédés a déjà été publié [14]–[16]. D'autres procédés incluant le procédé de dépôt chimique en phase vapeur par plasma (PCVD) qui a une capacité [17] de produire des fibres à des taux de fabrication économiques sont rapportés. Deux autres procédés qui promettent des taux de fabrication élevés ont été développés : le procédé PMCVD (Plasma-Assisted Modified Chemical Vapor) [18] et le procédé RVD (Radial Vapor Deposition) [19].

Le schéma du processus MCVD est illustré dans la **Figure I 1**. La fabrication de la fibre optique implique trois étapes comme suit : la préparation de la fibre optique en utilisant un cylindre de verre, la formation de préforme, l'étape de tirage où la préforme est chauffée à une température d'environ 2000°C, suivi du retrait d'un petit brin de verre à une extrémité.

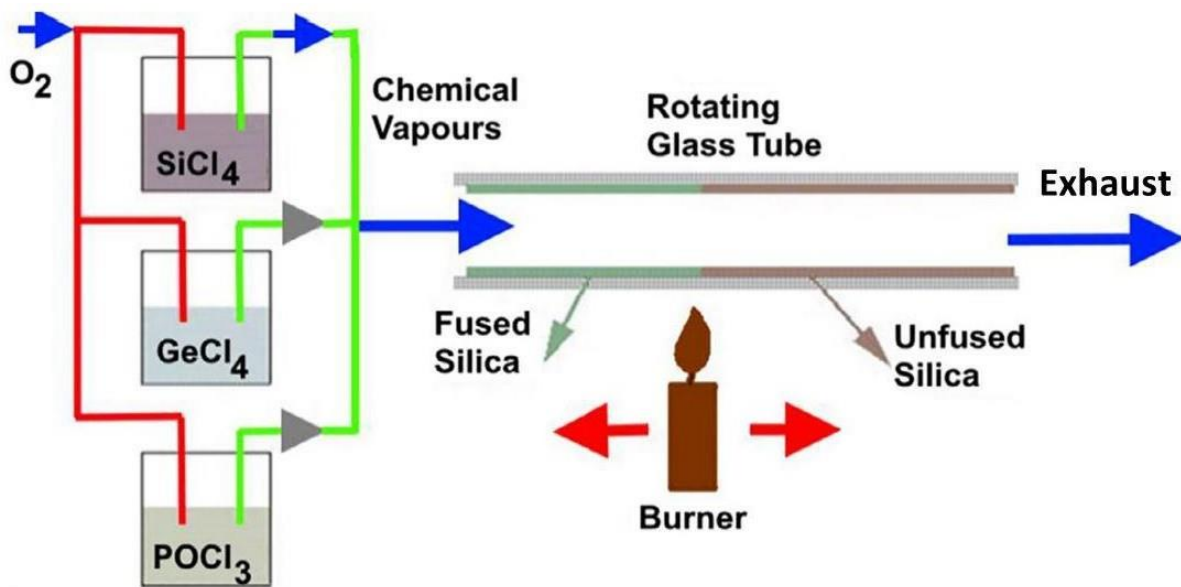


Figure I 1. Schéma de principe du procédé de dépôt chimique en phase vapeur modifiée (MCVD) [13].

I.2.2 Structure des fibres

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique à symétrie cylindrique dont le système de coordonnées cylindriques est (r, φ, z) (**Figure I 2**) [4], [20] composé d'au moins deux milieux d'indice de réfraction différents : un cœur entouré d'une gaine d'indice de réfraction légèrement inférieur à l'indice de réfraction du cœur (**Figure I 3**). Ce fait, sert à confiner la lumière au cœur central [21], minimisant ainsi la perte de transmission [12].

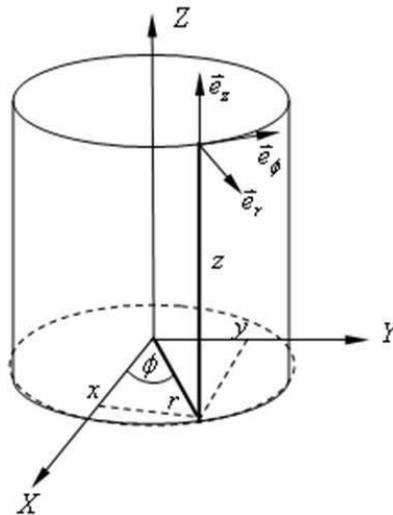


Figure I 2. Système de coordonnées polaires cylindriques (r, ϕ, z) d'un guide d'onde.

L'indice de réfraction est donc invariant suivant les deux coordonnées : angulaires ϕ et axiale z . Pour la coordonnée radiale r , l'indice de réfraction n peut varier.

A son tour, la gaine est protégée par un revêtement de protection en plastique nécessaire pour donner à la fibre une résistance mécanique élevée et une protection contre les agressions physiques, chimiques et la préserver des pertes de diffusion causées par des microcourbures [1], [5].

Cette protection est importante car les rayures sur la surface de la fibre provoquent le développement de concentrations de contraintes en fissures microscopiques qui s'approfondissent (se creusent) et se développent facilement, réduisant, ainsi, sa résistance à la traction [22], [23].

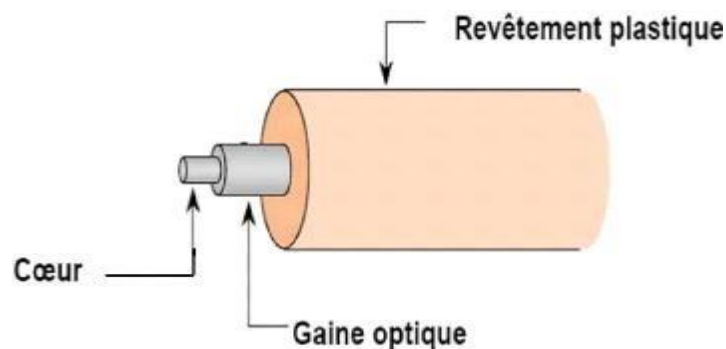


Figure I 3. Structure d'une fibre optique comprenant les sections cœur, gaine et protection.

I.2.2.1 Principe de guidage dans une fibre optique

Dans le modèle simple de l'approximation du tracé des rayons, les signaux optiques sont guidés à travers les fibres de verre minéral ou organique par réflexion totale interne qui se produit à l'interface entre le cœur et la gaine à condition que l'angle de la lumière incidente à l'intérieur du cœur soit supérieur à un angle limite appelé angle critique [1], [5].

I.2.2.2 Angle d'acceptance et ouverture numérique

Ce phénomène de guidage de la lumière par réflexion totale à l'intérieur de la fibre [24] se produit pour un angle d'incidence critique au niveau du dioptre qui sépare le cœur d'indice n_c de la gaine d'indice n_g , noté l sur la **Figure I 4**, tel que, d'après la loi de Snell Descartes :

$$l = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \quad (1)$$

Cet angle minimal l , complémentaire de l'angle r à l'intérieur de la fibre, correspond à un angle d'incidence maximal θ , au niveau du dioptre air/cœur à l'entrée de la fibre. Cet angle θ , est appelé angle d'acceptance parce qu'il correspond au demi-angle au sommet d'un cône d'acceptance des rayons qui seront guidés par réflexion totale dans la fibre.

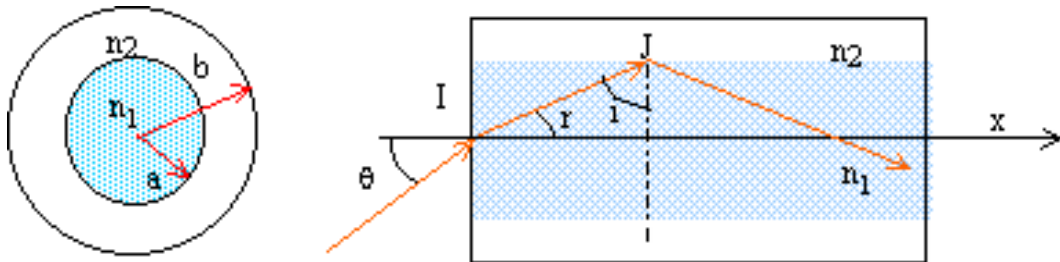


Figure I 4. Principe du guidage dans une fibre optique.

L'ouverture numérique est définie par le sinus de cet angle d'acceptance θ dans le milieu d'indice n_a . Elle représente la capacité de la fibre à capter la lumière. Son expression, basée sur les indices de réfraction du cœur et de la gaine, est donnée par [24]:

$$NA = n_a \sin \theta = n_a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2)$$

Où n_a est l'indice de réfraction de l'air.

I.2.3 Les différents types de fibres

I.2.3.1 Basé sur le nombre de modes

La propagation de la lumière dans la fibre à partir d'un tracé de rayons présenté dans le paragraphe précédent est un modèle simpliste qui ne rend pas compte des effets ondulatoires. En réalité, les fibres optiques peuvent supporter un certain nombre de formes d'ondes guidées appelées modes [25], [26]. Le mode signifie la nature du mode (ou) de la configuration du champ électromagnétique le long du trajet de la lumière à l'intérieur de la fibre (voir en détails dans le chapitre II.2). En fonction du nombre de modes admis à se propager, les fibres optiques sont classifiées en deux types, les fibres monomodes à saut d'indice et les fibres multimodes à saut ou à gradient d'indice [1].

I.2.3.1.1 Fibre multimode

La fibre multimode a un grand diamètre de cœur typiquement de 50 à 62,5 μm dans le domaine des communications optiques, ce qui est suffisamment grand pour permettre la propagation de nombreux modes dans le cœur de la fibre. Les fibres multimodes présentent des avantages mais aussi des inconvénients par rapport aux fibres monomodes. Leurs rayons de cœur plus grands facilitent l'injection de la lumière et l'épissurage de fibres similaires. Un avantage supplémentaire est que les fibres multimodes peuvent être excitées avec des diodes électroluminescentes (LED), tandis que les fibres monomodes doivent être excitées avec des lasers.

Les fibres multimodes souffrent de la dispersion intermodale. Les nombreux modes qui peuvent se propager ne se déplacent pas tous à la même vitesse.

Une impulsion lancée dans la fibre distribue sa puissance sur tous (ou au moins plusieurs) les modes. À l'extrémité de la fibre chaque mode arrive à un instant légèrement différent provoquant l'étalement et l'allongement de l'impulsion proportionnellement à la longueur de la fibre.

La **Figure I 5 (a)** montre une fibre multimode avec un diamètre de cœur d'environ 50 μm . Le diamètre standard de la gaine optique dans les fibres multimodes et monomodes est de 125 μm .

I.2.3.1.2 Fibre monomode

Les fibres monomodes ont de petits diamètres de cœur typiquement de 5 à 10 μm qui permettent la propagation d'un seul mode électromagnétique transverse (typiquement HE_{11} (voir chapitre II)).

La **Figure I 5 (b)** montre une fibre monomode avec un diamètre de cœur de l'ordre de 9 μm .

Les fibres multimodes sont des fibres utilisées pour des applications « bas de gamme » (courte distance) tels que les systèmes de réseau local et la vidéo surveillance [27], tandis que les fibres monomodes sont surtout utilisées pour des applications de télécoms et donc sur de longues distances où une bande passante de signal extrêmement élevée est requise [28]. L'avantage de la propagation d'un mode unique dans une fibre optique monomode permet de s'en affranchir de la dispersion modale.

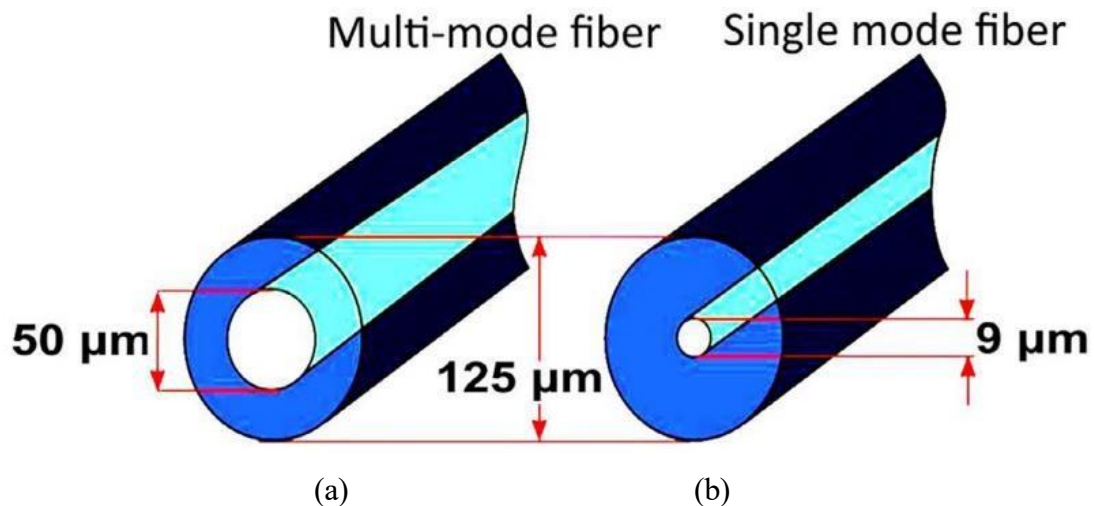


Figure I 5. Exemple de dimensions typiques de fibres monomodes et multimodes : (a) diamètre de cœur de la fibre multimode (50 µm), (b) diamètre de cœur de la fibre monomode (9 µm), diamètre de la gaine optique (125 µm).

1.2.3.2 Basé sur le profil d'indice de réfraction

L'indice de réfraction du cœur de la fibre est toujours supérieur à celui de la gaine. Cette variation est définie par le profil d'indice. Selon la forme du profil, les fibres peuvent avoir soit un profil à saut d'indice, soit un profil à gradient d'indice.

1.2.3.2.1 Fibre à saut d'indice

Dans sa forme la plus simple, une fibre consiste en une disposition coaxiale (arrangement coaxial) de deux verres homogènes. Étant donné que le profil d'indice de réfraction représenté sur la **Figure I 6 (a)** est une fonction échelon, on parle d'une fibre à saut d'indice (step-index fiber) [29]–[31].

Dans la fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction du cœur est uniforme partout et subit un changement brusque à l'interface cœur-gaine, comme indiqué sur la **Figure I 6** qui illustre les

deux principaux types de fibre à saut d'indice : **Figure I 6 (b)** (fibre multimode) et **Figure I 6 (c)** (fibre monomode).

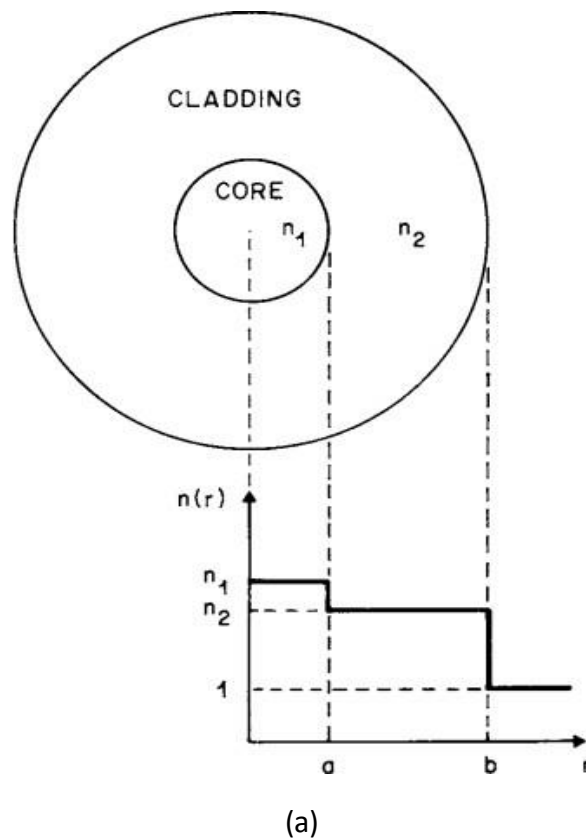
Dans les deux cas, la distribution de l'indice de réfraction s'écrit [32]:

$$n(r) = \begin{cases} n_c & r < a \text{ (cœur)} \\ n_g & r \geq a \text{ (gaine)} \end{cases} \quad (3)$$

Où n_c et n_g sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine, respectivement, et a le rayon du cœur de la fibre.

Dans le modèle simple du tracé de rayon, la propagation d'un mode unique dans la fibre monomode, correspondant à un seul trajet de rayon à travers la fibre est illustrée dans la **Figure I 6 (c)** (généralement représenté par le rayon axial).

Pour la fibre multimode à saut d'indice, les rayons lumineux se propageant à travers la fibre se présentent sous la forme de rayons méridiens qui traverseront l'axe de la fibre lors de chaque réflexion à la limite de la gaine du cœur et se propagent par réflexion successives, ceci est illustré sur la **Figure I 6 (b)** par les nombreux trajets possibles des rayons à travers la fibre [4].



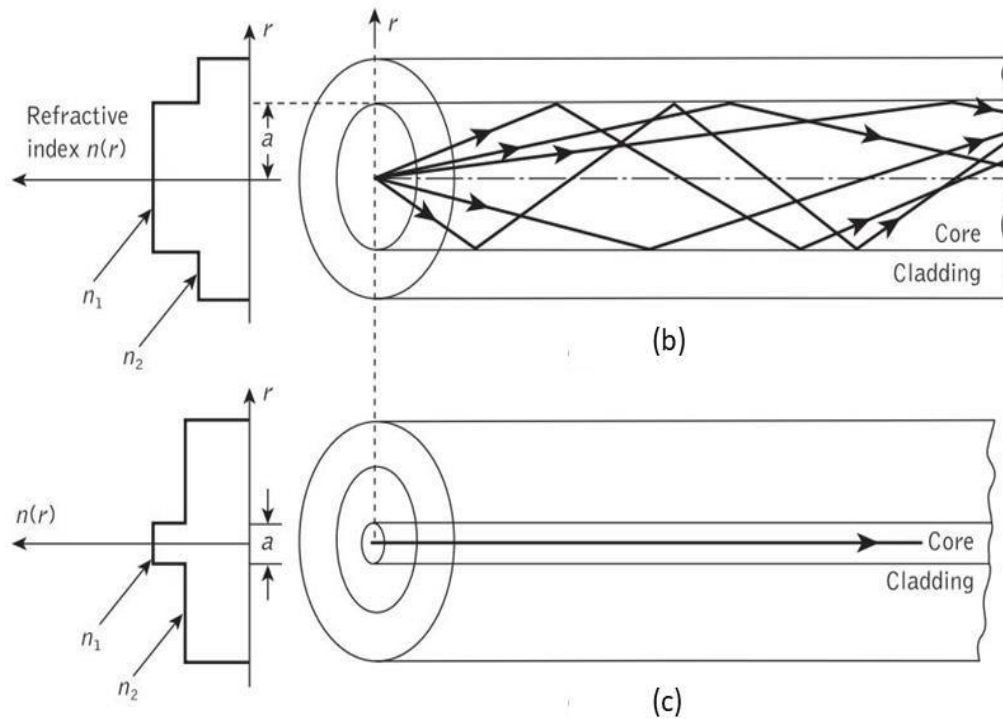


Figure I 6. (a) Coupe transversale de la fibre à saut d'indice montrant le cœur, la gaine, et le profil d'indice de réfraction $n(r)$, (b et c) transmission des rayons dans les fibres à saut d'indice (b) fibre multimode, (c) fibre monomode [4], [20].

I.2.3.2.2 Fibre à gradient d'indice

Inversement, l'indice de réfraction du cœur d'une fibre à gradient d'indice n'est pas constant, il est plus élevé au centre du cœur, et décroît progressivement du centre de la fibre vers la gaine à mesure que l'interface se rapproche.

Cette variation d'indice est donnée par [11], [33]:

$$n^2(r) = n_1^2 \begin{cases} 1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha & r < a \\ 1 - 2\Delta & r \geq a \end{cases} \quad (4)$$

Dans cette formule : $n_1 > n_2$

Δ est la différence relative d'indice de réfraction relative entre le cœur et la gaine donnée par :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_2^2} \simeq \frac{n_1 - n_2}{n_2} \quad \text{pour } \Delta \ll 1 \quad (5)$$

r est la coordonnée radiale et α est le paramètre de profil (l'exposant de la loi de puissance) qui donne le profil d'indice de réfraction caractéristique du cœur de la fibre. On retrouve la fibre à saut d'indice pour $\alpha = \infty$, la fibre à gradient d'indice parabolique pour $\alpha = 2$ et une fibre à gradient d'indice linéaire pour $\alpha = 1$. Cette gamme de profils d'indice de réfraction est illustrée dans la **Figure I 7**.

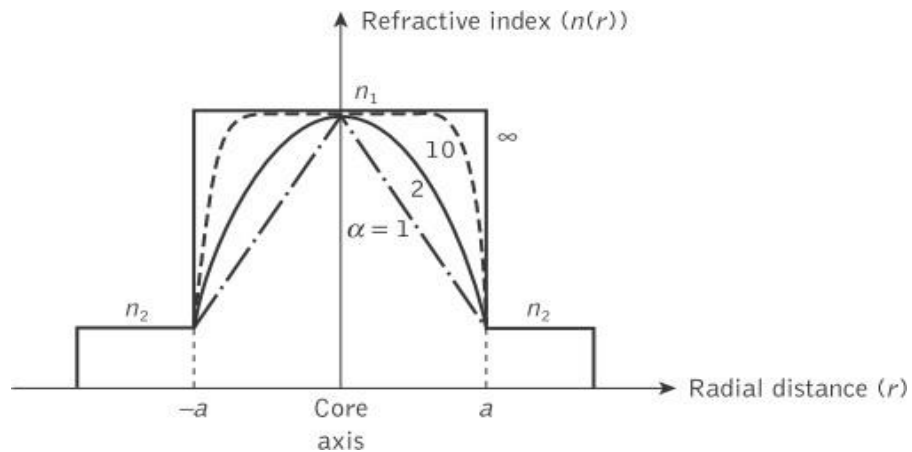


Figure I 7. Profils d'indice de réfraction possibles des fibres pour différentes valeurs de α données dans l'Eq (4) [4].

Le schéma de la **Figure I 8** montre la coupe transversale et le profil d'indice d'une fibre à gradient d'indice. Les rayons lumineux qui se propagent à travers celle-ci se présentent sous la forme de rayons obliques courbés ou de rayons hélicoïdaux qui ne croisent à aucun moment l'axe de la fibre, et se propagent autour de l'axe de la fibre de manière hélicoïdale (ou) en spirale, comme illustré sur la **Figure I 8 (b)**.

Le cœur de la fibre représenté sur la figure a une distribution d'indice de réfraction qui varie de manière parabolique en fonction de la coordonnée radiale r de sorte que la valeur maximale de l'indice de réfraction se situe au centre du cœur [1] justifiant le nom de fibre à gradient d'indice.

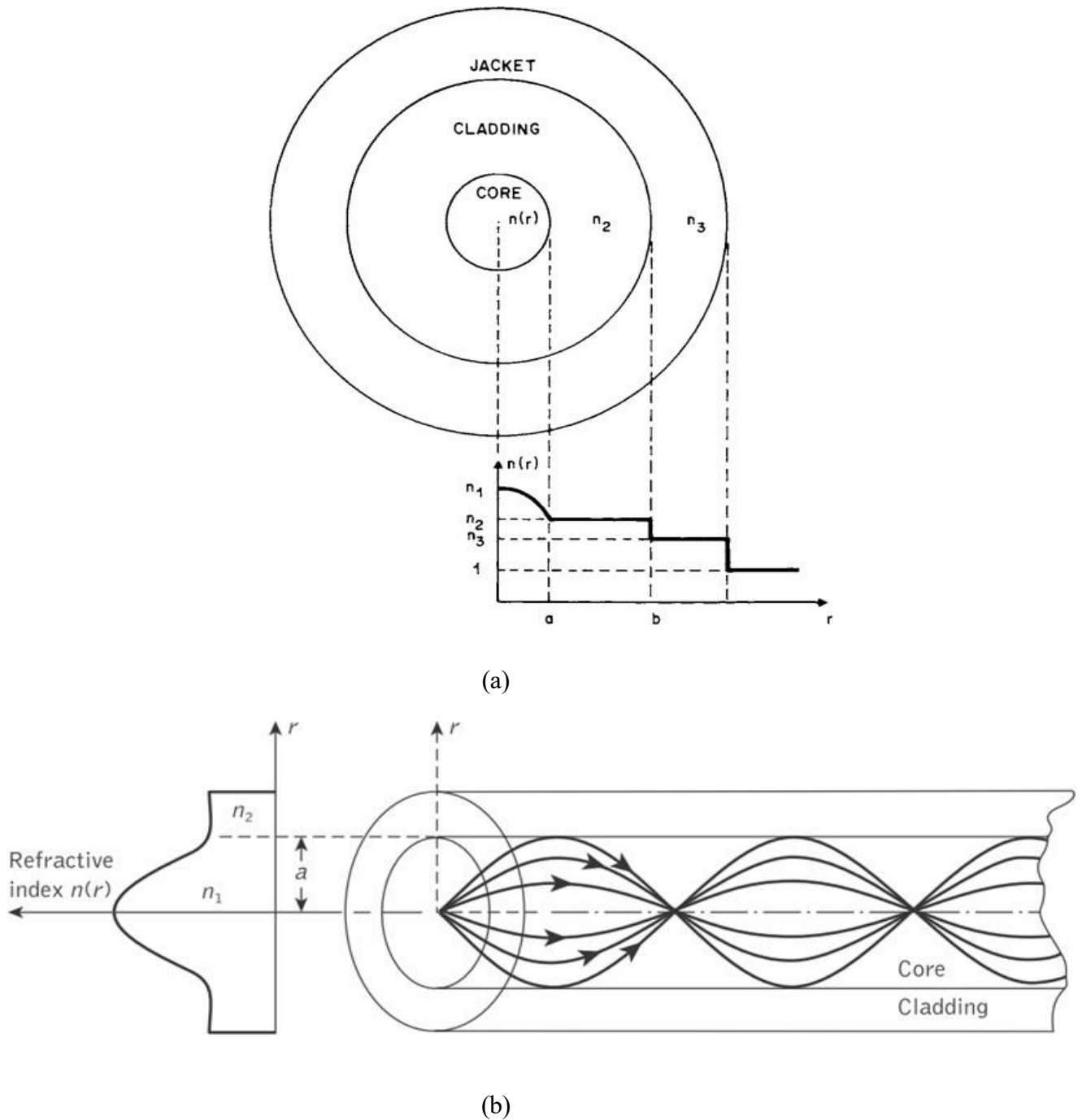


Figure I 8. (a) Coupe transversale de la fibre à gradient d'indice montrant le cœur, la gaine, la gaine protectrice et le profil d'indice $n(r)$ [20], (b) profil d'indice de réfraction et transmission des rayons dans fibre multimode à gradient d'indice [4].

L'intérêt des fibres à gradient d'indice est de limiter la dispersion intermodale en réduisant les différences de temps de parcours des différents modes qui se propagent dans la fibre par rapport à la propagation dans une fibre à saut d'indice.

I.2.4 Propriétés des fibres optiques monomodes

Les propriétés fondamentales des fibres optiques sont : la bande passante, la dispersion chromatique (aussi appelée dispersion intramodale), l'atténuation ainsi que les pertes.

I.2.4.1 Bande passante

Les applications d'aujourd'hui nécessitent une quantité de bande passante toujours croissante. La capacité de transport d'informations d'un système de transmission est directement proportionnelle à la fréquence porteuse des signaux transmis [34] comprise entre 10^{13} et 10^{15} Hz. Ainsi, la fibre optique monomode donne une plus grande bande passante de transmission que les systèmes de communication conventionnels et le débit de données par seconde est augmenté dans une plus grande mesure dans les systèmes de communication à fibre optique.

I.2.4.2 Dispersion chromatique (ou intramodale)

Les fibres monomodes à saut d'indice ont l'avantage distinct d'une faible dispersion intermodale puisqu'un seul mode s'y propage (ce qui correspond à un faible élargissement des impulsions lumineuses transmises). La dispersion intermodale (cas des fibres multimodes) n'est pas la seule cause de dispersion. Les sources utilisées pour transmettre le signal (dans la fibre monomode) ne sont pas purement monochromatiques, les différentes composantes se déplacent à des vitesses légèrement différentes dans la fibre. Cela provoque l'étalement de l'impulsion lumineuse lorsqu'elle se déplace le long de la fibre comme illustré dans la **Figure I 9**. Cela est dû à la dépendance de l'indice de réfraction du matériau de la fibre avec la longueur d'onde ; et provoque donc une dispersion [35]. L'effet est appelé dispersion chromatique.

En fait, la dispersion est l'effet combiné de deux dispersions, la dispersion du matériau et la dispersion du guide d'ondes. Les deux entraînent une modification de la vitesse de transmission, la première est due à la structure atomique du matériau et la seconde aux caractéristiques de propagation de la fibre. Bien que la dispersion chromatique soit généralement discutée en termes de fibre monomode, elle se produit toujours dans la fibre multimode, mais l'effet est généralement masqué par la dispersion intermodale qui y est prépondérante.

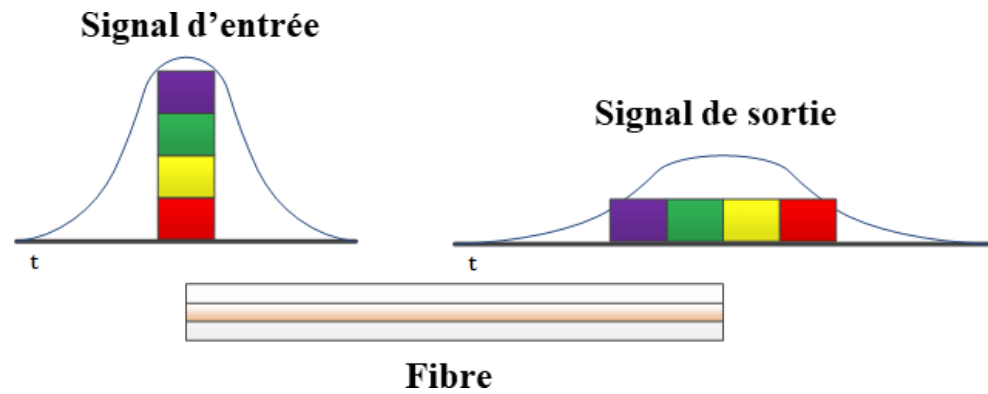


Figure I 9. Elargissement temporel du signal lumineux constitué de différentes longueurs d'onde à travers une fibre optique du fait de la dispersion chromatique.

1.2.4.3 Atténuation

Les pertes de transmission ou l'atténuation du signal (mesurée en dB/km) dans une fibre optique sont très importantes à considérer dans la communication par fibre optique. Ces pertes sont causées par plusieurs mécanismes [36], [37]:

- L'absorption du matériau de la fibre (la silice), l'absorption des impuretés et des liaisons OH.
- La diffusion dans la fibre : diffusion Rayleigh et diffusion dues aux inhomogénéités.
- Les imperfections dues à la fabrication et à l'utilisation telles que les fluctuations du diamètre de cœur, les courbures...etc [38].

A la longueur d'onde de 1550 nm, l'atténuation d'une fibre standard de transmission est de $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$. De part et d'autre de cette longueur d'onde se trouve une fenêtre de faible atténuation de la fibre. Les différentes bandes de transmission des réseaux optiques sont donc choisies autour de cette longueur d'onde à savoir, la bande S (de 1460 nm à 1530 nm), la bande C (de 1530 nm à 1565 nm) et la bande L (de 1565 nm à 1625 nm). Notons que l'atténuation devient pénalisante pour des longueurs de fibres importantes. Ceci justifie une première nécessité de traiter le signal en l'amplifiant afin de pouvoir le transmettre plus loin [38]. L'utilisation des fibres à ultra faible perte et des fibres de silice dopées à l'erbium comme amplificateurs optiques, peut garantir une transmission presque sans perte.

L'atténuation du signal transmis par la fibre résulte de l'absorption et de la diffusion en fonction de la longueur d'onde. Comme indiqué dans la **Figure I 10**.

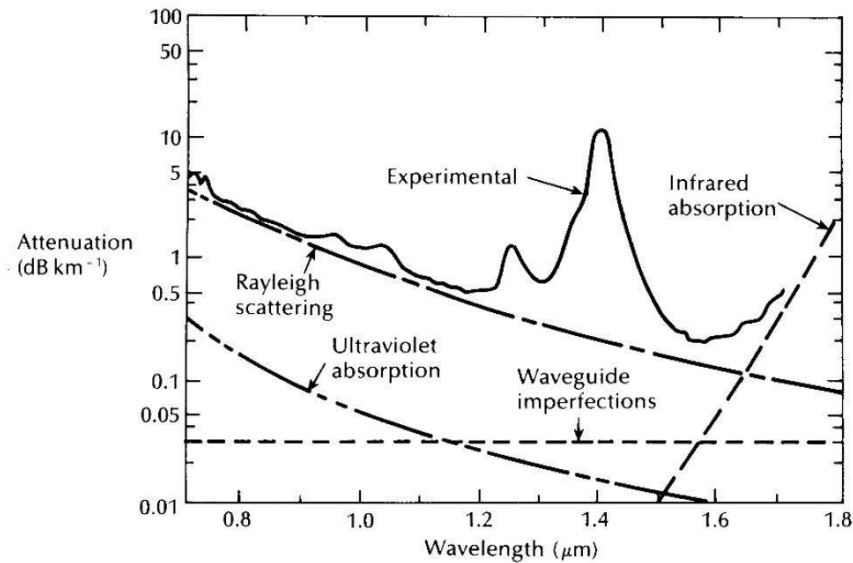


Figure I 10. Différentes pertes intrinsèques dans une fibre de silice pure [39].

I.3 Microlentilles

Les fibres optiques monomodes (SMF) trouvent une large utilisation dans les systèmes de communication et de détection. Cette utilisation, en général, a conduit au besoin de l'intégration des dispositifs d'interconnexion pour des taux de transmission de signal optique optimaux à faible coût et à haute densité [40]. Mais le problème des pertes de couplage dû à l'inadéquation des diamètres de champ de mode (MFD) entre les sources lumineuses et la fibre optique est devenu de plus en plus important. Le défi principal pour ces dispositifs micro-optiques résulte de la tolérance d'alignement submicronique extrêmement rigoureuse requise pour un couplage à haut rendement [41].

Généralement, le spot de la source lumineuse est ajusté par une structure optique spéciale: un ou plusieurs éléments micro-optiques sont ajoutés entre la fibre et la source lumineuse pour façonner le spot, et augmenter ainsi l'énergie du laser qui pénètre dans la fibre optique.

Ces éléments micro-optiques sont généralement composés d'une ou plusieurs microlentilles sphériques ou asphériques y compris des microbilles, des microlentilles quadriques, des microlentilles cylindriques, des microlentilles à gradient d'indice, couplages de microlentilles combinées etc ... [42]. La formation de microlentilles directement sur les extrémités des fibres monomodes répond à cette exigence et est devenue très largement utilisée en raison de : leur capacité à produire des efficacités de couplage élevées [43], leur structure simple et compacte,

leur alignement avec la diode laser (*DL*), leur simplicité de fabrication et de leur faible coût de production.

Les principales formes des microlentilles avec les différentes méthodes de fabrication sont montrées dans la section suivante. Les microlentilles, sont devenues la clé des technologies de communication, qui peut être utilisée dans la construction des systèmes micro-optiques intégrés pour de nombreuses applications [44], telles que : les applications dans la communication optique [45], le système d'imagerie intégré [46], [47], l'amélioration de l'éclairage du rétroéclairage dans les systèmes d'affichage OLED [48], et les systèmes de laboratoire sur puce (lab-on-a-chip systems) [49] etc...

Les microlentilles peuvent avoir différentes morphologies de surface pour modifier le faisceau incident de la diode laser (*DL*) afin de le transmettre dans la SMF avec le meilleur rendement possible [50]–[57].

Les microlentilles sphériques traditionnelles ont une forme simple qui peut être décrite comme un arc de cercle et peuvent être spécifiées en utilisant seulement un rayon de courbure [58].

Elles sont encore utilisées dans quelques systèmes de couplage de fibres optiques à symétrie circulaire. Bien que ces microlentilles soient simples à fabriquer, faciles à aligner et peu coûteuses, elles souffrent de la performance due à un phénomène appelé aberration sphérique [59]. Ce défaut inhérent est dû au fait qu'une forme sphérique et de géométrie circulaire du faisceau n'est pas toujours la forme idéale pour une microlentille de focalisation ou de collimation, en particulier dans le cas des lasers à émission elliptique. Cette forme de microlentille produit une efficacité de couplage faible [60] en raison de son petit diamètre [61] et de la désadaptation de mode entre cette microlentille et les sources laser.

Il existe donc des formes idéales pour la structure des microlentilles qui permettent la focalisation sans aberration sphérique : les microlentilles asphériques qui permettent non seulement la correction de l'aberration sphérique mais aussi le maintien de la taille du spot de sortie (relativement invariable) sur de longues distances. Cela permet d'obtenir des faisceaux collimatés de meilleure qualité pour les applications de collimation, une taille de spot plus petite pour les applications de focalisation et une meilleure qualité d'image pour les applications d'imagerie [58].

En fait, dans différents cas, une seule microlentille asphérique peut remplacer plusieurs microlentilles sphériques conventionnelles, ce qui conduit à un système optique plus léger, plus compact, moins coûteux et plus performant [62]–[68] .

I.3.1 Méthodes de fabrication des microlentilles

Diverses méthodes et techniques de fabrication ont été proposées et développées pour fabriquer les microlentilles à l'extrémité des fibres [50], [69]–[71] .

I.3.1.1 Méthode physique

La méthode physique est principalement utilisée pour enlever directement le matériau en utilisant une force externe pour obtenir une forme spécifiée.

I.3.1.2 Méthode physico-chimique

Étant donné que la méthode chimique est plus difficile à contrôler que la méthode physique, il est difficile d'obtenir une forme idéale en utilisant uniquement la méthode de corrosion chimique. L'idéal est de combiner la méthode physique et la méthode chimique. Généralement, les procédés de fabrication comprennent un procédé physique et un procédé physico-chimique [42]. Parmi les techniques existantes, on distingue plusieurs méthodes de fabrication, telles que la fusion et l'étirage des fibres [72], [73], la gravure chimique utilisant l'acide fluorhydrique (HF) [74]–[76], le micro-usinage avec un laser CO₂ [53], [77], la technique d'inscription directe au laser (laser direct writing technique) [78], la technique de d'usinage mécanique et de polissage suivi d'un chauffage par décharge électrique (arc discharge polishing) [79], [80] ou par fusion (fusion splicer heating) [81] pour fabriquer des extrémités de fibre quadriques [82]–[85], une méthode de traction électrostatique utilisée pour fabriquer une microlentille en forme de cône [86]. Parmi ces méthodes, les plus couramment utilisées actuellement sont les techniques basées sur le rodage/polissage mécanique et l'attaque chimique. L'efficacité de couplage peut atteindre plus de 70% [82], [84], [85].

I.3.2 Modèle théorique des microlentilles

L'idée d'utiliser des microlentilles sur l'extrémité des fibres pour améliorer le couplage optique avec des lasers à semi-conducteur a été présenté par L. G. Cohen depuis 1972 [87]–[89], néanmoins les recherches sur l'efficacité de couplage et les pertes montrent que le problème persiste [81], [90].

Les différents types de pointes et de microlentilles ont été étudiées de manière approfondie pour améliorer l'efficacité de couplage entre la diode laser et la fibre. Les caractéristiques des lasers utilisés pour le couplage seront détaillées dans le chapitre IV.

I.3.2.1 Les microlentilles sphériques

I.3.2.1.1 Microbilles

De nombreux articles liés aux applications des microbilles et de microlentilles sphériques sont parus dans la littérature technique. En outre, une conception pour l'augmentation de la performance de couplage par les microlentilles sphériques et les microbilles a été discutée par de nombreux chercheurs en utilisant des méthodes théoriques ou/et expérimentales. Ce type de microlentilles a été utilisé pour obtenir le couplage à partir d'une diode laser (DL) dans une fibre monomode (SMF). Il peut réaliser un couplage à faible coût, mais l'efficacité de couplage est limitée à environ 10%. Cette mauvaise performance est due à la grande taille de l'aberration sphérique. D'après L.A Reith et al. [91], l'efficacité de couplage peut être maintenues jusqu'à 34% à 40% en utilisant la technique de tolérance d'alignement relâchée pendant le processus d'assemblage (package assembly process). La perte fibre-fibre est de 8,5 à 10 dB.

Plus de 10 ans après, H.Yang et al. [92] ont proposé un modèle mathématique pour concevoir et fabriquer un réseau de microbilles en utilisant la refusion thermique. Cette technique de fabrication est un peu coûteuse. L'efficacité de couplage maximale obtenue avec cette méthode est d'environ 63 % avec une distance de travail de 9 μm .

S.C Shen et al. [93] ont montré que la fabrication d'un réseau de microlentilles sphériques (eyeball-like spherical micro-lens array) (ESMA) en utilisant le processus d'extrusion (avec la résine photosensible SU-8) au lieu du processus de refusion thermique traditionnel peut non seulement réduire le coût du micro-assemblage, mais peut également remplacer les microbilles classiques et les microlentilles sphériques conventionnelles ou les microlentilles coûteuses à gradient d'indice sans influencer les performances.

Cette étude implique le principe de tension superficielle pour former un ESMA dans lequel la force de cohésion rencontre l'équilibre entre les molécules de SU-8. Cependant, lorsque la surface du SU-8 entre en contact avec des molécules de gaz, la force de cohésion des molécules de SU-8 peut changer et produire une force de traction dans le SU-8. L'utilisation des effets de la tension superficielle comme une couche de membrane flexible se contractant sur une surface minimale permet de former les surfaces des microlentilles. Après le processus d'exposition, le solvant SU-8 est complètement évaporé, seul le polymère solide reste.

L'évolution schématique de la géométrie d'un ESMA après le processus d'extrusion est illustrée dans la **Figure I 11 (a) et (b)** qui montre schématiquement les profils initiaux et transitoires d'un ESMA : le SU-8 visqueux est extrudé et le volume du motif est exprimé en :

$$V_{profil} = \frac{\pi d^2 H}{4} \quad (6)$$

Où H est la hauteur du SU-8 avant le processus d'exposition et d est le diamètre avant la formation de ESMA.

Ensuite, le motif de la résine photosensible SU-8 se transforme en un ESMA, comme illustré dans la **Figure I 11 (c)**. Le volume sphérique de la microlentille résulte en fait à la fois de la coupelle et de la zone sphérique supportée par la coupelle.

Le volume théorique est représenté par l'équation :

$$V_{microlentille\ sphérique} = \pi \left(\frac{8R^3}{6} - Rh^2 + \frac{h^3}{3} \right) \quad (7)$$

Où R est le rayon de la microlentille sphérique et h est la hauteur de la coupelle coupée sous la sphère.

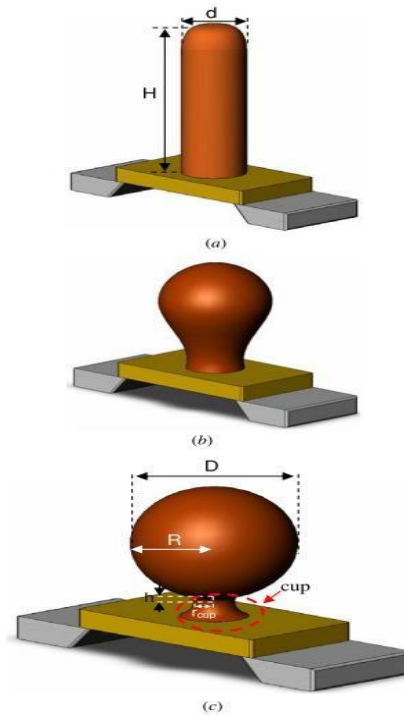


Figure I 11. Évolution schématique de la variation volumétrique d'une microlentille sphérique après le processus d'extrusion : (a) stade initial, (b) stade transitoire et (c) stade stable [93].

L'efficacité de couplage maximale obtenue par cette méthode est d'environ 62% lorsque la fibre monomode est placée à une distance de 10 μm de l'ESMA.

Pour minimiser l'aberration sphérique, un moyen efficace peut-être réaliser en plaçant la diode laser le plus près possible de la microlentille sphérique et d'utiliser un indice de réfraction plus élevé et un diamètre plus petit pour la microlentille sphérique [94].

I.3.2.1.2 Microlentille sphériques en PDMS

En 2016, une technique de réalisation de micro-collimateurs à fibres optiques à base de microlentilles en polydiméthylsiloxane (PDMS) de différents rayons de courbure a été présentée. La réalisation a été effectuée en deux phases : la création d'une microcavité et la fabrication de la microlentille par injection du polymère. La première partie est consacrée à la technique de fabrication des microcavités coniques à l'extrémité des fibres optiques par le procédé d'attaque chimique ; dit CCEF (Concave Cone Etched Fiber). Cette méthode a été développée en 2005 par l'équipe de laboratoire d'optique appliquée Demagh et al. [95], où la SMF après avoir été préparée (enlèvement de son revêtement en plastique, nettoyage et clivage), est immergée dans une solution HF (acide fluorhydrique) à 40% de concentration. Le processus est suivi en temps réel. L'extrémité de la fibre passe de la forme cylindrique initiale à une forme conique finale (extrémité de la fibre effilée) **Figure I 12**.

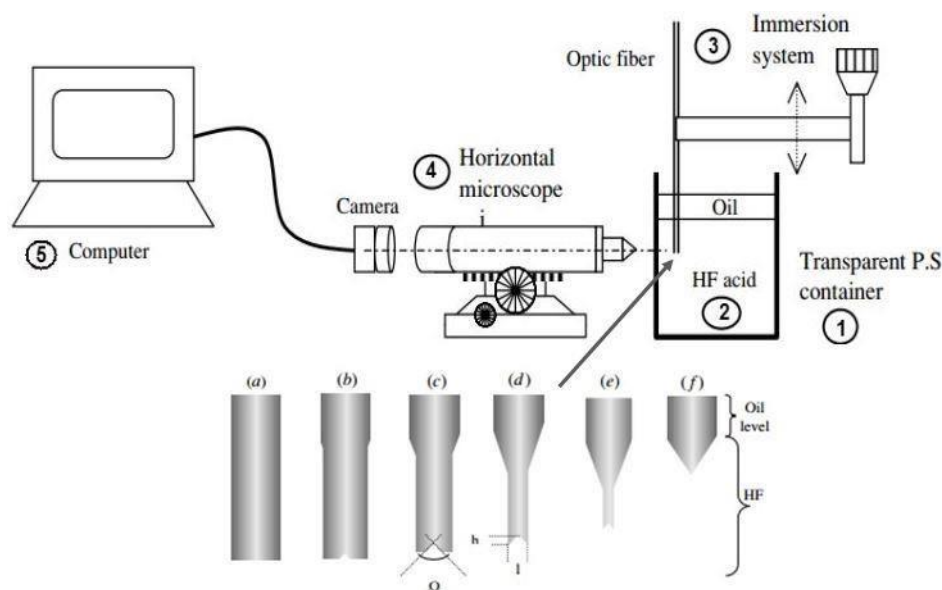


Figure I 12. Montage expérimental de la réalisation des microcavités par attaque chimique avec les étapes pour contrôler le processus: (a) l'état initial lorsque la fibre est plongée dans le HF => (c), (d) et (e) étapes intermédiaires => (f) état final (après plusieurs minutes) [95].

La **Figure I 13 (a)**, montre une vue par un microscope électronique à balayage MEB d'une microcavité réalisée à l'extrémité d'une SMF 9/125 μ m.

Après la création de la microcavité, de dimension connue à l'extrémité, la fibre est fixée dans un montage expérimental pour procéder au dépôt du PDMS.

Le principe repose sur l'injection de PDMS dans la micro-cavité conique gravée chimiquement en bout de la fibre (**Figure I 13 (b)**).

Une microlentille sphérique autocentrée par rapport à l'axe de la fibre a été formée (**Figure I 13 (c)**). La micro-cavité a l'avantage de former des microlentilles auto-centrées, et aussi d'augmenter la distance de travail. Ainsi, cette distance a permis d'ajuster la largeur du waist de la lumière incidente à la largeur de mode de la fibre pour un couplage maximal.

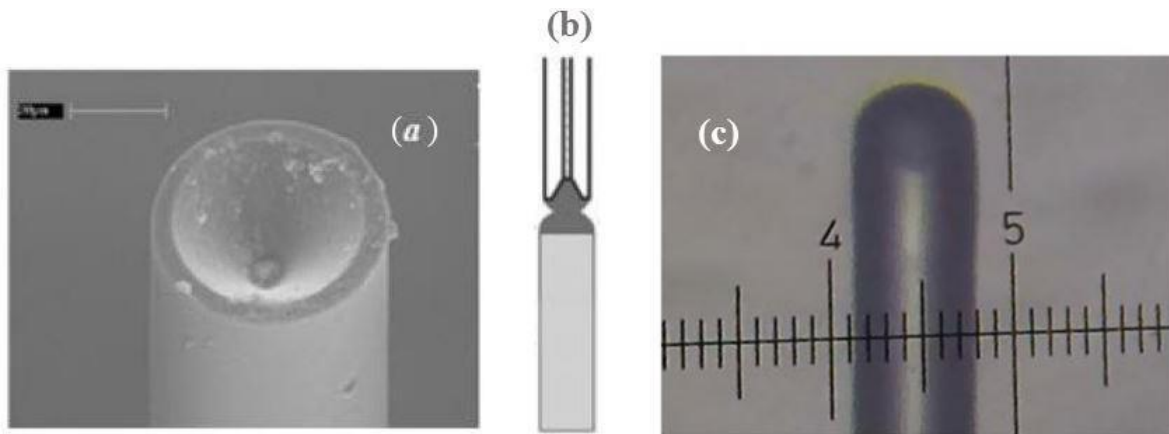


Figure I 13. Étape de fabrication de micro-collimateurs: (a) vue par MEB d'une microcavité, (b) injection de PDMS dans la microcavité et (c) microlentille fabriquée [95], [96].

En utilisant cette méthode, des microlentilles de différents rayons de courbure ont été réalisées : $r = 6,12 \mu\text{m}$, $r = 10,08 \mu\text{m}$, $r = 13,2 \mu\text{m}$, $r = 18,0 \mu\text{m}$, $r = 20,3 \mu\text{m}$, et $r = 30,4 \mu\text{m}$. Les propriétés optiques telles que : les rayons de courbure optimaux des microlentilles, le waist et les distances de travail sont déterminés. La caractérisation optique et les mesures consistent en l'analyse des fonctionnalités des micro-collimateurs. Un rendement de couplage de couplage η compris entre 88,74% et 99,75% est obtenu grâce à cette méthode [96]. Les valeurs du waist et de distance de travail obtenues permettent d'optimiser le couplage optique entre fibres optiques, fibres et sources optiques, et fibres et détecteurs. Cette technique offre la possibilité d'obtenir les micro-collimateurs souhaités, qui peuvent donc être intégrés dans des systèmes de détection ou de balayage.

I.3.2.2 Les microlentilles asphériques

Une surface asphérique est généralement définie comme une surface à symétrie de révolution qui varie progressivement de la surface du centre vers le bord de manière radiale [97]. Les asphères sont désormais une option de conception viable pour de nombreuses applications, leurs différentes caractéristiques sont à l'étude [62]–[68], [98] .

Récemment, une grande attention a été accordée à l'application de la fibre microlentillée, qui forme directement la structure de la microlentille sur l'extrémité de la fibre, pour les systèmes de communication à fibre optique.

L'avantage de la conception des composants optiques telle que les surfaces asphériques rend également la fabrication et la conception des microlentilles de fibre extrêmement attrayantes [99].

En général, la fibre avec une microlentille hyperbolique, hémisphérique, parabolique, elliptique sur son extrémité est connue comme forme de fibre optique à interface quadrique [100] dont le paramètre de structure est un paramètre important pour optimiser l'efficacité de couplage (**Tableau 1 I**).

Tableau I 1. Paramètres de structure pour différents types de surface [101]–[103].

Types de surface	Relations mathématiques	paramètre de structure
Elliptique	$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$	$P = \frac{b^2}{a}$
Hyperbolique	$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$	$P = \frac{b^2}{a}$
Sphérique	$x^2 + y^2 = r^2$	$P = \frac{b^2}{a}$
Parabolique	$x^2 = 2tz$	$P = t$

Dans cette partie, on donnera un aperçu sur quelques méthodes et techniques de fabrication des microlentilles asphériques qui ont été rapportées dans la littérature. Plusieurs structures de microlentilles asymétriques ont été intégrées telles que des extrémités de fibre en forme de coin conique vers le haut (up-tapered wedge-shaped fiber endface) [104], des microlentilles hyperboliques asymétriques (asymmetric hyperbolic fiber microlenses) [77], des microlentilles anamorphiques (anamorphic microlenses) [105], des extrémités de fibre en forme de coin (wedge-shaped fiber endface) (WSFEF) [106]–[108], des extrémités de fibre en forme pyramidale quadrangulaire (quadrangular pyramid fiber shaped endface) (QPSFE) [84],

des extrémités de fibre en forme de coin conique (conical-wedge-shaped fiber ends) (CWSFE) [82], [109], des microlentilles en forme de cône elliptique asymétrique (AECSM) (asymmetric elliptic-cone-shaped microlens) [85], des fibres coniques de forme hyperbolique (tapered hyperbolic-shaped fiber) [110], [111]. On trouve également des microlentilles à double courbure variable (Double variable curvature microlenses) [83], des fibres de formes paraboliques (parabolic-shaped fiber) [112], des microlentilles à interface quadrique (QIML) (quadric interface microlenses) [100] et la conception des microlentilles cylindrique [113], [114].

1.3.2.2.1 Extrémité de fibre en forme de pyramide quadrangulaire (quadrangular pyramid fiber shaped endface) QPSFE

En 2004, S.M Yeh ont proposé un nouveau schéma pour la fabrication des microlentilles utilisant une extrémité de fibre en forme de pyramide quadrangulaire (QPSFE) pour le couplage entre les diodes laser à haute puissance de 980 nm et les fibres monomodes (SMF).

Fabrication

Le QPSFE a été fabriqué en suivant une technique en cinq étapes : broyage et polissage puis une étape de fusion pour former une extrémité elliptique (**Figure I 14**) [84]. La surface plane de la fibre est broyée jusqu'au centre de la fibre à l'angle d'inclinaison souhaité, en faisant tourner la fibre à 180° et $180^\circ + \zeta$ et en répétant le même processus sur les autres côtés de la fibre. Les procédés de broyage et de polissage en cinq étapes comprenaient quatre étapes de formation de la pyramide et une étape de formation de la pointe.

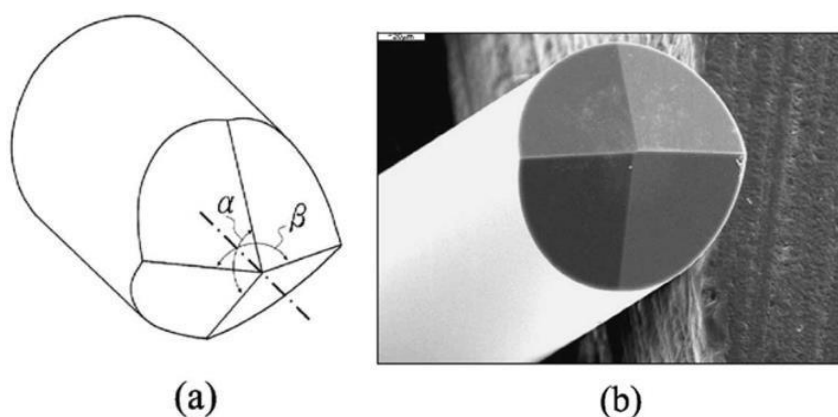


Figure I 14. (a) diagramme schématique d'une fibre en forme de pyramide quadrangulaire avec des angles α et β et (b) image MEB de la fibre QPSFE fabriquée [84].

La **Figure I 14 (a)** montre un diagramme schématique d'une fibre en forme de pyramide quadrangulaire avec des angles de α et β .

Une image prise par le microscope électronique à balayage (MEB) de la fibre est illustrée sur la **Figure I 14 (b)**. Les angles α et β sont définis comme les angles entre deux lignes de côtés différents.

Une fois la fibre formée aux angles souhaités, la microlentille a été obtenue par fusion à l'arc électrique en utilisant une soudeuse. La **Figure I 15 (a)** montre un diagramme schématisé de QPSFE avec les courbures de R_{lx} (axe horizontal x) et R_{ly} (axe vertical y). Une image MEB d'un QPSFE fabriqué est représentée sur la **Figure I 15 (b)**.

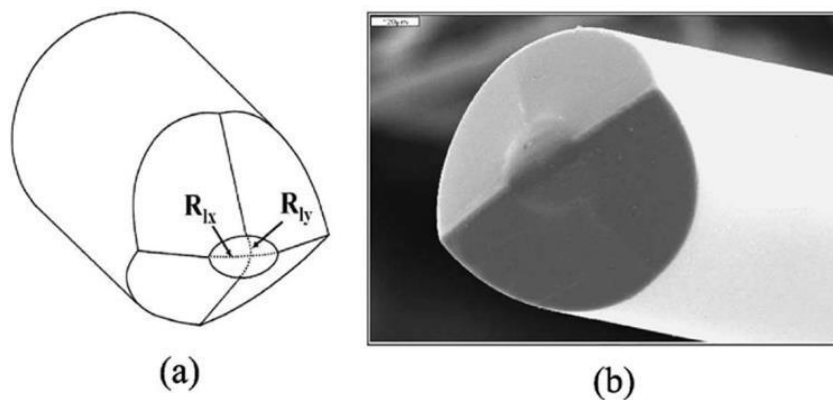


Figure I 15. (a) Schéma de QPSFE avec les courbures de R_{lx} et R_{ly} et (b) un MEB d'une QPSFE fabriquée [84].

L'efficacité de couplage maximale entre la diode laser et la fibre a été mesurée avec des diamètres de champ de mode de $4,0 \mu\text{m}$ et $5,7 \mu\text{m}$, respectivement. Une efficacité de couplage de 80 % a été obtenue pour les SMFs avec un diamètre de champ de mode de $5,7 \mu\text{m}$. Ces microlentilles ont produit jusqu'à 83% d'efficacité de couplage avec un diamètre de champ de mode de $4 \mu\text{m}$ et un rapport d'aspect de 3,9.

Cependant, en raison de plusieurs processus de rodage et de polissage, il était difficile pour cette microlentille de contrôler le décalage de la fibre pour former une extrémité elliptique reproductible, résultant en une fabrication à faible rendement [86]. Un retard de phase causé par le QPSFE a été ajouté au champ. Le décalage de la microlentille a été spécifié par l'excentricité entre le centre de la fibre et la microlentille, il peut entraîner une perte de couplage supplémentaire. Pour la conception et l'optimisation des modules émetteurs laser, une connaissance substantielle des imperfections de la microlentille et de la perte de couplage qui en résulte est importante. La structure QPSFE peut être utilisée pour les lasers de pompe à haute puissance et d'autres types de lasers à signaux.

I.3.2.2.2 Extrémités de fibre coniques (CWSFE) (conical wedge shaped fiber ends)

En 2005, un nouveau schéma de fibre en forme de coin conique (CWSFE) utilisé pour le couplage des diodes laser à haute puissance 980 nm avec des fibres monomodes a été proposé par S.M Yeh et all [82].

Fabrication

La fibre en forme de coin conique a été fabriquée en meulant et en polissant d'abord une fibre plate pour former une fibre symétrique de forme conique à l'angle de cône souhaité α , puis en meulant et en polissant la fibre de forme conique au centre de la fibre à l'angle de coin souhaité α , et en répétant le même processus de l'autre côté de la fibre en faisant tourner la fibre à 180° pour former une longueur de coin à l'extrémité de la fibre. Les angles du cône et du coin ont été conçus pour être le même angle α afin de simplifier le processus. La **Figure I 16 (a)** montre un diagramme schématique d'une fibre en forme conique avec une longueur et un angle du cône, et la **Figure I 16 (b)** illustre l'image d'une fibre en forme conique fabriquée ; visualisée avec le microscope électronique à balayage MEB.

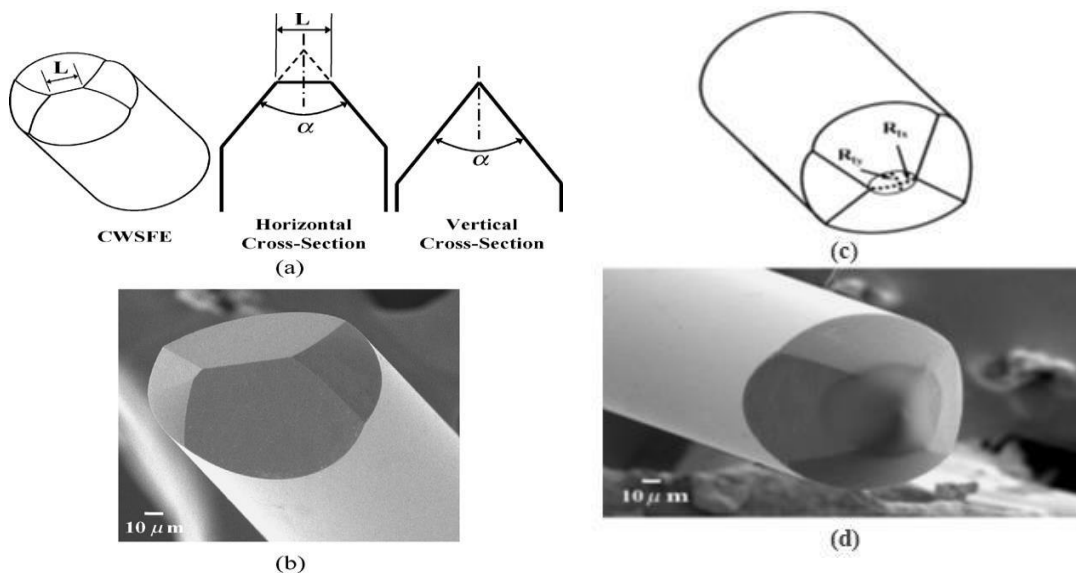


Figure I 16. (a) Schéma d'un CWSFE avec un angle de dispositif α et une longueur de coin de L , (b) image MEB d'un CWSFE fabriqué, (c) Schéma de CWSFE avec des courbures R_{Lx} (axe horizontal) et R_{Ly} (axe vertical) et (d) image MEB après formation de l'extrémité CWSFE [82].

Une fois que la face d'extrémité de la fibre a été formée à l'angle α et à la longueur de coin L souhaités, un CWSFE a été obtenu en chauffant la fibre dans une soudeuse.

Le CWSFE a une microlentille elliptique avec deux rayons de courbure (R_{lx} , R_{ly}) comme montré sur la **Figure I 16 (c)**. Une image prise avec le MEB d'un CWSFE fabriqué est représentée sur la **Figure I 16 (d)**.

Ce type de fabrication souffre d'un phénomène de protubérance (protruding phenomenon) du cœur de la fibre dû aux différentes températures de fusion entre celle du cœur et les matériaux de gaine comme montré dans la **Figure I 17**. L'existence de la protubérance peut diminuer le rayon de courbure et, par conséquent, l'efficacité de couplage. La technique de gravure chimique sélective qui consiste à utiliser l'acide fluorhydrique HF [115] peut résoudre ce problème.

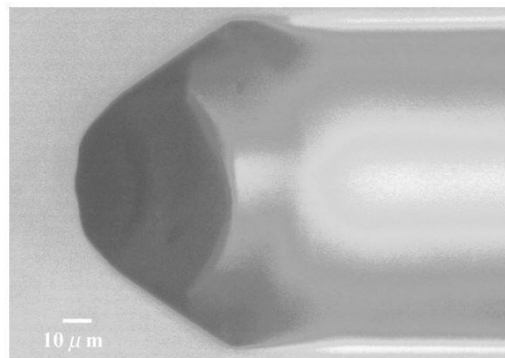


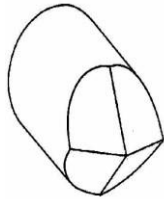
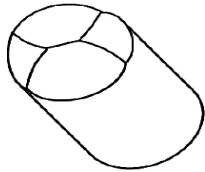
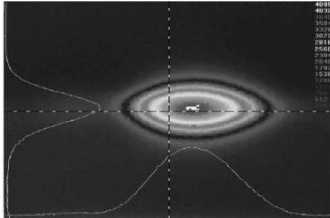
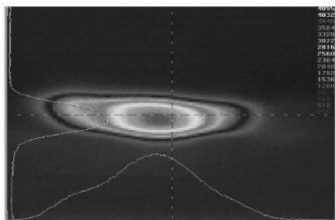
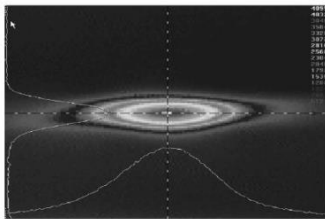
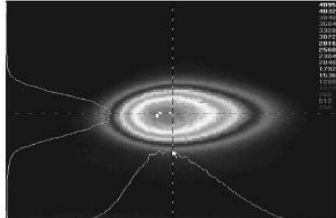
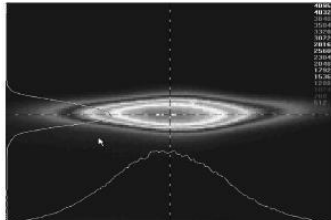
Figure I 17. Phénomène de protubérance du cœur de la fibre [82].

La microlentille en forme de coin conique ne nécessite que trois étapes de rodage et de polissage, par rapport à l'extrémité en forme de pyramide quadrangulaire, qui nécessite cinq étapes de rodage et de polissage [84]. La forme CWSFE présente l'avantage de pouvoir contrôler deux courbures axiales et le décalage de la fibre dans les processus de meulage et de polissage, ce qui permet de produire une bonne extrémité elliptique pendant le processus de fusion. Le procédé de fabrication de la structure CWSFE convient pour une utilisation dans des modules laser de pompe commerciaux de haute puissance [82].

En comparaison avec d'autres techniques de fabrication utilisées dans les diodes lasers à haute puissance, telles que les microlentilles asymétriques avec une efficacité de couplage de 78% [77] pour un laser avec un rapport d'aspect de 2,7, une microlentille anamorphique avec un couplage de 78% [105] pour un laser avec un rapport d'aspect de 3,6, et une extrémité de fibre en forme de pyramide quadrangulaire avec un rendement de couplage de 83% pour un laser avec un rapport d'aspect de 3,9 [84], le CWSFE proposé présentait une efficacité de couplage élevée de 84% pour un laser avec un rapport d'aspect de 4,3 [82].

Chapitre I. Etude bibliographique : Fibres optiques et microlentilles

Tableau I 2. Tableau récapitulatif des différentes structures d'extrémité de fibres asymétriques [82], [84], [85].

	QPSFE	CWSFE
Avantages	Le pouvoir de contrôler deux courbures axiales	Le pouvoir de contrôler deux courbures axiales et contrôle de décalage de la fibre
inconvénients	Difficile de contrôler le décalage de la fibre	Phénomène de protubérance du cœur de la fibre
Diagramme schématique		
étape de rodage	4	3
Efficacité de couplage	83% (rapport d'aspect de 3,9)	84% (rapport d'aspect de 3,8)
Profil de champ	Rapport d'aspect=2,2  (a) Rapport d'aspect=2,4  (b) Rapport d'aspect=3,9  (c)	Rapport d'aspect=1,7  (a) Rapport d'aspect=3,8  (b)

I.3.2.2.3 Microlentille à gradient d'indice GRADISSIMO et Gradhyp

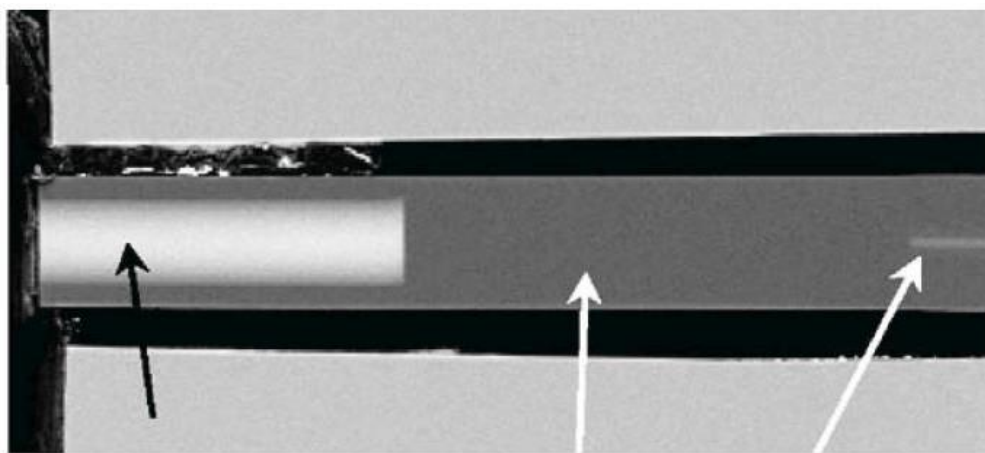
Afin d'améliorer le rendement de couplage, des fibres microlentillées basées sur une section à gradient d'indice de types Gradissimo® [116] et Gradhyp [117] ont été réalisées et développées à l'Institut Foton par Monique Thual et al. Il s'agit de l'association d'un tronçon de fibre à GRADient d'indice et d'un tronçon de Silice soudés à une fibre MOnomode.

En 1999, ces microlentilles ont été étudiées par Philippe Chancelou dans le cadre de sa thèse [118] puis par plusieurs étudiants en stage ingénieur, de licence ou de master (recherche) [119]–[121]. Elles ont aussi fait l'objet de transfert de connaissances auprès de plusieurs entreprises. En 2011 Nguyen et al. ont proposé une modélisation de ces microlentilles pour améliorer leurs performances [122].

GRADISSIMO

La Gradissimo est un type de microlentille conçue et développée pour répondre à un besoin d'optiques collectives, simples à mettre en œuvre et à moindre coût pour les réseaux d'accès optique. Elle se caractérise par son procédé de fabrication reproductible et compatible permettant de coupler des barrettes de lasers vers des rubans de fibres ainsi que d'assurer le couplage entre rubans de fibres. La microlentille Gradissimo® a été brevetée [123] et licenciée et est fabriquée par plusieurs sociétés.

Le procédé de fabrication ne comprend que des étapes simples telles que des clivages et des soudures de fibres qui peuvent être effectuées sur plusieurs fibres en même temps comme déjà décrit dans les travaux précédents [116], [123]. Le schéma de principe de la gradissimo est présenté sur la **Figure I 18**.



(a)

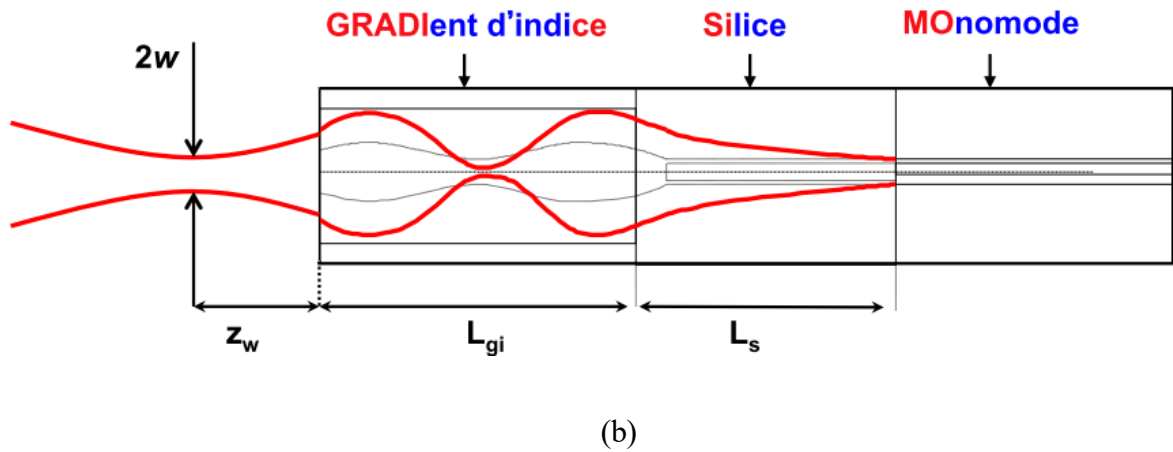


Figure I 18. (a) Vue MEB de la micro-optique GRADISSIMO et (b) schéma de principe de la microlentille Gradissimo avec silice (propagation du faisceau en rouge) et sans silice (en arrière-plan gris) [117].

Le diamètre du faisceau issu de la fibre monomode se propage dans le tronçon de fibre à gradient d'indice (GRADI) de manière périodique du fait du profil parabolique latéral du GRADI. Et la gamme de diamètre de mode est plus grande lorsqu'on ajoute un tronçon de silice pure entre la Monomode et de gradient d'indice comme l'illustre la **Figure I 18**.

Ce type de microlentille permet d'avoir un diamètre de mode qui varie de $5,5 \mu\text{m}$ à $90 \mu\text{m}$ et une distance de travail allant jusqu'à $2000 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ [117].

La modélisation de la troncature du faisceau gaussien au cours de la propagation dans ce type de microlentilles est à prendre en compte [117]. L'influence de la troncature du faisceau se propageant dans ces microlentilles sur la distribution d'intensité et le diamètre de mode obtenu a ainsi été analysée pour différents profils d'indice et diamètre de cœur de la fibre à gradient d'indice dans ce type de microlentille GRADISSIMO. La variation de l'efficacité de couplage de la GRADISSIMO devant une SMF en fonction du déplacement axial, dans une mesure de tolérance de positionnement a été étudié. Les limitations dans l'amélioration du rendement de couplage optique devant une SMF sont liées à la troncature d'intensité dans la microlentille. Afin d'étudier l'influence de la troncature sur la distribution d'intensité à l'extérieur de la microlentille, la distribution d'intensité en champ lointain dans l'air pour plusieurs microlentilles a été calculée et mesurée. Le faisceau gaussien est tronqué par le diamètre de cœur (85 et $125 \mu\text{m}$) de la fibre lors de sa propagation dans la section GRIN. L'effet de la troncature d'un faisceau gaussien sur sa distribution d'intensité et ses propriétés de focalisation a déjà été étudié par de nombreux auteurs [124]–[129].

Une définition de diverses expansions asymptotiques couvrant les variations de certains paramètres de diffraction tels que la taille d'ouverture, le waist du faisceau et les coordonnées longitudinales et transversales dans les régimes de Fresnel et Fraunhofer a été proposée. Cela permet de déterminer les paramètres de champ tels que les emplacements des lobes latéraux et la courbure de phase [130].

Dans le milieu GRIN, le faisceau gaussien est plus ou moins tronqué par la section finie du cœur. Le faisceau à l'extrémité de la section GRIN où le rayon de courbure est infini est ainsi tronqué. L'onde incidente d'amplitude g_i sortant de SMF 1 se propage sur une distance z quelconque dans l'air. L'onde d'amplitude g_f issue de la SMF 2 se propage dans la section silice et est tronquée dans le plan P2 après d'être propagée dans la section GRIN (**voir Figure I 19**). La section de silice est suffisamment courte pour ne pas tronquer l'onde avant d'entrer dans la section GRIN [116].

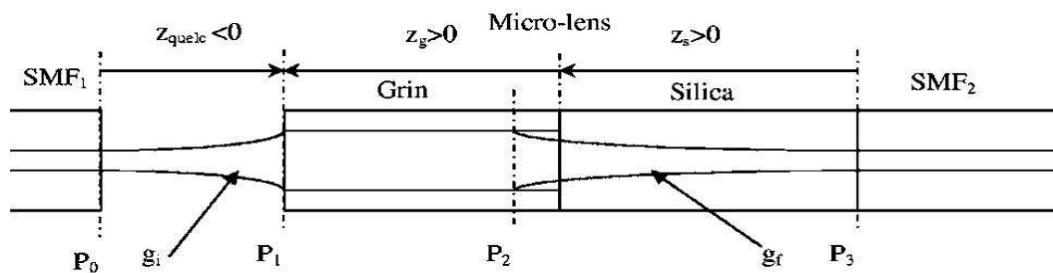


Figure I 19. Principe de couplage SMF- GRADISSIMO [116].

La **Figure I 20** montre bien qu'en raison de la troncature, des lobes secondaires apparaissent sur le profil du champ du faisceau qui n'est plus parfaitement gaussien. Cela permet d'expliquer l'existence de différents maxima multiples de l'efficacité de couplage en fonction du déplacement axial z . Ce qui provoque une perturbation d'amplitude du faisceau tronqué et par conséquent influence les résultats des diamètres de mode MFD lorsque la troncature est importante.

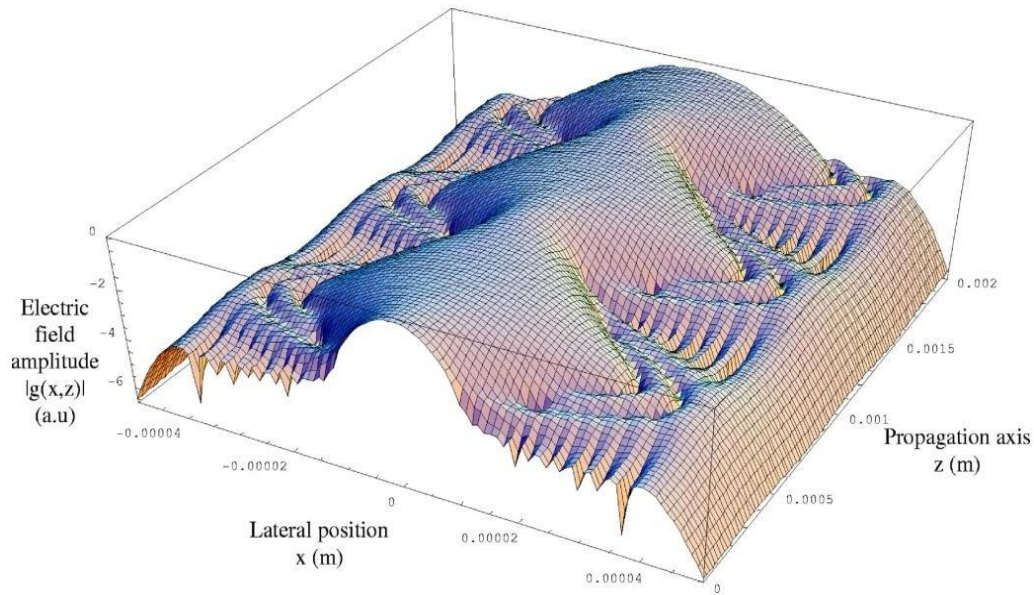


Figure I 20. Évolution théorique de l'amplitude $|g(x,z)|$ d'un faisceau gaussien tronqué $\omega_0=5 \mu\text{m}$, se propageant dans un milieu GRIN [117].

Il a été montré que le diamètre maximum du faisceau qui se propage à l'intérieur du tronçon à gradient d'indice ne doit pas dépasser la moitié du diamètre du cœur de ce tronçon pour éviter la troncature du faisceau afin qu'il reste gaussien [131].

GRADHYP

Pour le couplage de très petits diamètres de mode, un autre type de microlentille appelée Gradhyp a été développé par Monique THUAL et al [132]. La technique consiste à ajouter une microlentille de forme hyperbolique à l'extrémité d'une section à gradient d'indice (GRAD) soudée à une fibre monomode (voir **Figure I 21**). Ce type de microlentille permet d'obtenir une grande distance de travail et d'éliminer les aberrations sphériques [50] dans des conditions critiques [122]. De plus, la modification du profil d'extrémité de la fibre par l'ajout de la microlentille hyperbolique va limiter les réflexions de Fresnel par rapport à un profil plan. En effet, le procédé de fabrication du profil hyperbolique consiste en un rapprochement et un retour d'une fibre préalablement conique dans une soudeuse avec arc électrique à l'extrémité de la section à gradient d'indice. Différents types de fibres gradhyps ont été réalisées suivant le diamètre de cœur de la fibre à gradient d'indice : Gradhyp 62,5, Gradhyp 85 et Gradhyps 125. Les diamètres de champ de mode obtenus pour la Gradhyp 85 sont compris dans une gamme de 2 à 6 μm pour des distances de travail de 20 à 60 μm .

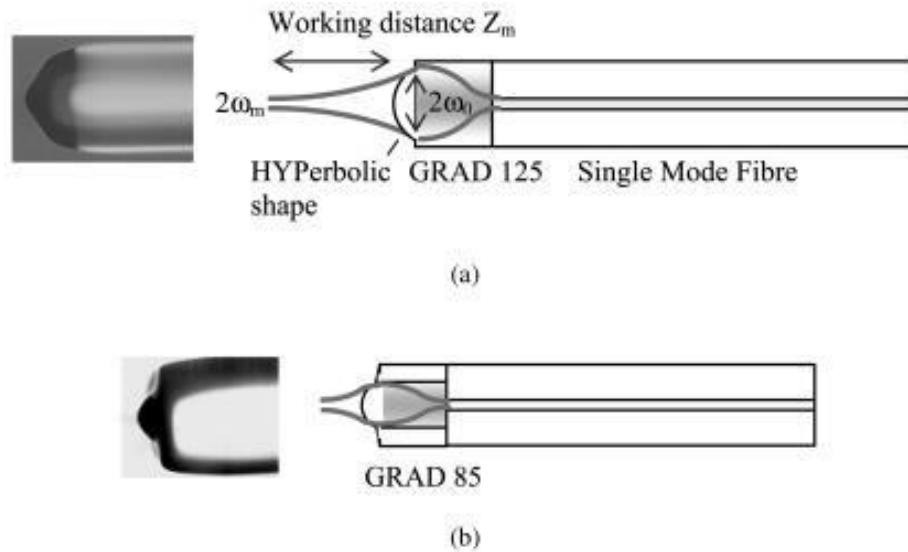


Figure I 21. Schéma de principe et vue de la microlentille GRADHYP constituée d'une fibre monomode soudée : a. à un tronçon de fibre à gradient d'indice occupant les 125 µm du diamètre de la fibre. b. à une fibre à gradient d'indice de 85 µm de diamètre de cœur [122], [132].

De plus, en raison du profil hyperbolique, les aberrations sphériques sont réduites par rapport à un profil sphérique. Les réflexions parasites sont également réduites, (meilleur RL Return Loss) par rapport à un profil plan. Des pertes en réflexion atteignant $RL=52$ dB sont mesurées en extrémité de ces microlentilles, contre 14,7 dB pour une SMF clivée à angle droit.

Néanmoins, les microlentilles Gradhyp85 nécessitent donc de très petits rayons de sphères osculatrices du profil hyperbolique, typiquement autour de 13 à 20 µm, pour atteindre ces très petits diamètres de champ de mode.

Dans le cas où la section à gradient d'indice GI 85/125 est remplacée par une section GI 125/125, le diamètre du champ de mode dans ce cas est plus large ($2\omega_0=78$ µm contre 28 µm) avant d'entrer dans le profil hyperbolique qui permet d'obtenir des diamètres de champ de mode plus petits avec Gradhyp125 (1,4 à 5 µm) en dehors de la microlentille au foyer pour des distances de travail plus importantes (45 à 125 µm) qu'avec une Gradhyp85 et avec un rayon de sphère osculatrice beaucoup plus grand (20 à 70 µm).

D'après les résultats d'analyse du profil des gradhyps 85 et 125 fabriquées [132], il est clair que le profil des gradhyps 85 est plus proche d'un profil hyperbolique que d'un profil sphérique tandis que celui des gradhyps 125 est plus proche d'un profil sphérique.

Une perte de couplage aussi faible que 0,7 dB pour une distance de travail de 120 μm avec ce type de microlentille a été mesurée devant une diode laser émettant à une longueur d'onde de $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ (dont le diamètre du champ de mode est de 4,36 μm). Ce type de microlentille améliore l'efficacité du couplage par rapport à une SMF qui présente une perte de couplage plus importante de l'ordre de 3 dB avec le même laser et augmente la distance de travail par rapport à la Gradhyp 85 et de nombreuses microlentilles présentées dans la littérature.

I.3.2.2.4 Fabrication des microlentilles par usinage laser à l'extrémité des fibres optiques monomodes

Une technique de micro-usinage laser (appelée aussi technique de traitement laser direct) fonctionnant à la longueur d'onde vide-UV (vacuum-UV) de 157 nm a été présentée par J. Dou et al. pour fabriquer des microlentilles directement sur l'extrémité de fibres de silice monomode à l'aide d'une station de traitement laser *F2* (*F2-laser processing station*) [133]. Bien que l'ablation de la silice fondue par laser excimer a été déjà étudiée à différentes longueurs d'onde ultraviolettes [134], le contrôle précis du processus n'a été démontré qu'avec l'application de lasers *F2* émettant un rayonnement UV sous vide à 157 nm [135]. Les lasers *F2* ont été déjà utilisés pour fabriquer des microlentilles et des réseaux de diffraction à l'extrémité des fibres optiques multimodes par ablation directe [136]–[139]. Le système de traitement par laser *F2* a été décrit en détail précédemment [140].

Fabrication

Deux méthodes pour façonner les microlentilles ont été démontrées. L'usinage des microlentilles directement sur la face d'extrémité de fibres de silice monomode à l'aide d'un laser *F2* en combinaison avec un système de traitement optique à haute résolution.

L'approche est basée sur la projection d'un spot d'ablation uniforme circulaire sur l'extrémité de la fibre et dirigé le long d'une trajectoire de cercles concentriques qui se chevauchent pendant le fonctionnement du laser. La fibre est déplacée selon un contour circulaire centré sur l'axe de la fibre pendant le fonctionnement continu du laser comme montré sur la **Figure I 22**, une tranchée concentrique avec un profil bien défini est excisée sur la face de la fibre.

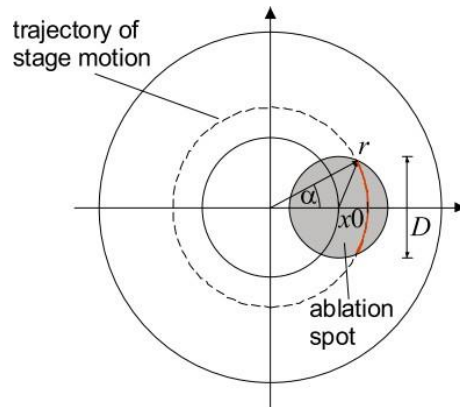


Figure I 22. Spot d'ablation de diamètre D dirigée le long d'une trajectoire de rayon x_0 .

La profondeur de gravure σ par impulsion laser est supposée être constante $\sigma = \text{cte}$ à l'intérieur du spot d'ablation circulaire de diamètre $D = 2R$. Un profil de microlentille presque parabolique avec un rayon de courbure central de $10 \mu\text{m}$ a été obtenu. Le profil de la microlentille est contrôlé par la taille du spot, le nombre de cercles dans la trajectoire et la vitesse de balayage.

Les microlentilles obtenues à partir de cette technique de fabrication ont été analysées avec des techniques de microscopie à balayage à haute résolution. La **Figure I 23 (a)** montre une image de microscopie électronique à balayage (MEB) d'une fibre microlentillée qui a été usinée sur l'extrémité d'une fibre de silice de $9/125 \mu\text{m}$ avec un spot d'ablation de $15 \mu\text{m}$ de diamètre. Une vue rapprochée de la pointe de microlentille fabriquée sur l'extrémité de la fibre est illustrée dans la **Figure I 23 (b)**.

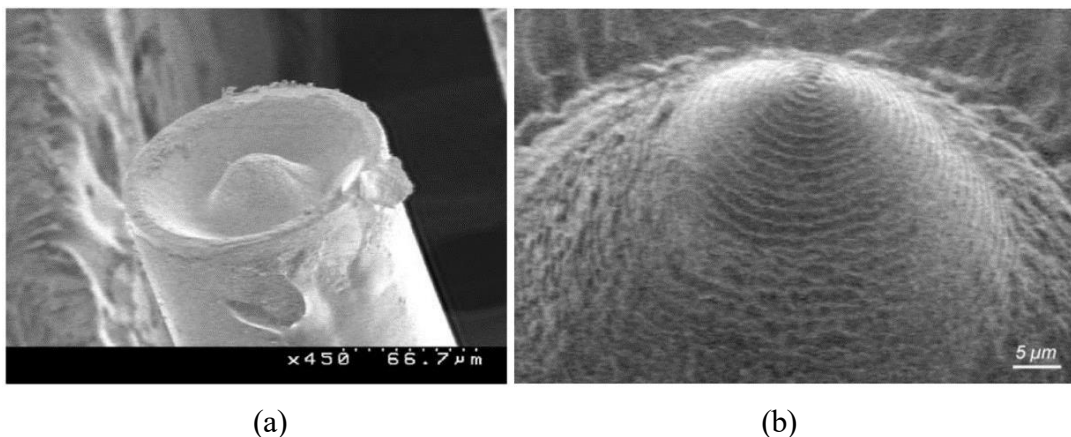


Figure I 23. (a) Micrographie électronique à balayage d'une microlentille parabolique à l'extrémité d'une fibre de silice $9/125 \mu\text{m}$, (b) micrographie électronique à balayage de la pointe [133].

La surface des fibres microlentillées est caractérisée par le microscope à force atomique (AFM) et le microscope électronique à balayage (MEB) et révèle une rugosité (rms) de ~ 120 nm (sur la **Figure I 23 (b)**) affectée par la taille du spot d'ablation. Les irrégularités de surface montrées sur la **Figure I 23 (a, b)** sont essentiellement dues à la nature discrète du processus d'ablation et au nombre limité d'impulsions laser appliquées lors du balayage des contours internes de la trajectoire. Toutes les microlentilles fabriquées avec cette méthode présentaient un astigmatisme entre $1\text{ }\mu\text{m}$ – $3\text{ }\mu\text{m}$. Une puissance couplée de 71,6% a été mesurée avec une longueur focale d'environ $7\text{ }\mu\text{m}$. Cependant, la qualité de surface des microlentilles fabriquées à l'aide de ce procédé doit être encore améliorée.

De telles fibres microlentillées usinées au laser *F2* peuvent faciliter un certain nombre d'applications dans le domaine des capteurs optiques, des dispositifs de télécommunication et des applications médicales.

Par rapport aux autres extrémités de forme conique, qui ne focalisent qu'une partie de la lumière totale à n'importe quelle position axiale (les axions coniques par exemple), les microlentilles presque sphériques obtenues à partir de cette technique (d'une ablation à 157 nm) offrent une forme de faisceau presque gaussienne à proximité du plan focal et évitent les pics d'intensité en dehors du plan focal.

1.6.2.2.5 Fabrication des lentilles micro-hyperboloïdes à partir de puces laser

En 2017 une nouvelle technique est présentée pour produire des fibres avec des lentilles micro-hyperboloïdes pour un couplage efficace avec des puces laser à semi-conducteurs [141].

Un processus en trois étapes comprenant un usinage mécanique, puis une technique de revêtement SOG pour spin coating on glass [142] et un processus de tirage électrostatique sont utilisés pour former une structure de lentille micro-hyperboloïde sur l'extrémité d'une SMF avec un diamètre de cœur de $6,6\text{ }\mu\text{m}$.

Une méthode de traction électrostatique est appliquée pour ajuster le rayon de courbure par centrifugation. Par conséquent, le rayon de courbure de la structure de microlentille produite est déterminé par l'équilibre entre la force de traction électrostatique et la tension superficielle du liquide SOG. La **Figure I 24** présente le processus de fabrication simplifié pour produire les microlentilles proposées. Une petite quantité du liquide SOG a été appliquée sur l'extrémité d'une SMF usinée en descendant la fibre et en touchant le liquide, puis en repartant vers le haut (**Figure I 24 (a)**). Un champ électrique uniforme d'une force de 4×10^6 V/m a été appliqué pour effectuer une traction électrostatique pour le SOG (**Figure I 24 (b)**).

Le SOG résiduel a ensuite été équilibré avec la force de traction électrostatique et la tension superficielle du liquide SOG. La couche de revêtement SOG a finalement été durcie thermiquement pour fixer la structure de la microlentille hyperboloïde avec le rayon de courbure conçu (**Figure I 24(c)**).

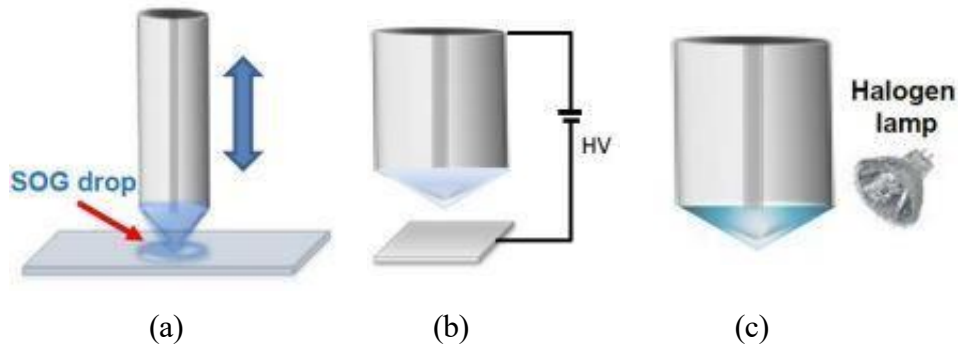


Figure I 24. Processus de fabrication simplifié pour produire la lentille micro-hyperboloïde [141].

Des fibres avec des lentilles micro-hyperboloïdes de rayons de courbure réglables d'environ 4,18- 4,83 μm ont été formées sur la face d'extrémité de la SMF. Une efficacité de couplage moyenne autour de 80% a été obtenue.

Cette méthode de fabrication est efficace pour produire des lentilles micro hyperboloïdes pour un couplage de lumière de haute performance entre la SMF et les diodes lasers à semi-conducteur. Les performances, la cohérence et la vitesse de cette méthode sont meilleures que la technique de gravure et de fusion [143], [144].

Analyse

La méthode de gravure permet de produire en masse des structures de microlentilles hautement reproductibles, mais l'efficacité de couplage pour ce type de fibres microlentillées est faible (pour la plupart des méthodes) en raison de la rugosité de la surface et de la symétrie du motif gravé [145].

Alternativement, le soudage au laser CO_2 a été développé pour fondre directement l'extrémité de la fibre optique afin de former un rayon de courbure spécifique à l'extrémité de la fibre [77].

Cependant, la reproductibilité de cette méthode est difficile à contrôler. Par rapport au soudage au laser, le meulage mécanique est également une méthode efficace pour produire les microlentilles non axisymétriques avec une meilleure répétabilité et un coût plus faible.

Néanmoins, le processus de fusion par arc électrique n'était pas facile à contrôler car l'arc était généré par une décharge à haute tension entre deux électrodes. De plus, l'usinage par décharge est risqué pour la pointe de fibre une fois formée car la fusion à l'arc est un processus irréversible [84], [146].

I.6.2.2.6 Réalisation de micro-collimateurs à base de microlentilles parabolique en polymères

En 2022, une technique pour la production d'une microlentille avec profil parabolique réalisée en polydiméthylsiloxane (PDMS) à l'extrémité de la fibre optique monomode (SMF 9/125) a été développée (Zaeid. B et all [147]). Cette nouvelle technique ainsi que les améliorations associées ont fait l'objet d'un dépôt de brevet ® [148].

La microlentille parabolique a été réalisée en PDMS (Sylgard 184) qui est de plus en plus utilisé dans la fabrication et le prototypage de systèmes optiques etc... La technique de fabrication est basée fondamentalement sur le micro-moulage et donc la fabrication du micro-moule comme pré requis. Une fibre à gradient d'indice (50/125 μm) a été utilisée pour la création de la cavité de forme parabolique (micro-moule) par attaque chimique sélective (processus déjà présenté en haut [95]) ce qui induit la formation d'un cône de forme parabolique, centré sur l'axe de la fibre représenté sur la **Figure I 25 (a)**.

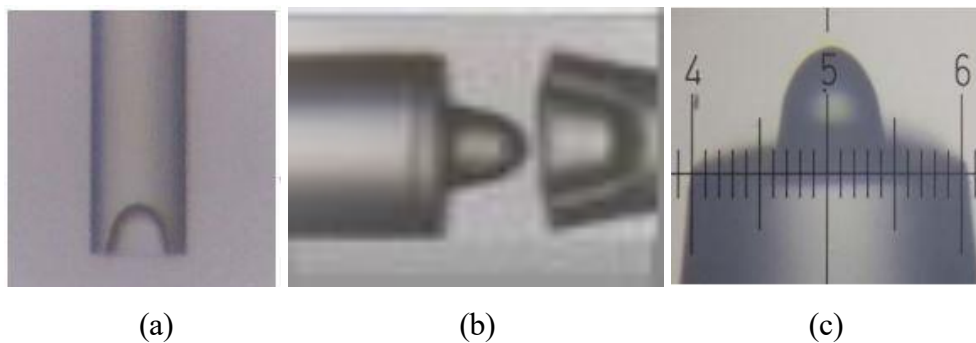


Figure I 25. Étapes de fabrication du micro-collimateur : (a) préparation de moule, (b) démoulage de la microlentille parabolique, (c) microlentille formée à l'extrémité de la SMF [149].

Après la création des cavités de forme parabolique de dimensions connues à l'extrémité des fibres à gradient d'indice (50/125), une quantité de PDMS est injectée à l'intérieur de cône. L'extrémité de la SMF est rapprochée graduellement jusqu'au contact avec le PDMS et ensuite écartée. La microlentille une fois polymérisée, elle est démoulée **Figure I 25 (b)**.

L'alignement du moule de la microlentille avec le cœur de la fibre recevant la microlentille se fait optiquement, ce qui permet une grande précision [150].

Cette méthode permet de produire une grande variété de tailles et de courbures possibles de microlentilles ($R=2,5\mu\text{m}$, $R=9,5\mu\text{m}$, $R=13,5\mu\text{m}$, $R=17\mu\text{m}$ et $R=21\mu\text{m}$). Cela montre comment les microlentilles à faible courbure (aussi petite que $5\mu\text{m}$) peuvent réaliser la collimation et comment celles à courbure élevée sur les fibres monomodes conduisent à une focalisation élevée ($\text{FWHM} = \lambda$) [150].

Le comportement de propagation de la lumière à travers la microlentille parabolique a été analysé afin de déterminer les paramètres optiques du faisceau transmis (waist et distance de travail). Pour les différents rayons de courbure des microlentilles étudiées, les valeurs de waist obtenues varient de $1,07$ à $3,49\mu\text{m}$ avec des distances de travail de $5,56$ à $31,32\mu\text{m}$, respectivement à la longueur d'onde $\lambda=1,55\mu\text{m}$. Le couplage optique mesuré est amélioré à $95,9\%$ dans des conditions optimales $R = 9,50\mu\text{m}$ (avec $z=22,18\mu\text{m}$) sans tenir compte de l'absorption de masse et des effets de la réflexion de Fresnel.

Un autre paramètre aussi important est étudié : le diamètre de base de la microlentille par rapport au diamètre du cœur de la fibre. En effet, si le diamètre de base « D » de la microlentille déborde sur la gaine ($D>2a$), la distribution énergétique du mode à la sortie de la fibre se trouve perturbée et par conséquent sa focalisation l'est aussi [151].

Comme les microlentilles paraboliques trouvent leur application dans des domaines pointus où la rugosité de surface joue un rôle essentiel, une caractérisation expérimentale du profil de ces microlentilles avait été déterminée par traitement d'image en extrayant leurs contours. Les résultats obtenus (par microscopie ZYGO) montrent que l'état de surface a une rugosité à l'apex négligeable (de l'ordre nanométrique) et par conséquent elle n'a pas d'influence majeure sur la qualité optique de la microlentille.

La difficulté des microlentilles paraboliques existantes dans la littérature réside dans la reproductibilité des résultats. A cet égard, la technique proposée répond à cette question du fait que les microlentilles sont obtenues par le même moule. La microlentille parabolique est un candidat de choix pour être ajouté aux fibres optiques puisqu'elle présente des aberrations minimales. Une diminution des aberrations de 63% au profit des microlentilles paraboliques a été montrée, entraînant ainsi une réduction de la tache de focalisation. Par conséquent, assurer une meilleure efficacité de couplage.

Il a été montré que le profil parabolique, en tant que profil asphérique, s'est avéré non seulement être une solution pour la minimisation des aberrations sphériques optiques, mais également offrir de bonnes performances de couplage approchant celles des microlentilles de

forme hémisphérique équivalente. Ces composants optiques peuvent donc trouver des applications adéquates dans les connexions optiques, en analyse de surface en champ proche ou dans les applications mettant en jeu le jet photonique.

Etant donné que cette technique n'impose aucune contrainte et n'endommage pas la fibre recevant la microlentille, elle présente un potentiel de compatibilité important avec les fibres qui ne sont pas en silice pleine mais microstructurées telles que les fibres à cristaux photoniques et quasi-cristallines [150].

Conclusion chapitre I

Avec le développement des techniques optoélectroniques, la focalisation du faisceau à la sortie des fibres optiques est nécessaire dans une variété d'applications. Par conséquent, la production d'une structure de microlentille directement sur une extrémité de fibre est l'un des moyens les plus courants pour la focalisation et le couplage laser à haut rendement. Les microlentilles sont particulièrement intéressantes dans les communications par fibre optique, car elles permettent la conception de composants et de modules optiques plus compacts. Néanmoins, le montage d'une structure de microlentille précise sur la pointe ou l'extrémité de la fibre optique repose sur des procédures de fabrication, d'alignement et de fixation qui, parfois sont coûteuses, difficiles à fabriquer et prennent du temps [141]. Plusieurs études des microlentilles ont été rapportées dans la littérature, celles présentées dans ce chapitre se réfèrent principalement à la structure et à la technique de fabrication des microlentilles asphériques. La contribution du profil asphérique par rapport au profil sphérique est analysée.

Afin d'augmenter l'efficacité de couplage entre la diode laser (*DL*) et la fibre monomode, il est très important de contrôler les paramètres géométriques pendant la procédure de fabrication et d'assemblage. Pour fiabiliser le calcul de rendement de couplage, et déterminer les paramètres de couplages des microlentilles, les paramètres des microlentilles fabriquées par les méthodes proposées dans la littérature sont simulées par des modèles théoriques. La performance de traitement d'une structure optique est également un indice important pour évaluer la qualité de l'efficacité de couplage. Pour évaluer les performances d'une microlentille, il faut mesurer ses caractéristiques, y compris l'emplacement du point focal, la distance de travail et la taille du faisceau. Selon les exigences, différentes structures optiques sont usinées de différentes manières, un processus de fabrication avec des performances élevées, une grande cohérence, un taux de fabrication élevé, une longue distance de travail, de larges tolérances de positionnement, une compacité et un traitement facile à faible coût est un

objectif commun poursuivi par les chercheurs. Toutes les technologies de fabrication avancées cherchent à assurer une efficacité de couplage élevée.

Enfin, ce chapitre a résumé les principales technologies de fabrication de microlentilles, son rôle dans le couplage d'une fibre monomode à une diode laser et son orientation de développement dans le futur. À partir des résultats de l'étude rapportée dans la littérature sur les microlentilles sphériques et asphériques, il devient facile d'évaluer les potentiels, ou les limites de chaque type de microlentilles pour le couplage diode laser-fibre monomode dans une variété d'applications de communications optiques.

Références

- [1] M. Arumugam, « Optical fiber communication—An overview », *Pramana -journal Phys.*, vol. 57, p. 849-869, 2001, doi: 10.1007/s12043-001-0003-2.
- [2] B. Hu, Y. Xu, et Y. Zhang, « Coupling efficiency of a partially coherent laser beam from the anisotropy and non-Kolmogorov marine-atmosphere turbulence to fiber », *Optik (Stuttg.)*, vol. 183, p. 1-6, 2019, doi: 10.1016/j.ijleo.2019.01.026.
- [3] B. Li, Y. Liu, S. Tong, L. Zhang, et H. Yao, « Adaptive Single-Mode Fiber Coupling Method Based on Coarse-Fine Laser Nutation », *IEEE Photonics J.*, vol. 10, n° 6, p. 7909412, 2018, doi: 10.1109/JPHOT.2018.2877212.
- [4] M. Y. J. J. M. Senior, *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, Third Edit. Pearson Education, 2009.
- [5] S. Addanki, I. S. Amiri, et P. Yupapin, « Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers », *Results Phys.*, vol. 10, p. 743-750, 2018, doi: 10.1016/j.rinp.2018.07.028.
- [6] J. Hecht, « Illuminating the origin of light guiding », *Opt. Photonics News*, vol. 10, n° 10, p. 26-30, 1999, doi: 10.1364/OPN.10.10.000026.
- [7] J. Tyndall, « VI. Reports on the progress of the physical sciences », *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 7, n° 42, p. 33-39, 1854, doi: 10.1080/14786445408647420.
- [8] J. Tyndall, « On some phenomena connected with the motion of liquids », *Proc R Inst Gt. Britain*, vol. 1, p. 446, 1854.
- [9] T. H. Maiman, « Stimulated optical radiation in ruby », *Nature*, vol. 187, p. 493–494, 1960.
- [10] K. C. Kao, G. A. Hockham, et I. E. E. Synopsis, « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies "I Jo(M i) for H Om modes u 2 K 0 (w 2) », *Proc. Iee*, vol. 113, n° 7, p. 1151-1158, 1966.
- [11] D. Marcuse, « Gaussian Approximation of the Fundamental Modes of Graded-Index Fibers », *J Opt Soc Am*, vol. 68, n° 1, p. 103-109, 1978, doi: 10.1364/JOSA.68.000103.
- [12] N. Pfeifferberger, G. Pickrell, et K. Kokal, « Sapphire photonic crystal fibers », *Opt.*

- Eng.*, vol. 49, n° 9, p. 090501-3, 2010, doi: 10.1117/1.3483908.
- [13] A. Sarkar, « Fabrication techniques for high-quality optical fibers », *Fiber Integr. Opt.*, vol. 5, n° 2, p. 135-149, 1985, doi: 10.1080/01468038508242749.
- [14] T. Nakahara, M. Hoshikawa, et S. Tanaka, « Characteristics of VAD Single Mode Fiber With Depressed Cladding Layer », *Single Mode Opt. Fibers*, vol. 425, p. 2-8, 1983.
- [15] S. R Nagel, J. P Carini, et L. K Varga, « Electronic transport in amorphous Ni $1-x$ P x alloys », *Phys. Rev. B*, vol. 27, n° 12, p. 7589-7599, 1983, doi: 10.1103/PhysRevB.27.7589.
- [16] A. Sarkar, « Fabrication techniques for high quality optical fibers », in *In International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, 1983, n° 4, p. 1-2, doi: 10.2351/1.5057513.
- [17] H. Lydtin, « Update on fiber manufacture by PCVD », *Opt. Fiber Commun. Conf. (p. TuM1). Opt. Publ. Gr.*, 1984, doi: 10.1364/OFC.1984.TuM1.
- [18] J. W Fleming et V. R. Raju., « Low-loss single-mode fibres prepared by plasma-enhanced MCVD », *Electron. Lett.*, vol. 23, n° 17, p. 867-868, 1981, doi: 10.1049/el:19810605.
- [19] T. Obi. Suzuki, T. Cozen, H. Tanaka, et S. Okamoto, « Improvement in radiation resistivity of pure-silica core fibers », *Fiber Opt. Reliab. Benign Advers. Environ. II.SPIE*, vol. 992, p. 36-42, 1989, doi: 10.1117/12.960027.
- [20] D. Marcuse, *Principles of Fiber Optics Measurements*. New York: Academic Press, 1981.
- [21] G. P Agrawal, *Fiber-optic Communication Systems*, 4th ed. New York: J. Wiley & Sons, 2002.
- [22] R. D Maurer, « Strength of fiber optical waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 27, n° 4, p. 220-221, 1975, doi: 10.1063/1.88435.
- [23] A. A.Griffith, « The Phenomena of Rupture and Flow in Solids », *Philos. Trans. R. Soc. london. Ser. A, Contain. Pap. a Math. or Phys. character*, vol. 221, n° 582-593, p. 163-198, 1921, doi: 10.1098/rsta.1921.0006.

- [24] J. Crisp, *Introduction to fiber optics*, 3rd éditio. 2005.
- [25] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, 2nd editio. New York: Van Nostrand-Reinhold, 1982.
- [26] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. New York: Academic Press, Inc, 1974.
- [27] V. Kouhdaragh, D. Tarchi, A. Vanelli-Coralli, et G. E Corazza, « A cost function based prioritization method for smart grid communication network », in *In Smart Grid Inspired Future Technologies: First International Conference, SmartGIFT*, 2016, p. 16-24, doi: 10.1007/978-3-319-47729-9_2.
- [28] A. W. Snyder, « Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, vol. 17, n° 2, p. 1130–1138, 1969, doi: 10.1109/TMTT.1969.1127112.
- [29] L. L. Blyler, B. R. Eichenbaum, H. Schonhorn, et S. E. Miller, *Optical Fiber Telecommunications*. New York: eds. S. Miller and A Chynoweth, Academic Press, Inc, 1979.
- [30] H. G. Unger, *Planar optical waveguides and fibres*. London and New York: Oxford Engineering Science Series, Oxford: Clarendon Press, 1977.
- [31] J. E. Midwinter, *Optical Fibers for Transmission*. New York: 204–205 John Wiley & Sons. Inc., 1979.
- [32] F. A. Jenkins et H. E. White, « Fundamentals of optics », *Indian J. Phys.*, vol. 25, p. 265-266, 1957.
- [33] L. G. Cohen, P. Kaiser, P. D. Lazay, et H. M. Presby, *Fiber characterization*. New York: Academic, 1979.
- [34] N. Massa, « Fiber optic telecommunication », *Fundam. Photonics. Univ. Connecticut*, p. 293-347, 2000.
- [35] U. Gliese, S. Ngrskov, et T. N. Nielsen, « Chromatic Dispersion in Fiber-Optic Microwave Millimeter-Wave Links », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 44, n° 10, p. 1716-1724, 1996, doi: 10.1109/22.538964.
- [36] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, et T. Miyashita, « Ultimate low-loss single-mode

- fibre at 1.55 μm », *Electron. Lett.*, vol. 15, n° 4, p. 106-108, 1979, doi: 10.1049/el:19790077.
- [37] G. A. Thomas, B. I. Shraiman, P. F. Glodls, et M. J. Stephen, « Towards the clarity limit in optical fibre », *Nature*, vol. 404, n° 6775, p. 262-264, 2000, doi: 10.1038/35005034.
- [38] R. G. Hunsperger, *Integrated optics*, Vol. 4. Berlin: Heidelberg: Springer Verlag, 1995.
- [39] M. Johnson, *Optical fibres, cables and systems*. ITU-T Manual, 2009.
- [40] C. K. Chao, J. Y. Hu, S. Y. Hung, et H. H. Yang, « Theoretical prediction of fiber coupling for ellipsoidal microlens », *J. Mech.*, vol. 26, n° 1, p. 29-36, 2010, doi: 10.1017/S1727719100003695.
- [41] C. H. Hung, S. Y. Hung, M. H. Shen, et H. Yang, « Semiellipsoid microlens fabrication method using UV proximity printing », *Appl. Opt.*, vol. 51, n° 8, p. 1122-1130, 2012, doi: 10.1364/AO.51.001122.
- [42] H. Zhou, H. Xu, et J. An-Duan, « Review of the technology of a single mode fiber coupling to a laser diode », *Opt. Fiber Technol.*, vol. 55, p. 102097, 2020, doi: 10.1016/j.yofte.2019.102097.
- [43] H. Ghafoori-Shiraz, « Experimental investigation on coupling efficiency between semiconductor laser diodes and single-mode fibres by an etching technique », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 6, p. 493-500, 1988, doi: 10.1007/BF00635750.
- [44] G. Shao, W. Qiu, et W. Wang, « Fast replication of out-of-plane microlens with polydimethylsiloxane and curable polymer (NOA73) », *Microsyst. Technol.*, vol. 16, n° 8, p. 1471-1477, 2010, doi: 10.1007/s00542-009-1010-3.
- [45] T. Shimura *et al.*, « Analysis of a collinear holographic storage system: introduction of pixel spread function », *Opt. Lett.*, vol. 31, n° 9, p. 1208-1210, 2006, doi: 10.1109/ODS.2006.1632749.
- [46] M. Martínez-Corral, B. Javidi, R. Martínez-Cuenca, et G. Saavedra, « Integral imaging with improved depth of field by use of amplitude-modulated microlens arrays », *Appl. Opt.*, vol. 43, n° 31, p. 5806-5813, 2004, doi: 10.1364/AO.43.005806.
- [47] S. Kawamura *et al.*, « The Japanese space gravitational wave antenna - DECIGO »,

- Class. Quantum Gravity*, vol. 23, n° 8, 2006, doi: 10.1088/0264-9381/23/8/S17.
- [48] S. Kwon *et al.*, « Weavable and Highly Efficient Organic Light-Emitting Fibers for Wearable Electronics: A Scalable, Low-Temperature Process », *Nano Lett.*, vol. 18, n° 1, p. 347-356, 2018, doi: 10.1021/acs.nanolett.7b04204.
- [49] S. Kou, D. Cheng, F. Sun, et I. M. Hsing, « Microfluidics and microbial engineering », *Lab Chip*, vol. 16, n° 3, p. 432-446, 2016, doi: 10.1039/c5lc01039j.
- [50] H. M. Presby et C. A. Edwards, « Near 100 % efficient fibre microlenses », *Electron. Lett.*, vol. 6, n° 28, p. 582-584, 1992, doi: 10.1049/el:19920367.
- [51] C. A. Edwards, H. M. Presby, et C. Dragone, « Ideal Microlenses for Laser to Fiber Coupling », *J. Light. Technol.*, vol. 11, n° 2, p. 252-257, 1993, doi: 10.1109/50.212535.
- [52] L. Yuan et A. Qui, « Analysis of a single-mode fiber with taper lens end », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, n° 6, p. 950-952, 1992, doi: 10.1364/josaa.9.000950.
- [53] H. M. Presby et C. A. Edwards, « Efficient Coupling of Polarization-Maintaining Fiber to Laser Diodes », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, n° 8, p. 897-899, 1992, doi: 10.1109/68.149901.
- [54] G. A. Massey et A. E. Siegman, « Reflection and Refraction of Gaussian Light Beams at Tilted Ellipsoidal Surfaces », *Appl. Opt.*, vol. 8, n° 5, p. 975-978, 1969, doi: 10.1364/ao.8.000975.
- [55] L. B. Yuan et R. L. Shou, « Formation and power distribution properties of an upside down taper lens at the end of an optical fiber », *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 23, n° 1-3, p. 1158-1161, 1990, doi: 10.1016/0924-4247(90)87108-U.
- [56] H. Liu, L. Liu, R. Xu, et Z. Luan, « ABCD matrix for reflection and refraction of Gaussian beams at the surface of a parabola of revolution », *Appl. Opt.*, vol. 44, n° 23, p. 4809-4813, 2005, doi: 10.1364/AO.44.004809.
- [57] J. John, T. S. M. Maclean, H. Ghafouri-Shiraz, et J. Niblett, « Matching of single-mode fibre to laser diode by microlenses at 1.5 μm wavelength », *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 141, n° 3, p. 178-184, 1994, doi: 10.1049/ip-opt:19941052.
- [58] S. H. Ghasemi *et al.*, « Designing a plano-convex aspheric lens for fiber optics collimator », *Opt. Lasers Eng.*, vol. 50, n° 2, p. 293-296, 2012, doi:

- 10.1016/j.optlaseng.2011.07.014.
- [59] S. Kumaran et A. R. Faiz, « Effect of spherical aberration on the coupling efficiency between a laser diode and a hemispherically lensed tapered fiber », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 43, n° 4, p. 341-343, 2004, doi: 10.1002/mop.20464.
- [60] M. A. Fakhri, E. T. Salim, M. H.A.Wahid, A. W. Abdulwahhab, U. Hashim, et Z. T. Salim, « Efficiency enhancement of optical strip waveguide by the effect of heat treatment », *Optik (Stuttg.)*, vol. 180, n° 5, p. 768-774, 2019, doi: 10.1016/j.ijleo.2018.12.006.
- [61] H. Karstensen et K. Drogemuller, « Loss analysis of laser diode to single-mode fiber couplers with glass spheres or silicon plano-convex lenses », *J. Light. Technol.*, vol. 8, n° 5, p. 739-747, 1990, doi: 10.1109/50.54482.
- [62] S. H. C. D.L. Shealy, « Geometric optics-based design of laser beam shapers », *Opt. Eng.*, vol. 42, n° 11, p. 3123-3138, 2003, doi: 10.1117/1.1617311.
- [63] M. Victoria, C. Domínguez, I. Antón, et G. Sala, « Comparative analysis of different secondary optical elements for aspheric primary lenses », *Opt. Express*, vol. 17, n° 8, p. 6487-6492, 2009, doi: 10.1364/oe.17.006487.
- [64] O. Ruebenach, S. Hambuecker, et V. R.Sinhoff, « Micro parts for macro power: efficient beam shaping optics for high-power diode lasers », in *High-Power Diode Laser Technology and Applications III.SPIE*, 2005, vol. 5711, p. 177-184, doi: 10.1117/12.588673.
- [65] J. A.Hoffnagle et C. M.Jefferson, « Design and performance of a refractive optical system that converts a Gaussian to a flattop beam », *Appl. Opt.*, vol. 39, n° 30, p. 5488-5499, 2000, doi: 10.1364/ao.39.005488.
- [66] F. M.Dickey et L. S.Weichman, « Laser beam shaping techniques », in *High- power laser ablation III.SPIE*, 2000, vol. 4065, p. 338-348, doi: 10.1063/1.2999969.
- [67] C. J.Cheng et J. L.Chern, « Design of aspheric lens to collimate and uniform irradiance of a light source with Lambertian angular distribution », in *International Optical Design Conference.SPIE*, 2006, vol. 6342, p. 767-773, doi: 10.1117/12.692228.
- [68] P. W.Rhodes et D. L.Shealy, « Refractive optical systems for irradiance redistribution of collimated radiation: their design and analysis », *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 20, p.

- 3545-3553, 1980, doi: 10.1364/ao.19.003545.
- [69] M. Kawachi, T. Edahiro, et H. Toba, « Microlens formation on VAD single-mode fibre ends », *Electron. Lett.*, vol. 18, n° 2, p. 71-72, 1982, doi: 10.1049/el:19820049.
- [70] G. Eisenstein et D. Vitello, « Chemically etched conical microlenses for coupling single-mode lasers into single-mode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 21, n° 19, p. 3470-3474, 1982, doi: 10.1364/ao.21.003470.
- [71] H. Ghafoori-shiraz et T. Asano, « Microlens for coupling a semiconductor laser to a single-mode fiber », *Opt. Lett.*, vol. 11, n° 8, p. 537-539, 1986, doi: 10.1364/ol.11.000537.
- [72] G. R.Lin et G. C.Lin, « Improving the quantum efficiency of Erbium-doped fiber laser by using a low-loss tipped fiber splicing process », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, n° 9, p. 1201-1203, 2003, doi: 10.1109/LPT.2003.816662.
- [73] H. Kuwahara, M. Sasaki, et N. Tokoyo, « Efficient coupling from semiconductor lasers into single-mode fibers with tapered hemispherical ends », *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 15, p. 2578-2583, 1980, doi: 10.1364/ao.19.002578.
- [74] A. Kuchmizhak, S. Gurbatov, A. Nepomniaschii, O. Vitrik, et Y. Kulchin, « High-quality fiber microaxicons fabricated by a modified chemical etching method for laser focusing and generation of Bessel-like beams », *Appl. Opt.*, vol. 53, n° 5, p. 937-943, 2014, doi: 10.1364/ao.53.000937.
- [75] H. M.Yang, S. Y.Huang, C. W.Lee, T. S.Lay, et W. H.Cheng, « High-coupling tapered hyperbolic fiber microlens and taper asymmetry effect », *J. Light. Technol.*, vol. 22, n° 5, p. 1395-1401, 2004, doi: 10.1109/JLT.2004.827664.
- [76] W. H.Cheng, C. S.Wang, et C. J.Hwang, « Highly efficient power coupling between GaAlAs lasers and tapered-hemispherical-end multimode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 21, n° 19, p. 3409-3410, 1982, doi: 10.1364/ao.21.003409.
- [77] H. M.Presby et C. R.Giles, « Asymmetric Fiber Microlenses for Efficient Coupling to Elliptical Laser Beams », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, n° 2, p. 184-186, 1993, doi: 10.1109/68.195998.
- [78] H. Zou, H. Huang, S. Chen, et Q. Li, « Laser printed fiber microlens for fiber-diode coupling by direct laser writing », *Appl. Opt.*, vol. 53, n° 36, 2014, doi:

- 10.1364/AO.53.008444.
- [79] K. Shiraishi, M. Kagaya, K. Muro, H. Yoda, Y. Kogami, et C. S. Tsai, « Single-mode fiber with a plano-convex silicon microlens for an integrated butt-coupling scheme », *Appl. Opt.*, vol. 47, n° 34, p. 6345-6349, 2008, doi: 10.1364/AO.47.006345.
- [80] K. Shiraishi, H. Yoda, Y. Kogami, et C. S. Tsai, « High focusing power lensed fibers employing graded-index fiber with eigen-beam diameter », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, n° 19, p. 1376-1378, 2011, doi: 10.1109/LPT.2011.2161278.
- [81] T. S. Lay, H. M. Yang, C. W. Lee, et W. H. Cheng, « Fiber grating laser : a performance study on coupling efficiency of fiber microlens and the Bragg reflectivity », *Opt. Commun.*, vol. 233, n° 1-3, p. 89-96, 2004, doi: 10.1016/j.optcom.2004.01.023.
- [82] S. Y. Huang, S. M. Yeh, et W. H. Cheng, « A new scheme of conical-wedge-shaped fiber endface for coupling between high-power laser diodes and single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 23, n° 4, p. 1781-1786, 2005, doi: 10.1109/JLT.2005.844511.
- [83] Y. D. Liu, Y. K. Lu, Y. C. Tsai, L. J. Wang, S. M. Yeh, et W. H. Cheng, « New scheme of double-variable curvature microlens for efficient coupling high-power lasers to single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 29, n° 6, p. 898-904, 2011, doi: 10.1109/JLT.2010.2103394.
- [84] S. Y. Huang, S. M. Yeh, Y. K. Lu, H. H. Lin, et W. H. Cheng, « A novel scheme of lensed fiber employing a quadrangular-pyramid-shaped fiber endface for coupling high-power lasers to single mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 22, n° 5, p. 1374-1379, 2004, doi: 10.1109/JLT.2004.825343.
- [85] Y. K. Lu, Y. C. Tsai, Y. D. Liu, S. M. Yeh, C. C. Lin, et W. H. Cheng, « Asymmetric elliptic-cone-shaped microlens for efficient coupling to high-power laser diodes », *Opt. Express*, vol. 15, n° 4, p. 1434-1442, 2007, doi: 10.1364/oe.15.001434.
- [86] C. C. Wu, Y. D. Tseng, S. M. Kuo, et C. H. Lin, « Fabrication of aspherical lensed optical fibers with an electro-static pulling of SU-8 photoresist », *Opt. Express*, vol. 19, n° 23, p. 22993–22998, 2011, doi: 10.1364/oe.19.022993.
- [87] L. G. Cohen, « Power coupling from GaAs injection laser into optical fibers », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 51, n° 3, p. 573–594, 1972, doi: 10.1002/j.1538-7305.1972.tb01937.x.

- [88] L. G.Cohen et M. V.Schneider, « Microlenses for Coupling Junction Lasers to Optical Fibers », *Appl. Opt.*, vol. 13, n° 1, p. 89-94, 1974, doi: 10.1364/AO.13.000089.
- [89] K. Shiraishi et S. I.Kuroo, « New lensed-fiber configuration employing cascaded GI-fiber chips », *J. Light. Technol.*, vol. 18, n° 6, p. 787-794, 2000, doi: 10.1109/50.848386.
- [90] R. Bachelot, A. Fares, R. Fikri, D. Barchiesi, G. Lerondel, et P. Royer, « Coupling semiconductor lasers into single-mode optical fibers by use of tips grown by photopolymerization », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 17, p. 1971-1973, 2004, doi: 10.1364/OL.29.001971.
- [91] L. A. Reith, J. W. Mann, G. R. Lalk, R. R. Krchnavek, N. C. Andreadakis, et S. Member, « Relaxed-tolerance optoelectronic device packaging », *J. Light. Technol.*, vol. 9, n° 4, p. 477–484, 1991, doi: 10.1109/50.76662.
- [92] H. Yang, C. K.Chao, C. P.Lin, et S. C;Shen, « Micro-ball lens array modeling and fabrication using thermal reflow in two polymer layers », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 14, n° 2, p. 277-282, 2004, doi: 10.1088/0960-1317/14/2/016.
- [93] S. C. Shen, C. T. Pan, K. H. Liu, C. H. Chao, et J. C. Huang, « Fabrication of an eyeball-like spherical micro-lens array using extrusion for optical fiber coupling », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 19, n° 12, p. 125017 (9pp), 2009, doi: 10.1088/0960-1317/19/12/125017.
- [94] F. Zhang, Y. Zheng, S. Q. Lu, D. Luo, et J. an Duan, « Coupling efficiency between ball lens capped laser diode chip and single mode fiber », *Optik (Stuttg.)*, vol. 157, n° 6, p. 497-502, 2018, doi: 10.1016/j.ijleo.2017.11.076.
- [95] N. E.Demagh, A. Guessoum, et H. Aissat, « Chemical etching of concave cone fibre ends for core fibre alignment », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, n° 1, p. 119-122, 2006, doi: 10.1088/0957-0233/17/1/019.
- [96] M. Zaboub, A. Guessoum, N. E.Demagh, et A. Guermat, « Fabrication of polymer microlenses on single mode optical fibers for light coupling », *Opt. Commun.*, vol. 366, p. 122-126, 2016, doi: 10.1016/j.optcom.2015.12.010.
- [97] D. Mcister, « Aspheric lenses: optics and applications' », *Lens Talk*, vol. 26, n° 25, 1998.

- [98] D. L. Shealy et J. Hoffnagle, « Aspheric optics for laser beam shaping », *Encyclopedia of optical engineering*. Taylor & Francis, 2006, doi: 10.1081/E-EOE-120029768.
- [99] E. Li, « Characterization of a fiber lens », *Opt. Lett.*, vol. 31, n° 2, p. 169-171, 2006, doi: 10.1364/ol.31.000169.
- [100] S. Mukhopadhyay, « Laser diode to circular core graded index single mode fiber excitation via quadric interface microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile for maximum coupling efficiency with optimization of structure parameter », *J. Opt.*, vol. 46, n° 4, p. 359-367, 2017, doi: 10.1007/s12596-016-0358-x.
- [101] J. Huang et H. J. Yang, « ABCD matrix model of quadric interface-lensed fiber and its application in coupling efficiency calculation », *Optik (Stuttg.)*, vol. 121, n° 6, p. 531-534, 2010, doi: 10.1016/j.ijleo.2008.09.001.
- [102] A.Keshavarz et M.Kazempour, « Numerical Calculation of Coupling Efficiency for an Elegant Hermite-Cosh-Gaussian Beams », *Int. J. Opt. Photonics*, vol. 6, n° 2, p. 75-81, 2012, doi: 10.1007/s12596-015-0291-4.
- [103] S. Mukhopadhyay, « Coupling of a laser diode to a quadric interface lensed monomode elliptic-core step index fiber: efficiency computation with the ABCD matrix », *J. Opt.*, vol. 45, n° 2, p. 167-174, 2016, doi: 10.1007/s12596-015-0291-4.
- [104] V. Shah, L. Curtis, R. S. Vodhanel, W. C. Young, et D. P. Bour, « Efficient power coupling from a 980-nm broad-area laser to a single-mode fiber using a wedge-shaped fiber endface », *J. Light. Technol.*, vol. 8, n° 9, p. 1313–1318, 1990, doi: 10.1364/ofc.1990.fa7.
- [105] R. A. Modavis et T. W. Webb, « Anamorphic Microlens for Laser Diode to Single-Mode Fiber Coupling », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 7, n° 7, p. 798-800, 1995, doi: 10.1109/68.393210.
- [106] H. Yoda et K. Shiraishi, « A new scheme of a lensed fiber employing a wedge-shaped graded-index fiber tip for the coupling between high-power laser diodes and single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 19, n° 12, p. 1910-1917, 2001, doi: 10.1109/50.971684.
- [107] H. Yoda, T. Endo, et K. Shiraishi, « Cascaded GI-fiber chips with a wedge-shaped end

- for the coupling between an SMF and a high-power LD with large astigmatism », *J. Light. Technol.*, vol. 20, n° 8, p. 1545-1548, 2002, doi: 10.1109/JLT.2002.800795.
- [108] Y. Irie, J. Miyokawa, A. Mugino, et T. Shimizu, « Over 200mW 980nm pump laser diode module using optimized high-coupling lensed fiber », *OFC/IOOC 1999 - Opt. Fiber Commun. Conf. Int. Conf. Integr. Opt. Opt. Fiber Commun.*, vol. 2, p. 238-240, 1999, doi: 10.1109/OFC.1999.766395.
- [109] S. Y. Huang, S. M. Yeh, et W. H. Cheng, « A new scheme of conical-wedge-shaped fiber endface for high-power laser to single mode fiber coupling », in *In : (CLEO). Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2005, vol. 2, p. 1473–1475, doi: 10.1109/CLEO.2005.202163.
- [110] H. Min Yang, C. Ting Chen, R. Ro, et T. Chun Liang, « Investigation of the efficient coupling between a highly elliptical Gaussian profile output from a laser diode and a single mode fiber using a hyperbolic-shaped microlens », *Opt. Laser Technol.*, vol. 42, n° 6, p. 918-926, 2010, doi: 10.1016/j.optlastec.2010.01.009.
- [111] B. Das, A. K. Maiti, et S. Gangopadhyay, « Laser diode to single-mode circular core dispersion-shifted/dispersion- flattened fiber excitation via hyperbolic microlens on the fiber tip: Prediction of coupling efficiency by ABCD matrix formalism », *Optik (Stuttg.)*, vol. 125, n° 13, p. 3277-3282, 2014, doi: 10.1016/j.ijleo.2013.12.043.
- [112] S. Mukhopadhyay, « Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via parabolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments », *J. Opt.*, vol. 45, n° 4, p. 312-323, 2016, doi: 10.1007/s12596-016-0311-z.
- [113] H. Xu, H. Zhou, et J. an Duan, « Allowable aperture considerations for laser diode coupling to cylindrical lensed fiber: Efficiency computation with ABCD matrix », *Optik (Stuttg.)*, vol. 185, p. 614-619, 2019, doi: 10.1016/j.ijleo.2019.03.143.
- [114] H. Tang, Q. J. Zhang, F. Zhao, et H. Xue, « Cylindrical lensed fibers optimized for 980-nm pump laser diode coupling », *Mater. Devices Opt. Wirel. Commun.*, vol. 4905, p. 157-160, 2002, doi: 10.1117/12.480998.
- [115] S. Mononobe et M. Ohtsu, « Fabrication of a pencil-shaped fiber probe for near-field optics by selective chemical etching », *J. Light. Technol.*, vol. 14, n° 10, p. . 2231–2235, 1996, doi: 10.1109/50.541212.

- [116] P. Chanclou, « Focusing and coupling properties of collective micro-optics on fiber ribbons », *Opt. Eng.*, vol. 39, n° 2, p. 387–392, 2000, doi: 10.1117/1.602375.
- [117] M. Thual, D. Malarde, B. Abhervé-Guégen, P. Rochard, et P. Chanclou, « Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-index section », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 1, p. 015402-12, 2007, doi: 10.1117/1.2431798.
- [118] P. Chanclou, « Étude théorique et expérimentale d’optiques de couplage destinées à la réalisation de modules optoélectroniques multivoies d’émission et de reception », Université de Rennes, 1999.
- [119] C. Guesnon, « Etude de micro-lentilles pour assemblage de guides optiques », 2009.
- [120] D. Malardé, « Microlentilles pour le couplage optique », 2005.
- [121] J. Antier, « Rapport de stage sur des micro-optiques », 2004.
- [122] D. M. Nguyen, « Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires », Thèse de doctorat. Université Rennes 1, France, 2011.
- [123] M. Thual, P. Auvray, et B. Clavel, « Method of fabricating a collective optical coupling device and device obtained by such a method », U.S. Patent No 6,014,483, 2000.
- [124] V. N. Mahajan, « Uniform versus Gaussian beams: a comparison of the effects of diffraction, obscuration, and aberrations », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 3, n° 4, p. 470-485, 1986, doi: 10.1364/JOSAA.3.000470.
- [125] V. N. Mahajan, « Aberration theory made simple », *SPIE Press*, vol. 6, 1991.
- [126] Y. LI et E. Wolf, « Focal shift in focused truncated Gaussian beams », *Opt. Commun.*, vol. 42, n° 3, p. 151-156, 1982, doi: 10.1016/0030-4018(82)90128-6.
- [127] P. Belland et J. P. Crenn, « Changes in the characteristics of a Gaussian beam weakly diffracted by a circular aperture », *Appl. Opt.*, vol. 21, n° 3, p. 522, 1982, doi: 10.1364/ao.21.000522.
- [128] K. S. Lee, « Focusing characteristics of a truncated and aberrated Gaussian beam through a hemispherical microlens », *Appl. Opt.*, vol. 25, n° 20, p. 3671–3676, 1986, doi: 10.1364/ao.25.003671.
- [129] V. Nourrit, J. -L. Tognaye, de Bougrenet de la, et P. Chanclou, « Propagation and diffraction of apertured higher-order gaussian beams », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 18, n°

- 3, p. 546–556, 2001, doi: 10.1364/JOSAA.18.000546.
- [130] M. Sumida et K. Takemoto, « Lens Coupling of Laser Diodes to Single-Mode Fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 2, n° 3, p. 305-311, 1984, doi: 10.1109/JLT.1984.1073613.
- [131] S. D. Le, P. Rochard, J. B. Briand, L. Quétel, S. Claudot, et M. Thual, « Coupling Efficiency and Reflectance Analysis of Graded Index Expanded Beam Connectors », *J. Light. Technol.*, vol. 34, n° 9, p. 2092-2099, 2016, doi: 10.1109/JLT.2016.2525804.
- [132] M. Thual, P. Rochard, P. Chanclou, et L. Quétel, « Contribution to research on micro-lensed fibers for modes coupling », *Fiber Integr. Opt.*, vol. 27, n° 6, p. 532-541, 2008, doi: 10.1080/01468030802272450.
- [133] J. Dou, J. Li, P. R. Herman, J. S. Aitchison, et T. Fricke-Begemann, « Laser machining of micro-lenses on the end face of single-mode optical fibers », *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 91, n° 4, p. 591-594, 2008, doi: 10.1007/s00339-008-4425-2.
- [134] C. Buerhop, B. Blumenthal, R. Weissmann, N. Lutz, et S. Biermann, « Glass surface treatment with excimer and CO2 lasers », *Appl. Surf. Sci.*, vol. 46, n° 1-4, p. 430-434, 1990, doi: 10.1016/0169-4332(90)90184-2.
- [135] P. R. Herman, R. S. Marjoribanks, A. Oetl, K. Chen, I. Konovalov, et S. Ness, « Laser shaping of photonic materials: Deep-ultraviolet and ultrafast lasers », *Appl. Surf. Sci.*, vol. 154, p. 577-586, 2000, doi: 10.1016/S0169-4332(99)00463-8.
- [136] T. Fricke-Begemann, J. Li, J. Ihlemann, P. R. Herman, et G. Marowsky, « Micro-lens machining on optical fibers by direct laser ablation », *Photonics North 2004 Photonic Appl. Astron. Biomed. Imaging, Mater. Process. Educ.*, vol. 5578, p. 589-595, 2004, doi: 10.1117/12.567671.
- [137] T. Fricke-Begemann, J. Li, J. Dou, J. Ihlemann, P. R. Herman, et G. Marowsky, « Laser machining of micro-lenses on the end face of optical fibers », in *In Proc. of the Third International WLT-Conference Lasers in Manufacturing, LIM*, 2005, p. 733-737.
- [138] T. Temme, A. Ostendorf, et C. J. Kulik, « Machining of optical microstructures with 157 nm laser radiation », in *Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication.SPIE*, 2003, vol. 5063, p. 233-237, doi: 10.1117/12.540527.
- [139] J. Li et P. R. Herman, « Vacuum-ultraviolet laser nano-milling of surface-relief gratings on optical fiber ends », 2003.

- [140] P. R. Herman, K. P. Chen, X. M. Wei, J. Zhang, et J. Ihlemann, « high-resolution optical processing system for shaping photonic components », *Laser Appl. Microelectron. Optoelectron. Manuf. VI.SPIE*, vol. 4274, p. 149-157, 2001, doi: 10.1117/12.432547.
- [141] C. H. Lin, S. C. Lei, W. H. Hsieh, Y. C. Tsai, C. N. Liu, et W. H. Cheng, « Micro-hyperboloid lensed fibers for efficient coupling from laser chips », *Opt. Express*, vol. 25, n° 20, p. 24480-24485, 2017, doi: 10.1364/oe.25.024480.
- [142] S. C. Lei, W. H. Hsieh, W. H. Cheng, Y. C. Tsai, et C. H. Lin, « Micro-hyperboloid lensed optical fibers for laser chip coupling », *2016 IEEE 11th Annu. Int. Conf. Nano/Micro Eng. Mol. Syst. NEMS 2016*, p. 164-167, 2016, doi: 10.1109/NEMS.2016.7758223.
- [143] H. M. Presby, A. F. Benner, et C. A. Edwards, « Laser micromachining of efficient fiber microlenses », *Appl. Opt.*, vol. 29, n° 18, p. 2692-2695, 1990, doi: 10.1364/ao.29.002692.
- [144] J. Yan, « Theoretical analysis of tapered fiber microlens parameter and its new fabricating technique », in *ICCCASM 2010 - 2010 International Conference on Computer Application and System Modeling, (ICCCASM 2010)*, 2010, vol. 13, p. 448-451, doi: 10.1109/ICCCASM.2010.5622846.
- [145] A. Kotsas, H. Ghafouri-Shiraz, et T. S. M. Maclean, « Microlens fabrication on single-mode fibres for efficient coupling from laser diodes », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 23, n° 3, p. 367-378, 1991, doi: 10.1007/BF00619610.
- [146] Y. C. Huang *et al.*, « New scheme of hyperboloid microlens for high-average and high-yield coupling high-power lasers to single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 31, n° 11, p. 1681-1686, 2013, doi: 10.1109/JLT.2013.2256337.
- [147] Z. Bouhafs, A. Guessoum, A. Guermat, D. Bouaziz, S. Lecler, et N. E. Demagh, « Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber », *Opt. Contin.*, vol. 1, n° 5, p. 1218-1231, 2022, doi: 10.1364/optcon.441633.
- [148] S. Lecler, N. E. Demagh, A. Guessoum, D. Bouaziz, et Z. Bouhafs, « Process and system for manufacturing an optical component by moulding an optical fiber », 21315008, 2021.

- [149] Z. Bouhafs, « Realisation et caracterisation d'un micro-collimateur a fibre optique et a micro-lentille parabolique », Université Ferhat ABBAS - Sétif 1, 2022.
- [150] A. Guessoum *et al.*, « Molded high curvature core-aligned micro-lenses for single-mode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 61, n° 26, p. 7741-7747, 2022, doi: 10.1364/AO.462961.
- [151] D. Bouaziz, G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh, et S. Lecler, « Photonic Jet-Shaped Optical Fiber Tips versus Lensed Fibers », *Photonics*, vol. 8, n° 373, p. 1-7, 2021, doi: 10.3390/photonics8090373.

Chapitre II

II.1 Introduction

Un regain d'intérêt pour la communication optique a été éprouvé au début des années 1960 avec l'invention du laser [1] . Cette invention a suscité un énorme effort de recherche dans l'étude des composants optiques pour obtenir un transfert d'informations fiable à l'aide d'un porteur d'ondes lumineuses [2],[3].

Deux approches permettent la description de la propagation lumineuse. L'approche géométrique s'appuie sur le principe de Fermat [4], [5] qui stipule que la lumière suit le chemin qui prend le moins de temps. Ainsi la lumière se propage en ligne droite dans un milieu transparent d'indice constant [3], et l'approche électromagnétique qui repose sur les équations de Maxwell.

Ces équations seront introduites et résolues dans les différentes sections de ce chapitre pour analyser les modes optiques guidés à l'intérieur de la fibre. Dans cette étude, on se limitera aux principes fondamentaux de la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides d'onde optique « fibre optique ». Par conséquent, la théorie des ondes électromagnétiques incluant la théorie des faisceaux gaussiens et de couplage optique (source-fibre) doit être considérée [2], [3].

Ce chapitre est consacré aux notions de base de la physique qui sont essentielles pour une compréhension approfondie des méthodes de calcul qui sont détaillées et discutées dans les différentes sections de ce chapitre. Par la suite, nous mettrons l'accent sur les éléments nécessaires à cette étude, à savoir les faisceaux gaussiens, la propagation monomodale dans la fibre, le diamètre de mode et son rayon, dénommé le « waist » parce qu'il s'agit de la ceinture du faisceau, l'endroit où le faisceau est le plus étroit.

Dans le deuxième volet de ce chapitre, nous présentons tout d'abord les généralités sur le calcul matriciel relatif à la loi ABCD ainsi que les différentes recherches publiées dans la littérature. Ensuite, la méthodologie de calcul appliquée à notre modèle par la matrice ABCD sera proposée. Nous étudierons théoriquement le couplage entre un laser émettant un faisceau elliptique à une longueur d'onde de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et une fibre monomode (SMF) via des microlentilles semi-ellipsoïdales de différents paramètres (diamètres, rayons de courbure et épaisseurs).

Lors de l'analyse des résultats, nous mettons bien en évidence la pertinence de concevoir des microlentilles à l'extrémité des SMF par la technique de polissage anisotropique des fibres afin d'obtenir le rapport d'ellipticité nécessaire à la compensation du profil du front d'onde.

Le calcul de l'efficacité de couplages et des tolérances de positionnement sera montré dans le chapitre IV et les résultats de calcul seront représentés et comparés avec les mesures.

II.2 Les ondes électromagnétiques pour la propagation optique

Les faisceaux laser sont assimilables aux ondes planes, cependant, la distribution de leur intensité n'est pas uniforme. Près de l'axe de propagation les fronts équiphasés sont légèrement courbés [6]. Le rayonnement cohérent généré par des lasers fonctionnant dans les domaines de longueur d'onde optique ou infrarouge proche (télécom) se présente généralement sous la forme d'un faisceau dont l'étendue transversale est de l'ordre de la longueur d'onde en sortie de laser et s'élargit donc rapidement lors de sa propagation dans l'air. Les caractéristiques de propagation en espace libre et l'interaction des lasers avec divers éléments et dispositifs optiques ont été largement étudiés, et sont disponibles dans la littérature.

L'accent est mis sur les formulations et les dérivations permettant d'étudier la propagation du faisceau à travers les systèmes optiques [6].

II.2.1 Equations de Maxwell

Lorsque la lumière est décrite comme une onde électromagnétique, elle consiste en un champ électrique E et un champ magnétique H variant périodiquement, orientés à angle droit l'un par rapport à l'autre. Comme tous les phénomènes électromagnétiques, la base pour l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques est fournie par les équations de Maxwell [2], [7], [8]. Pour un milieu à conductivité nulle, les champs électromagnétiques satisfaisant aux équations de Maxwell avec les conditions d'approximations appropriées sont représentés par des relations vectorielles qui peuvent être écrites en termes de champ électrique E , de champ magnétique H , de densité de flux électrique (le vecteur de déplacement électrique) D et de densité de flux magnétique B comme suit [2], [4], [5], [9]–[11] :

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4)$$

où ∇ est un opérateur vectoriel et les vecteurs E et H représentent les intensités des champs électriques et magnétiques.

Les quatre vecteurs de champ sont liés par les relations :

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

$$D = \varepsilon E \quad (5)$$

$$B = \mu H \quad (6)$$

où ε est la permittivité diélectrique et μ est la perméabilité magnétique du milieu qui sont définies comme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (7)$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (8)$$

Ici, ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide, et ε_r et μ_r sont la permittivité et la perméabilité relatives du milieu.

Pour les milieux non magnétiques, la perméabilité relative $\mu_r = 1$.

Les vecteurs D et E sont proportionnels entre eux, leur relation est donnée par :

$$D = n^2 \varepsilon_0 E \quad (9)$$

La constante ε_0 prend en compte les différentes unités des deux vecteurs et n est l'indice de réfraction du milieu qui dépend du matériau dans lequel se trouve le champ.

Les vecteurs H et B sont également proportionnels entre eux et sont liés les uns aux autres à travers l'équation [10] :

$$B = \mu_0 H \quad (10)$$

En utilisant (9) et (10) les équations de Maxwell prennent la forme [10] :

$$\nabla \times H = n^2 \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (11)$$

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (12)$$

Nous supposons ici que les milieux ne sont pas magnétiques. Nous nous intéressons donc à l'équation d'onde qui suit des équations de Maxwell en éliminant le vecteur du champ magnétique H .

En prenant l'équation (12) et en remplaçant (11) par le résultat :

$$\nabla \times (\nabla \times E) + n^2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (13)$$

On obtient à la fin une équation d'onde non dispersives de la forme [11]:

$$\nabla^2 E = n^2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (14)$$

où ∇^2 est l'opérateur laplacien qui est défini comme [2], [10] :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (15)$$

II.2.2 Propagation des ondes dans la fibre monomode

II.2.2.1 Solution approximative de l'équation d'onde

La communication optique via des guides d'ondes diélectriques ou des fibres optiques fabriquées en verre a été proposée et étudiée simultanément en 1966 par Kao et Hockham [12] et Werts [13].

Les équations de Maxwell permettent d'étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans une fibre optique.

En prenant l'équation d'onde (14), qui s'applique à chacune des trois composantes cartésiennes du vecteur du champ électrique, les modes de la fibre peuvent être approchés par des champs constitués principalement d'une forte composante de champ transverse désignée par le symbole ψ . L'équation d'onde prend donc la forme :

$$\nabla^2 \psi = n^2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (16)$$

où ψ peut représenter une composante du champ E ou H (dans notre cas un champ électrique)

La vitesse de la lumière dans l'espace libre s'exprime donc de la manière suivante [2]:

$$c = \frac{1}{(\mu_0 \varepsilon_0)^{1/2}} \quad (17)$$

La propagation des ondes électromagnétiques dans les fibres à symétrie cylindrique est décrite par des coordonnées polaires cylindriques (r, Φ, z), alors l'équation des ondes dans les coordonnées cylindriques s'exprime par [2], [11]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \Phi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = n^2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (18)$$

Où :

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \Phi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (19)$$

II.2.2.2 Mode de la fibre optique

La transmission du signal dans les systèmes de communication à fibre optique s'effectue par les modes guidés.

Le travail se concentre exclusivement sur les modes guidés de la fibre à saut d'indice [14]. L'analyse du mode de ce type de fibre sera discutée, particulièrement, la distribution de champ modal qui est utile pour prédire le couplage source-fibre [15], [16].

La fibre monomode est conçue de manière à ce que tous les modes d'ordre supérieur soient coupés à la longueur d'onde de fonctionnement [8], pour permettre la propagation d'un seul mode HE₁₁ (LP₀₁) [2], [8], [17]–[23].

Ce mode est souvent appelé le "mode fondamental" par rapport aux modes d'ordre supérieur. Il est considéré comme une solution spécifique des équations de Maxwell [2], [8], [24]. Cela confirme que la fibre monomode, qui ne possède qu'un seul mode guidé, joue un rôle clé dans les systèmes de télécommunications [8].

II.2.2.3 Analyse du mode

Dans toutes les ondes électromagnétiques, qu'elles soient planes ou non, il y a des points de phase constante. Pour les ondes planes, ces points de phase constante forment une surface appelée front d'onde. Lorsqu'une onde lumineuse monochromatique se propage le long d'un guide d'ondes dans la direction z , ces points de phase constante se déplacent à une vitesse de phase v_p donnée par [2] :

$$v_p = \frac{1}{(\mu\varepsilon)^{1/2}} = \frac{1}{(\mu_r\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0)^{1/2}} \quad (20)$$

Pour les coordonnées cartésiennes rectangulaires et polaires cylindriques, les équations d'onde ci-dessus (Eq (18) et (19)) sont valables pour chaque composante du vecteur de champ, chaque composante satisfaisant l'équation d'onde scalaire (Eq (16))[2].

II.2.2.3.1 Guide d'onde plan

Les modes transversaux représentés sur la **Figure II 1** illustrent le cas où le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation ($E_z = 0$), mais la composante correspondante du champ magnétique H est dans la direction de propagation. Dans ce cas, les modes sont dits transversaux électriques (TE). Alternativement, lorsque la composante du champ E est dans la direction de propagation, mais $H_z = 0$, les modes formés sont dits transverses magnétiques (TM).

La **Figure II 1** montre des exemples de tels rayons pour $m = 1, 2, 3$, ainsi que les distributions de champ électrique dans la direction transverse x . On peut observer que m désigne l'ordre du mode et qui est appelé « numéro de mode ».

Les numéros de mode se réfèrent aux modes TE_m et TM_m , comme pour les modes électriques transversaux représentés sur la **Figure II 1**.

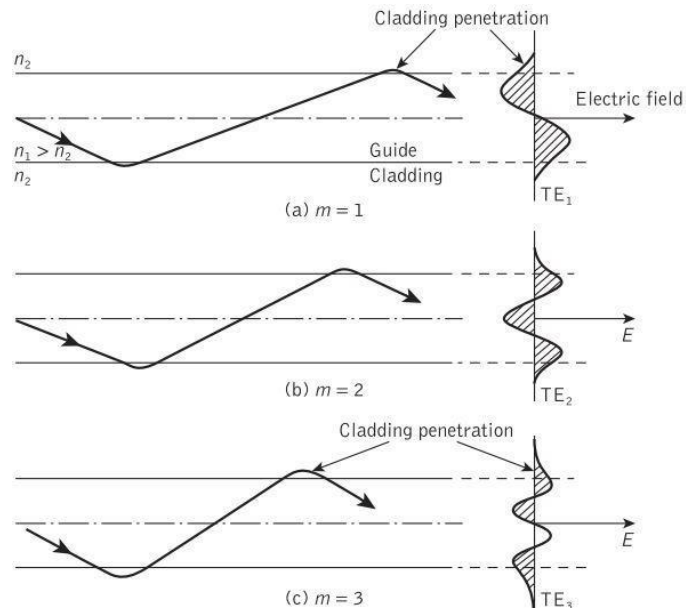


Figure II 1. Modèle physique montrant la propagation des rayons et les représentations de champ électrique transversal (TE) correspondant aux trois modes d'ordre inférieur ($m = 1, 2, 3$) dans le guide diélectrique plan [2].

II.2.2.3.2 Guide d'onde cylindrique

Nous considérons la propagation de la lumière dans une fibre optique, en utilisant le modèle théorique des ondes électromagnétiques, afin de développer certains paramètres fondamentaux associés à la transmission par fibre optique.

Les modes TE (où $E_z = 0$) et TM (où $H_z = 0$) sont obtenus à l'intérieur du cylindre diélectrique. Le guide d'onde cylindrique, cependant, est délimité en deux dimensions plutôt qu'en une seule.

Ainsi, deux entiers, l et m , sont nécessaires pour spécifier les modes, contrairement au seul entier m requis pour le guide planaire. Pour le guide d'onde cylindrique on parle donc de modes TE_{lm} et TM_{lm} .

Cependant, des modes hybrides où E_z et H_z sont différents de zéro se produisent également dans le guide d'onde cylindrique.

Pour les structures faiblement guidantes, la théorie des modes donne des composantes de champ transversales dominantes. Par conséquent, des solutions approximatives pour l'ensemble complet des modes HE , EH , TE et TM peuvent être données par deux composantes polarisées linéairement. Ces modes polarisés linéairement (LP) ne sont pas des modes exacts de la fibre à l'exception du mode fondamental (ordre le plus bas).

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

Cependant, Δ (la différence relative d'indice de réfraction du cœur et de la gaine (Eq (32)) dans les fibres faiblement guidantes est très faible $\Delta \ll 1$, c'est-à-dire les fibres dont la valeur de la distribution de l'indice de réfraction n_1 sur l'axe du cœur de la fibre et la valeur de l'indice n_2 de la gaine satisfont à la relation $(n_1 - n_2)/n_2 \ll 1$ [25].

Il se produit alors des paires de modes $HE - EH$ qui ont des constantes de propagation presque identiques (voir équation (22) ci-dessous). De tels modes sont dits dégénérés.

Les superpositions de ces modes dégénératifs caractérisés par une constante de propagation commune correspondent à des modes LP particuliers quelles que soient leurs configurations de champ HE , EH , TE ou TM . Cette combinaison linéaire de modes dégénérés obtenue à partir de la solution exacte produit une simplification utile dans l'analyse des fibres faiblement guidantes.

La relation entre les désignations de mode HE , EH , TE et TM et les désignations de mode LP_{lm} est indiquée dans le **Tableau II 1**. Les indices de mode l et m sont liés au profil d'intensité du champ électrique pour un mode LP particulier (voir **Figure II 2** (d)).

Tableau II 1. Correspondance entre l'ordre inférieur dans les modes polarisés linéairement et les modes exacts traditionnels à partir desquels ils sont formés [2].

<i>Polarisé linéairement</i>	<i>Exact</i>
LP_{01}	HE_{11}
LP_{11}	$HE_{21}, TE_{01}, TM_{01}$
LP_{21}	HE_{31}, EH_{11}
LP_{02}	HE_{12}
LP_{31}	HE_{41}, EH_{21}
LP_{12}	$HE_{22}, TE_{02}, TM_{02}$
LP_{lm}	$HE_{2m}, TE_{0m}, TM_{0m}$
$LP_{lm} (l \neq 0 \text{ or } 1)$	$HE_{l+1,m}, EH_{l-1,m}$

Les profils d'intensité de champ électrique des trois premiers modes LP , ainsi que la distribution de champ électrique de leurs modes exacts constitutifs, sont illustrés dans la **Figure II 2**. On peut observer à partir des configurations de champ des modes exacts que l'intensité de champ dans la direction transversale (E_x ou E_y) est identique pour les modes qui appartiennent au même mode LP . D'où l'origine du terme « polarisé linéairement ».

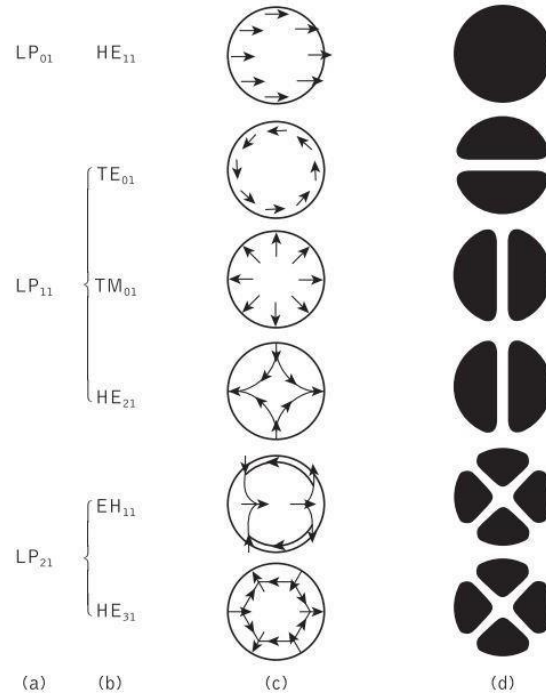


Figure II 2. Les configurations de champ électrique pour les trois premiers modes LP illustrées en termes de leurs modes exacts constitutifs : (a) désignations de mode LP ; (b) les désignations de mode exactes ; (c) distribution du champ électrique des modes exacts ; (d) distribution d'intensité de E_x pour les modes exacts indiquant le profil d'intensité du champ électrique pour les modes LP correspondants [2].

En utilisant l'équation (19) pour le guide d'onde à cœur homogène cylindrique dans les conditions de faible guidage décrites ci-dessus, l'équation d'onde scalaire peut être écrite sous la forme [9]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \Phi^2} + (n_1^2 k^2 - \beta^2) \psi = 0 \quad (21)$$

Où :

ψ est le champ (E ou H),

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (22)$$

est la constante de propagation de la lumière dans le vide,

r et ϕ sont des coordonnées cylindriques.

Les constantes de propagation des modes guidés β sont comprises dans la plage :

$$n_2 k < \beta < n_1 k \quad (23)$$

Où n_1 est l'indice de réfraction du cœur de la fibre n_2 est l'indice de réfraction de la gaine. Les solutions de l'équation d'onde pour la fibre cylindrique sont séparables, ayant la forme :

$$\psi = E(r) \left[\frac{\cos l\Phi}{\sin l\Phi} \exp(\omega t - \beta z) \right] \quad (24)$$

Où dans ce cas ψ représente la composante de champ électrique transverse dominante. La dépendance périodique de Φ suivant $\cos l\Phi$ ou $\sin l\Phi$ donne un mode d'ordre radial l . Par conséquent, la fibre supporte un nombre fini de modes guidés de la forme de l'Eq. (24).

En introduisant les solutions données par l'Eq. (24) dans l'Eq. (21) on obtient l'équation différentielle de Bessel de la forme :

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + [(n_1 k^2 - \beta^2) - \frac{l^2}{r^2}] E = 0 \quad (25)$$

Pour la fibre à saut d'indice avec un indice de réfraction du cœur $n_c = \text{cst}$, l'Eq. (25) est une équation différentielle de Bessel et les solutions sont des fonctions cylindriques.

Au niveau du cœur, les solutions sont des fonctions de Bessel J_l représentées sur la **Figure II 3 (a)**.

On peut noter que le champ est fini à $r = 0$ et peut être représenté par la fonction de Bessel d'ordre zéro J_0 . Cependant, le champ s'annule lorsque r tend vers l'infini et les solutions dans la gaine sont donc des fonctions de Bessel modifiées notées K_l .

Ces fonctions modifiées décroissent exponentiellement par rapport à r , comme illustré sur la **Figure II 3 (b)**. Le champ électrique peut donc être donné par :

$$\begin{aligned} E(r) &= G J_l(UR) \quad \text{pour } R < 1 \text{ (cœur)} \\ &= G J_l(U) \frac{K_l(WR)}{K_l(W)} \quad \text{pour } R > 1 \text{ (gaine)} \end{aligned} \quad (26)$$

Où G est le coefficient d'amplitude et $R = r/a$ est la coordonnée radiale normalisée lorsque a est le rayon du cœur de la fibre; U et W , qui sont respectivement les valeurs propres du cœur et de la gaine, définies comme [9] :

$$U = a(n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (27)$$

$$W = a(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (28)$$

U est également appelé paramètre de phase radiale ou constante de propagation radiale, tandis que W est appelé paramètre de décroissance de la gaine [26].

La somme des carrés de U et W définit une quantité très utile [27] qui est généralement appelée fréquence normalisée V où :

$$V = (U^2 + W^2)^{1/2} = ka(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (29)$$

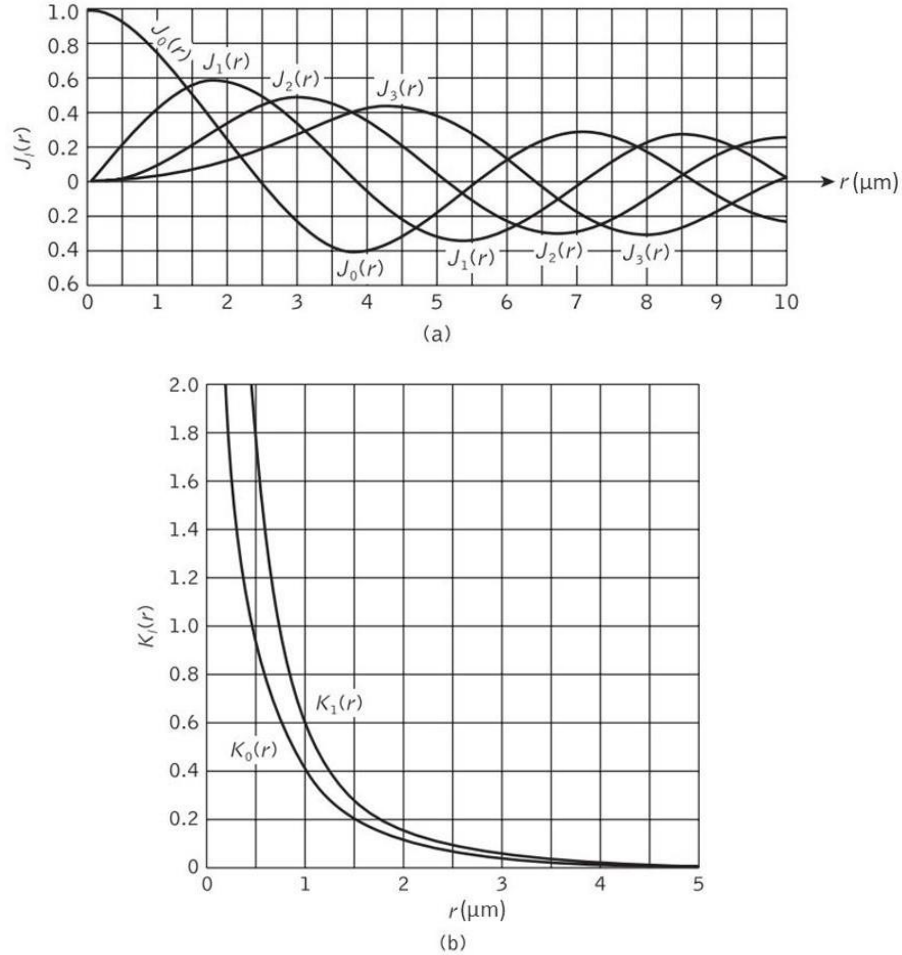


Figure II 3. (a) Variation de la fonction de Bessel $J_l(r)$ pour $l = 0, 1, 2, 3$ (quatre premiers ordres), tracée en fonction de r , (b) Graphique de la fonction de Bessel modifiée $K_l(r)$ en fonction de r pour $l = 0, 1$ [2].

II.2.2.4 Fréquence normalisée

La fréquence normalisée peut être exprimée en termes d'ouverture numérique NA et de la différence d'indice de réfraction relative Δ , respectivement, (équations (30), (34)) exprimée sous la forme [2]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a(NA) \quad (30)$$

Où NA est représenté dans l'équation 2 du chapitre I.

NA peut être également donnée en fonction de la différence d'indice de réfraction relative Δ entre le cœur et la gaine comme (Eq 5 chapitre I) :

D'où la combinaison de l'Eq. (2) avec l'Eq. (5) chapitre I, pour l'ouverture numérique de la fibre et la différence d'indice, on peut écrire :

$$NA = nL(2\Delta)^{1/2} \quad (31)$$

Donc, la fréquence normalisée combine les informations sur les trois variables de conception importantes pour la fibre : à savoir, le rayon du cœur a , la différence relative d'indice de réfraction Δ qui est généralement inférieure à 1 % pour les fibres monomodes et la longueur d'onde de fonctionnement λ .

L'équation de la fréquence normalisée devient :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} anL(2\Delta)^{1/2} \quad (32)$$

Il est également possible de définir la constante de propagation normalisée b pour une fibre en fonction des paramètres de l'Eq. (29) de sorte que :

$$\begin{aligned} b = 1 - \frac{U^2}{V^2} &= \frac{(Blk)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \\ &= \frac{(Blk)^2 - n_2^2}{2n_1^2\Delta} \end{aligned} \quad (33)$$

En se référant à l'expression des modes guidés donnée dans l'Eq. (26), les bornes de β sont n_2k et n_1k , donc b doit être compris entre 0 et 1.

Dans l'approximation de faible guidage, les conditions d'adaptation du champ nécessitent la continuité des composantes transversales et tangentiels du champ électrique à l'interface cœur-gaine (à $r = a$).

Par conséquent, en utilisant les relations de fonction de Bessel décrites précédemment, une équation aux valeurs propres pour les modes LP peut être écrite sous la forme suivante [28]:

$$U \frac{J_{l\pm 1}(U)}{J_l(W)} = \pm \frac{K_{J\pm 1}(W)}{K_l(W)} \quad (34)$$

La résolution de l'Eq. (36) avec les équations (27) et (28) permet de calculer la valeur propre U et donc β sera calculé en fonction de la fréquence normalisée.

En considérant la limite de propagation du mode lorsque $\beta = n_2k$, alors la vitesse de phase du mode est égale à la vitesse de la lumière dans la gaine et le mode n'est plus correctement guidé.

Dans ce cas le mode est dit coupé et la valeur propre $W = 0$ (Eq. 28).

Les modes non guidés ont des fréquences inférieures à la fréquence de coupure où $\beta < kn_2$, et donc W est imaginaire. Néanmoins, la propagation des ondes ne s'arrête pas brusquement en dessous de la fréquence de coupure.

Il existe des modes où $\beta < kn_2$ mais la différence est très faible, de sorte qu'une partie de la perte d'énergie due au rayonnement est empêchée par une barrière de moment cinétique [29] formé près de l'interface cœur-gaine.

Les solutions de l'équation d'onde donnant ces états sont appelées « leaky modes » (modes qui fuient), et se comportent souvent comme des modes guidés à très fortes pertes plutôt que comme des modes de radiation « radiation modes ».

Alternativement, lorsque β est augmenté au-dessus de n_2k , moins de puissance est propagée dans la gaine jusqu'à ce que $\beta = n_1k$, et que toute la puissance soit confinée au cœur de la fibre.

Comme indiqué précédemment, cette plage de valeurs de β correspond aux modes guidés de la fibre.

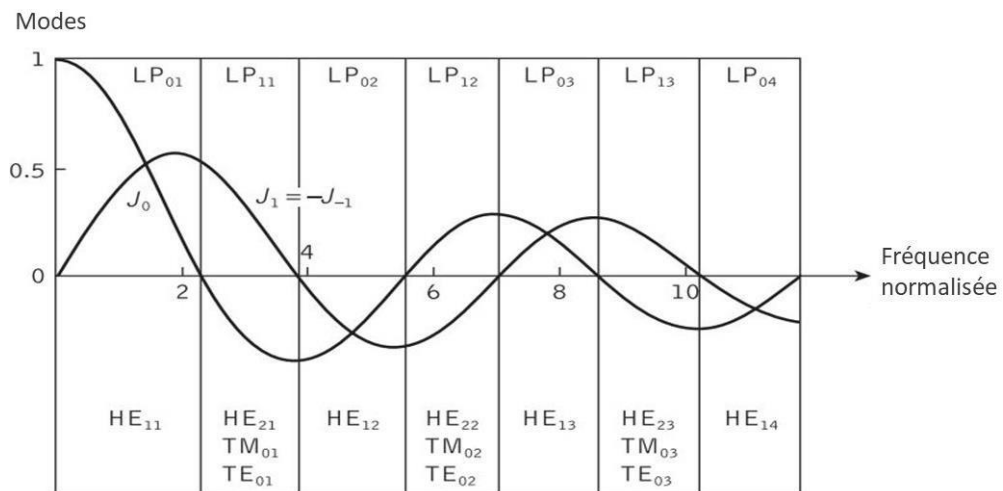


Figure II 4. Les régions autorisées pour les modes LP d'ordre $l = 0, 1$ par rapport à la fréquence normalisée (V) pour un guide d'onde optique circulaire avec un cœur à indice de réfraction constant (fibre à saut d'indice) [25].

Les modes d'ordre inférieur obtenus dans un guide d'onde cylindrique à cœur homogène sont représentés sur la **Figure II 4**.

La notation LP et les notations correspondantes des modes HE , EH , TE et TM sont indiquées. De plus, les fonctions de Bessel J_0 et J_1 sont tracées par rapport à la fréquence normalisée et là où elles croisent le zéro donne le point de coupure pour les différents modes.

Par conséquent, le point de coupure pour un mode particulier correspond à une valeur distinctive de la fréquence normalisée (où $V = V_c$) pour la fibre.

On peut observer sur la **Figure II 4** que la valeur de V_c est différente pour différents modes. Par exemple, le premier passage par zéro J_1 se produit lorsque la fréquence normalisée est 0 et cela correspond à la coupure pour le mode $LP\ 01$.

Cependant, le premier passage par zéro pour J_0 se produit lorsque la fréquence normalisée est de 2,405 ; ce qui donne une valeur de coupure V_c de 2,405 pour le mode $LP\ 11$.

De même, le deuxième zéro de J_1 correspond à une fréquence normalisée de 3,83 donnant une valeur de coupure V_c pour le mode $LP\ 02$ de 3,83.

Il apparaît donc que des fibres peuvent être réalisées avec des valeurs particulières de fréquence normalisée qui ne laissent se propager que certains modes [2].

Ceci est illustré plus en détail dans la **Figure II 5** [25] qui montre la constante de propagation normalisée b pour un certain nombre de modes LP en fonction de V .

On peut observer que la valeur de coupure de la fréquence normalisée V_c qui se produit lorsque $\beta = n_2 k$ correspond à $b = 0$.

La distribution du champ électrique des différents modes donne des distributions similaires d'intensité lumineuse dans le cœur de la fibre.

Ces modèles de guide d'onde (souvent appelés modèles de mode) peuvent donner une indication des modes prédominants se propageant dans la fibre.

Les distributions d'intensité de champ pour les trois modes LP d'ordre inférieur sont représentées sur la **Figure II 2**. Les modèles de mode pour deux modes LP d'ordre supérieur sont illustrés dans la **Figure II 6**.

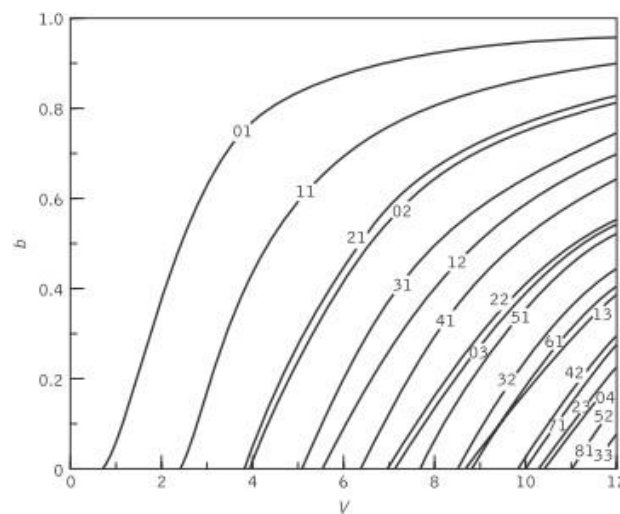


Figure II 5. Constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V pour un certain nombre de modes LP [25].

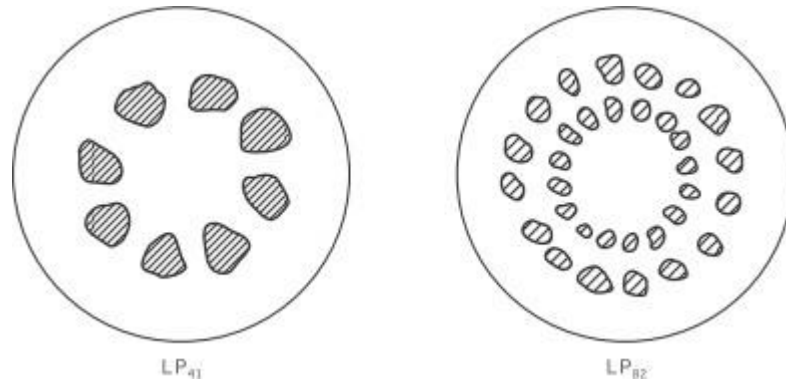


Figure II 6. Croquis de sections transversales de fibre illustrant les distributions d'intensité lumineuse distinctives (modèles de mode) générées par la propagation de modes polarisés linéairement individuels [2].

II.3 Théorie des faisceaux gaussiens

Historiquement, la notion des faisceaux gaussiens est liée à l'optique, en particulier au domaine des lasers où ils permettent de formuler avec une bonne approximation la propagation des faisceaux et leurs interactions avec des systèmes optiques.

La théorie des faisceaux lumineux (beam waves) a été donnée pour la première fois par Boyd et Gordon [30] et le concept a été également introduit par Goubau et Schwering, qui ont étudié les propriétés des microlentilles pour la transmission des ondes électromagnétiques guidées [31]. Tout champ dans un demi-espace peut-être décrit par un spectre continu d'ondes cylindriques.

Par la suite en 1963, la propagation des rayons a été traitée en détails par W. Brower [32], [33].

Un autre traitement des faisceaux d'ondes électromagnétiques (wave beams) a été donné par Pierce [34]. Le comportement des faisceaux laser gaussiens lorsqu'ils interagissent avec diverses structures optiques a été analysé par Goubau [35], Kogelnik [36], [37] et d'autres : En 1966 H. Kogelnik et T. Li ont étudié la théorie des faisceaux laser et le passage des rayons paraxiaux à travers les structures optiques en s'appuyant sur l'optique géométrique, et en analysant les faisceaux laser en prenant en compte la nature ondulatoire des faisceaux et en ignorant les effets de diffraction [6].

II.3.1 Lois de propagation pour le mode fondamental

La propagation des modes particuliers au sein d'une fibre peut également être confirmée par une analyse visuelle. Les modèles de guide d'onde peuvent donner une indication des modes prédominants se propageant dans la fibre.

La limite de fonctionnement monomode dépend de la limite inférieure de la propagation guidée pour le mode LP_{11} . Ce régime monomodal est limité par la fréquence de coupure normalisée du mode LP_{11} dans les fibres à saut d'indice, soit à $V_c = 2,405$.

Par conséquent, la propagation monomode du mode LP_{01} dans les fibres à saut d'indice, peut être ajustée dans la plage [2] :

$$V \leq 2.405 \quad (35)$$

Le profil transverse du champ du mode fondamental guidé dans une fibre monomode à saut d'indice pour deux valeurs de fréquence normalisée est représenté sur la **Figure II 7**.

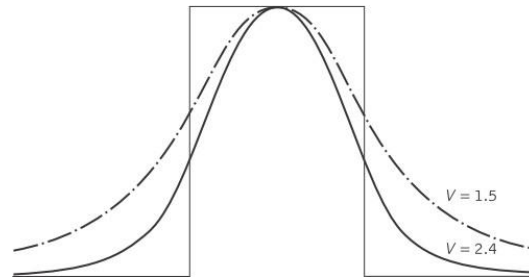


Figure II 7. Profil transverse du champ du mode fondamental d'une fibre monomode à saut d'indice pour les fréquences normalisées, $V = 1,5$ et $V = 2,4$ [2].

Cette courbe a la forme d'une fonction de Bessel ($J_0(r)$) dans la région du cœur adaptée à une fonction de Bessel modifiée ($K_0(r)$) dans la gaine.

On peut observer sur la **Figure II 7** que la forme du mode fondamental LP_{01} est similaire à une forme gaussienne, ce qui permet une approximation de la distribution exacte du champ par une fonction gaussienne [2].

L'approximation peut être étudiée en écrivant l'équation d'onde scalaire (14) sous la forme de l'Eq. (36) qui est également connue sous le nom de l'équation de Helmholtz [2,6]:

$$\nabla^2 \psi + n^2 k^2 \psi = 0 \quad (36)$$

Où k est le vecteur de propagation (la constante de propagation dans le vide), défini dans l'Eq. (22) et $n(x, y)$ est l'indice de réfraction de la fibre, qui ne dépend généralement pas de z , la coordonnée selon l'axe de la fibre.

L'intégration numérique directe de l'équation d'onde est utilisée pour établir la validité de l'approximation du mode fondamental des fibres à saut d'indice par une fonction gaussienne [8], [24].

Le champ du mode fondamental guidé peut donc être considéré comme une quantité scalaire et n'a pas besoin d'être décrit par l'ensemble complet des équations de Maxwell. D'où l'Eq. (36) peut être réécrite comme suit [6] :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (37)$$

Où E représente la composante dominante du champ électrique transverse qui satisfait l'équation d'onde scalaire (36) [2], [6]

II.3.2 Solution approximative de l'équation d'onde

Dans cette section, nous considérons la propagation de la lumière dans la fibre à saut d'indice en utilisant les équations de Maxwell pour les ondes électromagnétiques [8].

Un faisceau lumineux cohérent avec un profil d'intensité gaussien (**Figure II 7**) n'est pas la seule solution de l'équation d'onde, mais peut-être la plus importante [6].

Des formules pour relier la largeur de la distribution du champ gaussien aux paramètres de la fibre sont présentées [16], [24].

Nous considérons le faisceau gaussien comme la solution particulière de l'équation de propagation dans le cadre de l'approximation paraxiale [38]. Soit z la direction de propagation du faisceau, l'expression du champ électrique E est donnée par :

$$E(x, y, z) = \psi(x, y, z) \exp(-jkz) \quad (38)$$

Où l'amplitude scalaire complexe $\psi(x, y, z)$ est une fonction complexe variant lentement en fonction des coordonnées (x, y, z) qui décrit l'évolution spatiale du faisceau et représente les différences entre un faisceau laser et une onde plane, à savoir : une distribution d'intensité non uniforme, l'expansion du faisceau avec la distance de propagation, la courbure du front de phase [6]. L'approximation paraxiale suppose une faible divergence du faisceau par rapport à son axe de propagation.

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

Dans l'approximation des enveloppes, il est supposé que ψ varie lentement avec z , alors sa

dérivée seconde $\frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 z}$ peut être négligée :

$$\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \quad \text{ou} \quad \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right| \quad \text{ou} \quad \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right| \quad (39)$$

En insérant (38) dans (37), l'équation de propagation s'écrit sous la forme [2], [6] :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (40)$$

L'équation différentielle (40) pour ψ a une forme similaire à l'équation de Schrödinger, donc [6]:

$$\psi = \exp \left\{ -j \left(p + \frac{k}{2q} r^2 \right) \right\} \quad (41)$$

La solution de l'équation (40), qui consiste en un faisceau dont le profil d'amplitude est gaussien, s'écrit sous la forme [6]:

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (42)$$

Le paramètre $p(z)$ représente un déphasage complexe associé à la propagation du faisceau lumineux, et $q(z)$ est un paramètre de faisceau complexe qui décrit la variation gaussienne de l'intensité du faisceau en fonction de la distance r par rapport à l'axe optique, ainsi que du rayon de courbure du front d'onde qui est sphérique près de l'axe.

En introduisant l'équation (41) dans l'équation (40) on obtient les relations :

$$\frac{dq}{dz} = 1 \quad (43)$$

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{j}{q} \quad (44)$$

L'intégration de l'Eq (43) donne la relation entre le paramètre du faisceau q_2 dans un plan (plan de sortie) et le paramètre q_1 dans un second plan (ou dans le plan d'entrée q_0) séparé du premier par une distance z [6]:

$$q_2 = q_1 + z \quad (45)$$

II.3.3 Loi de Marcus

Pour les profils des fibres monomodes (SMF_s) à saut d'indice, des formules empiriques pour le paramètre du rayon du faisceau gaussien (le waist) ω_f qui optimise la correspondance de la distribution de champ gaussien avec le mode fondamental de la fibre sont en fonction du rayon de la fibre a , de l'exposant de la loi de puissance g et du paramètre de la fréquence normalisée V ; en fait ω_f/a est une fonction universelle de V et g donnée par les fonctions suivantes [2], [16], [24]:

$$\frac{\omega_f}{a} = \frac{A}{V^{2/(g+2)}} + \frac{B}{V^{3/2}} + \frac{C}{V^6} \quad (46)$$

Où :

La fréquence normalisée V est donnée par les équations (29), (30),

Avec k étant le nombre d'onde en espace libre (Eq (22)),

a le rayon du cœur de la fibre,

n_1 et n_2 étant respectivement les indices de réfraction du cœur et de la gaine,

et les expressions A , B et C sont données par [2], [24]:

$$A = \left\{ \frac{2}{5} \left[1 + 4 \left(\frac{2}{g} \right)^{5/6} \right]^{1/2} \right\} \quad (47)$$

$$B = e^{0.298/g} - 1 + 1.478(1 - e^{-0.077g}) \quad (48)$$

$$C = 3.76 + e^{(4.19/g)^{0.418}} \quad (49)$$

Les formules sont valables pour $1,5 < V < a$.

Donc ω_f est approximé comme [16]:

$$\omega_f = a \left[0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right] \quad (50)$$

II.4 Propagation des faisceaux gaussiens et approximation gaussienne

Dans le présent travail, une analyse théorique de la propagation de faisceaux gaussiens à travers les microlentilles sera faite. Nous allons étudier l'approximation par la distribution de champ gaussien du mode fondamental de la fibre à saut d'indice.

Nous considérons d'abord la courbure de deux fronts de phase d'une onde sphérique se propageant dans la direction z .

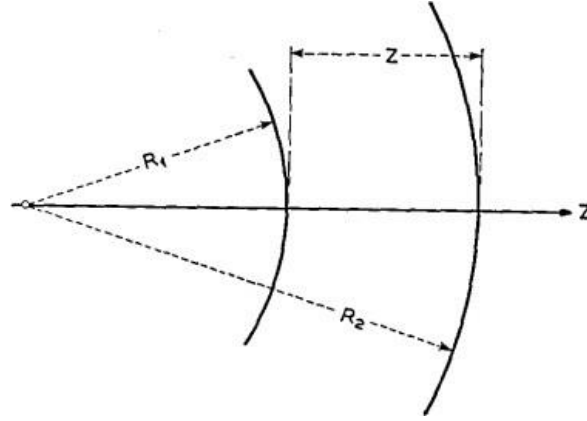


Figure II 8. Fronts d'onde d'une onde sphérique [37].

Les rayons de courbure des deux fronts de phase sont respectivement R_1 et R_2 (définis comme positif si le front de phase est concave vu de gauche ($z = -\infty$)). z est la distance entre les intersections de ces fronts de phase avec l'axe optique (**Figure II 8**). Les rayons de courbure sont liés par [37] :

$$R_2 = R_1 + z \quad (51)$$

Si une onde sphérique traverse une lentille mince de distance focale f , elle se transforme en une autre onde sphérique.

Pour une onde entrante avec un rayon de courbure R_1 au niveau de la lentille, l'onde sortant de la microlentille a un rayon de courbure R_2 donné par [37] :

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (52)$$

Où f est la distance focale de la lentille :

$$f = \frac{R_{\mu lens}}{n_{\mu lens} - 1} \quad (53)$$

Où : $R_{\mu lens}$ est le rayon de courbure de la microlentille

$n_{\mu lens}$ est l'indice de réfraction de la microlentille.

II.4.1 Principaux paramètres du faisceau gaussien

Les définitions des paramètres de base d'un faisceau gaussien, le waist, le rayon de courbure du front d'onde du faisceau et la distance de travail, seront nécessaires pour comprendre la

théorie de couplage optique [39] comme nous le verrons dans la suite du manuscrit (chapitre IV).

II.4.1.1 Diamètre du champ de mode (Mode-field diameter)

De nombreuses propriétés du mode fondamental sont déterminées par l'étendue radiale de son champ électromagnétique, y compris les pertes de couplage, les pertes par microcourbure, la dispersion du guide d'ondes et la largeur du faisceau [2].

Puisque le champ du mode fondamental d'une fibre a un profil transverse quasi gaussien, avec une symétrie circulaire, son étendue est bien décrite par un seul paramètre : le rayon du faisceau ω , le diamètre de mode est ainsi $MFD=2\omega$. Par conséquent, le MFD est un paramètre important pour caractériser les propriétés de la fibre monomode qui prend en compte la propagation du faisceau laser dans la fibre [2].

Le rayon du faisceau gaussien $\omega(z)$ est la dimension du spot de laser dans un plan perpendiculaire à la propagation à une distance z de l'origine. Plus précisément, c'est le rayon mesuré à $1/e$ du maximum de la courbe du profil gaussien d'amplitude transverse dans le plan z . C'est donc aussi le rayon mesuré à $1/e^2$ si on considère le profil d'intensité : $I=I_{max}/e^2$ pour $r=\omega$, (c-à-d ω est le rayon pour lequel l'intensité maximale est divisée par e^2). Il évolue en fonction de la distance de propagation z , comme le montre la **Figure II 9**. On voit clairement que le champ est bien approximé par une distribution gaussienne [2], [6], [40].

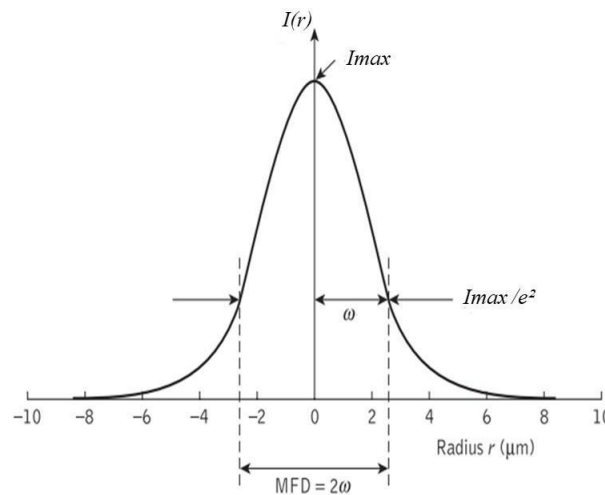


Figure II 9. Distribution d'intensité (profil d'intensité gaussienne) $I(r)$ de mode fondamental du faisceau dans une fibre monomode illustrant le diamètre de champ de mode (MFD) et le rayon de spot (ω)[2], [6].

Le faisceau s'étale transversalement au cours de sa propagation, tandis que son amplitude sur l'axe diminue (conservation de l'énergie). Le profil reste toujours gaussien.

II.4.1.2 Waist du faisceau (spot size)

Les faisceaux gaussiens sont caractérisés par un autre paramètre qui est directement lié au *MFD* d'une fibre monomode, le waist $2\omega_0$: le plus petit diamètre de champ de mode du faisceau gaussien (*MFD*) où le front d'onde est plan, c-à-d la taille minimale du spot du faisceau qui diverge à partir de ce point, où ω_0 est le rayon minimal du faisceau [2], [6], [40], comme montré sur la **Figure II 10**. Cette figure illustre bien le terme anglais waist qui signifie ceinture.

II.4.1.3 Distance de travail

La distance de travail est la position où se situe le waist du faisceau ω_0 sur l'axe optique par rapport à l'extrémité de la fibre. Elle correspond à la distance entre l'extrémité de la fibre et le point de focalisation du faisceau comme illustré sur la **Figure II 10**.

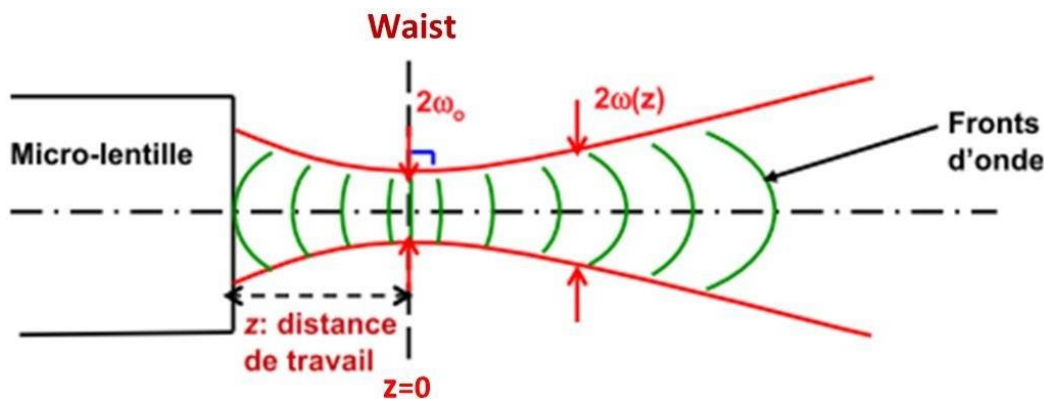


Figure II 10. Waist (rayon de mode) et distance de travail d'une fibre microlentillée [39].

II.4.2 Propriétés des faisceaux gaussiens

Les lois régissant la propagation des faisceaux lumineux seront formulées en termes d'un paramètre du faisceau qui a une valeur complexe [37].

L'utilisation de ce paramètre complexe simplifie également l'analyse dans des milieux comme les microlentilles. Il donne des informations sur le rayon du faisceau ω et sur la courbure du front de phase R dans chaque section du faisceau.

Les deux paramètres réels du faisceau, R et ω , sont liés au paramètre complexe q par [6], [37]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (54)$$

Où : R est le rayon de courbure du front d'onde qui coupe l'axe en z , et ω est la distance radiale à laquelle l'intensité est $1/e^2$ fois celle sur l'axe [6] comme indiqué sur la **Figure II 9**.

Au niveau du waist, le paramètre de faisceau complexe est purement imaginaire :

$$q_0 = j \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (55)$$

et à une distance z du waist, le paramètre est :

$$q = q_0 + z = j \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} + z \quad (56)$$

Après avoir combiné l'équation (54) et (56), et en séparant la partie réelle et la partie imaginaire, pour obtenir les relations donnant l'évolution de $\omega(z)$: le rayon du faisceau (spot size) et $R(z)$: le rayon de courbure du front de phase en fonction de z . On obtient [6], [37], [41], [42]:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] \quad (57)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2} \quad (58)$$

Où z est mesuré à partir du waist du faisceau.

Au niveau du waist, le rayon du faisceau est ω_0 et le front de phase est plan [37].

Le rayon de courbure du front de phase change le long de l'axe optique selon la loi [30], [31], [43], [44] :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (59)$$

En divisant l'Eq (58) par (56), on obtient la relation [6]:

$$\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} = \frac{\pi \omega^2}{\lambda R} \quad (60)$$

Cette relation peut être utilisée pour exprimer ω_0 et z en fonction de ω et R [6]:

$$\omega_0^2 = \omega^2 / [1 + (\frac{\pi \omega^2}{\lambda R})^2] \quad (61)$$

$$z = R / [1 + (\frac{\lambda R}{\pi \omega^2})^2] \quad (62)$$

Avec ces résultats sur les paramètres du faisceau, l'amplitude du champ gaussien peut être écrite sous la forme [14][39]:

$$\psi(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega} \exp \left[-r \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{jk}{2R} \right) \right] \quad (63)$$

Les autres paramètres du faisceau gaussien sont l'angle de divergence θ et la distance de Rayleigh.

II.4.2.1 Distance de Rayleigh

La distance Z_R est un paramètre important dans l'évolution du faisceau gaussien. Elle est appelée distance de Rayleigh. La longueur de Rayleigh Z_R , est la distance sur l'axe optique à partir du waist pour laquelle le faisceau a atteint un rayon de mode égal à $\omega_0\sqrt{2}$ (**Figure II 11**). C'est un paramètre important car il définit la distance sur laquelle le faisceau laser garde une taille relativement constante (comprise entre ω_0 et $\sqrt{2} \omega_0$) [41], [42]:

$$Z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (64)$$

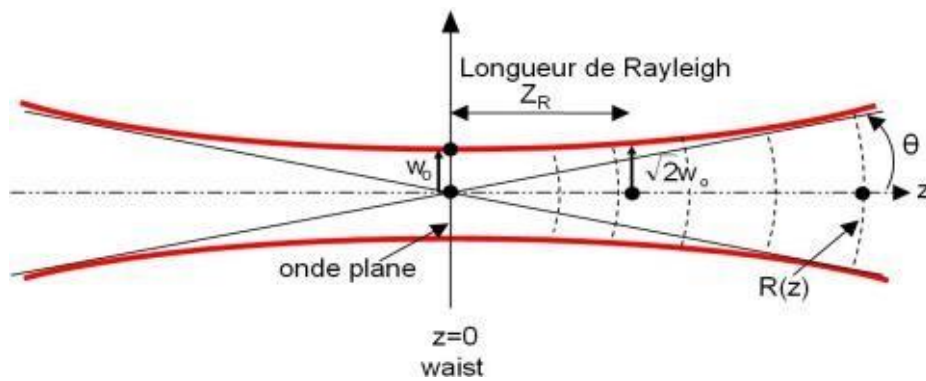


Figure II 11. Propriétés d'un faisceau gaussien [14], [39].

II.4.2.2 Angle de divergence

C'est l'angle de diffraction du mode fondamental en champ lointain. La **Figure II 12** montre l'expansion du faisceau selon l'équation (57). Dans l'approximation du champ lointain, la distance z est très grande et telle que le terme $\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}$ soit très supérieur à 1. La définition du champ lointain correspond à une distance z très supérieure à la distance de Rayleigh.

Le contour du faisceau $\omega(z)$ est une hyperbole avec des asymptotes inclinées par rapport à l'axe d'un angle θ tel que [6]:

$$\tan \theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \quad (65)$$

On remarque que plus le faisceau est petit, plus son angle de divergence θ est élevé. Par ailleurs, lorsque l'angle θ est petit, la tangente θ peut être approximée par l'angle θ .

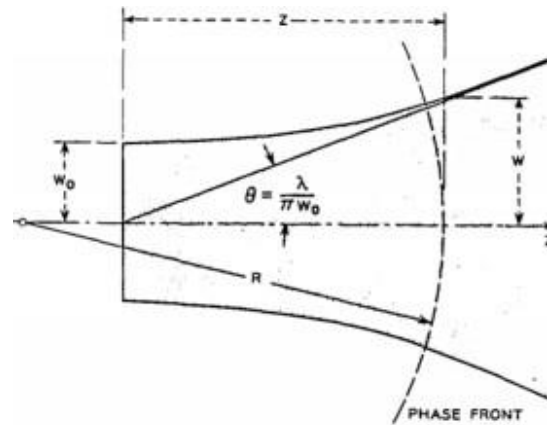


Figure II 12. Contour d'un faisceau gaussien [6].

II.5 Matrices de transfert et loi ABCD

II.5.1 Matrice de transfert des rayons

Nous poursuivons la discussion sur la propagation de la lumière dans les fibres optiques en utilisant l'approche électromagnétique de la propagation de la lumière.

La propagation des rayons paraxiaux à travers diverses structures optiques peut être décrite par des matrices de transfert. La connaissance de ces matrices est particulièrement utile car elles décrivent également la propagation des faisceaux gaussiens à travers ces structures. L'analyse présentée ici utilise la transformation matricielle des rayons du paramètre de faisceau complexe d'après Kogelnik [36] qui est parallèle à l'analyse quadratique de Kishimoto et Koyama [45], [46].

Principe

Le principe de cette méthode est d'associer à chaque élément optique au sens large (simple propagation dans un milieu donné, microlentille, ...) une matrice spécifique 2x2 ou 2x2x2 (dans certains cas). On peut ainsi déterminer les caractéristiques liées à la propagation par une simple multiplication des matrices élémentaires (propagation fibre-lentille-laser).

Un rayon paraxial dans une section donnée ($z=\text{const}$) d'un système optique est caractérisé par sa distance x à l'axe optique (z) et par son angle ou pente x' par rapport à cet axe (**Figure II 13**).

Le schéma sur la **Figure II 13**, indique le trajet de rayon à travers une structure optique, le plan d'entrée et le plan de sortie.

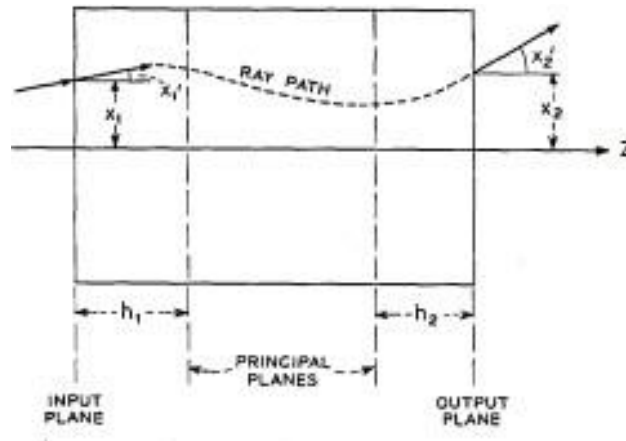


Figure II 13. Trajectoire de rayon traversant un système optique et les plans de référence [6], [37].

Le chemin des rayons à travers une structure donnée dépend des propriétés optiques de la structure et des conditions d'entrée, c'est-à-dire la position x et la pente x' du rayon dans le plan d'entrée du système.

Dans les conditions de Gauss, les relations entre (x_1, x_1') avant la traversée d'un système optique donné et (x_2, x_2') après cette traversée sont linéaires et peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante [33], [36]:

$$\begin{pmatrix} x_2' \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1' \\ x_1 \end{pmatrix} \quad (66)$$

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

Le passage des rayons à travers les microlentilles et les combinaisons de microlentilles peut également être décrit sous cette forme de matrice, et les éléments A , B , C et D de la matrice sont connus pour plusieurs structures optiques [36].

Ces éléments sont déterminés par la distance focale globale de la structure optique et par la position de ses plans principaux [33], [36].

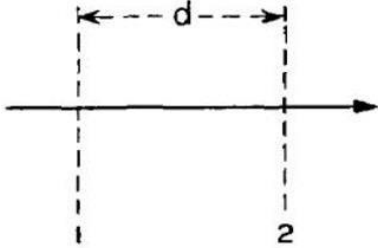
La matrice $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ est appelée la matrice de transfert des rayons. Elle caractérise complètement le système optique traversé.

Son déterminant est généralement l'unité [6]:

$$AD - BC = 1 \quad (67)$$

La matrice qui décrit le transfert de rayon sur une distance d est représentée par (**Tableau II 2**) :

Tableau II 2. Matrice de transfert de rayon sur une distance d [6].

Nu.	Système optique	Matrice de transfert de rayon
1		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

II.5.2 Loi ABCD

La loi $ABCD$ permet de décrire la propagation d'une onde sphérique dans un système optique. Les rayons associés à une onde sphérique sont perpendiculaires au front d'onde. La position x et la pente x' d'un rayon paraxial sont liées au rayon de courbure R du front d'onde par [37]:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{x}{x'} \quad (68)$$

En traçant le rayon paraxial à travers une structure optique donnée, on peut déterminer la transformation d'un front d'onde d'une onde sphérique traversant cette structure.

Pour une onde sphérique de rayon de courbure R_1 au plan d'entrée de la structure, on trouve pour le rayon de courbure R_2 au plan de sortie [37]:

$$R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D} \quad (69)$$

Le paramètre complexe du faisceau q joue un rôle correspondant à celui joué par le rayon R des ondes sphériques et pourrait être appelé rayon de courbure complexe (Eq 55).

z est défini comme la distance du waist du faisceau (où le waist se focalise), on peut la définir aussi comme la distance entre deux plans de référence quelconques dans le milieu (voir **Figure II 8**).

Du fait que l'Eq (56) est une équation linéaire, la relation entre le paramètre d'entrée q_1 et le paramètre de sortie q_2 peut alors s'écrire :

$$q_2 = q_1 + z \quad (70)$$

Les paramètres du faisceau gaussien sont transformés lorsqu'il traverse une lentille mince de focale f . Les rayons de courbure R_1 et R_2 des fronts de phase correspondants sont transformés de la même manière que les rayons de courbure des ondes sphériques, c'est-à-dire qu'ils sont liés par l'Eq (54).

Par conséquent, le paramètre complexe du faisceau est [36], [47] :

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (71)$$

Où f est défini dans l'équation (53) ci-dessus.

Les lois de transformation des faisceaux gaussiens sont formellement les mêmes que les lois de transformation auxquelles obéissent les ondes sphériques de l'optique géométrique. L'équation (70) est formellement la même que (51), et (71) est formellement la même que (52).

L'équation (70) représente la transformation d'une onde sphérique par la structure optique ; donc la loi de transformation pour les faisceaux gaussiens équivalente est :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (72)$$

Cette loi est appelée la loi $ABCD$ [36]. Elle permet de tracer les faisceaux gaussiens à travers toute structure optique pour laquelle les éléments A , B , C et D de la matrice de rayons (ou la distance focale et les plans principaux) sont connus [37].

Les lois de propagation des ondes sphériques dans des milieux avec les microlentilles dans l'approximation de l'optique géométrique sont utilisées pour étudier le faisceau lumineux. La variation des fronts de phase de ces ondes le long de l'axe optique est décrite dans la méthode matricielle en termes d'éléments de matrice de propagation obtenus par la propagation de rayons [37].

La propagation des rayons paraxiaux à travers diverses structures optiques peut être décrite par des matrices de transfert des rayons [6]. La connaissance de ces matrices est particulièrement utile car c'est la méthode la plus simple avec le moins de calcul.

Au lieu d'envisager une matrice $ABCD$ spéciale pour chaque type de microlentille, une forme matricielle unique et simple pour le transfert du faisceau via les microlentilles a été considérée quel que soit la forme de la microlentille (elliptiques, hyperboliques, hémisphériques ou parabolique...etc), pour exécuter facilement les calculs.

La matrice $ABCD$ est donc importante pour simplifier les calculs de couplage des systèmes optiques à la fois en optique géométrique (rayons paraxiaux) et en optique ondulatoire (ondes gaussiennes) [48].

II.6 Analyse de la matrice des rayons pour le micro-collimateur (système fibre-microlentille semi-ellipsoïdale)

Lors de la conception des systèmes pour l'optique de couplage impliquant de telles microlentilles, les investigations théoriques et les techniques de calcul de l'efficacité de couplage déjà présentées en théorie dans la littérature [49]–[52] prennent beaucoup de temps de calcul et nécessitent de longues intégrations numériques [49]–[56].

L'application du formalisme matriciel $ABCD$ [52], [56]–[75] pour l'analyse et la prédiction de l'efficacité de couplage des diodes laser (DL) via différents types de microlentilles sur la pointe de différents types de SMF (mentionnées dans le chapitre I), a simplifié les calculs [52], donnant des résultats extrêmement précis [52], [56]–[66], [68], [70], [71], [73]–[77].

Le présent travail, porte sur l'étude de couplage optique d'une diode laser (DL) (faisceau elliptique) à une fibre monomode à cœur circulaire via une microlentille semi-ellipsoïdale réalisée à l'extrémité de la SMF pour le couplage fibre-fibre où laser-fibre (injection de la lumière dans la fibre), dans laquelle des composants sont insérés entre les deux extrémités des fibres

ou entre le laser et la fibre. La propagation du faisceau à travers ce système optique est traitée. Notre calcul est basé sur la matrice ABCD dans l'approximation paraxiale.

La technique développée est utile pour la conception des microlentilles semi-ellipsoïdales avec le rapport d'ellipticité souhaité adapté à l'optique de couplage. L'analyse des matrices de rayons est utilisée pour étudier le système fibre-microlentille et déterminer les paramètres les plus importants du faisceau, à savoir le nouveau waist (ou waist image) $2\omega_2$ après propagation dans le système optique connaissant le waist de départ (ou waist objet) $2\omega_1$ et la distance de travail z .

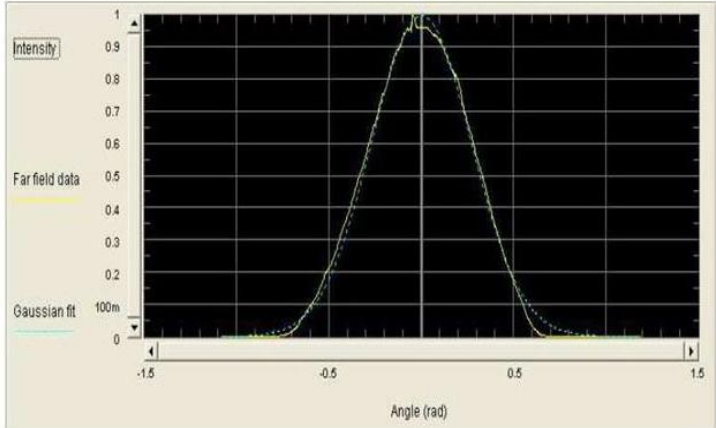
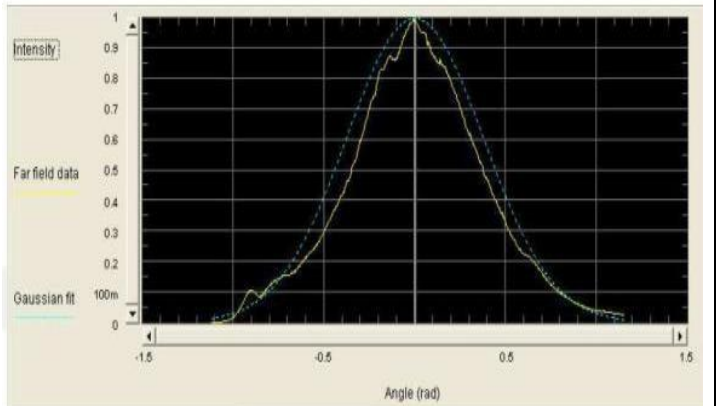
II.6.1 Calcul du waist et de la distance de travail par la méthode des matrices ABCD

II.6.1.1 Étude des paramètres opto-géométriques

Dans cette étude nous avons utilisé : une Diode Laser (*DL*) émettant un faisceau de lumière elliptique de longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ avec $2\omega_x = 2,23 \mu\text{m}$ (parallèle à la jonction pn du Laser), $2\omega_y = 1,75 \mu\text{m}$ (perpendiculaire à cette jonction) (valeurs typiques de certaines diodes laser mesurées au laboratoire), une fibre monomode $9 / 125 \mu\text{m}$ avec ($2\omega_f = 10,5 \mu\text{m}$) à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Les paramètres de laser utilisés dans cette étude sont mentionnés dans le **Tableau II 3**. Ce tableau montre le profil transverse d'intensité de la Diode Laser (*DL*) utilisée, en fonction de l'angle de divergence, mesurés en champ lointain sur l'axe x (a.) respectivement y (b.). Nous avons pris également l'indice de réfraction de la microlentille en polymère *PDMS* comme $n_{\mu\text{lens}} = 1,418$.

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

Tableau II 3. Profil d'intensité normalisé et diamètre de mode $2\omega_x$ sur l'axe x (a.), $2\omega_y$ sur l'axe y (b), de la Diode Laser (DL) utilisée, en fonction de l'angle de divergence, mesurés en champ lointain.

Longueur d'onde $\lambda = 1,55 \text{ (}\mu\text{m)}$	
a. Profil d'intensité en fonction de l'angle de divergence (échelle linéaire avec fit gaussien) $2\omega_x = 2,23 \text{ }\mu\text{m}$	b. Profil d'intensité en fonction de l'angle de divergence (échelle linéaire avec fit gaussien) $2\omega_y = 1,75 \text{ }\mu\text{m}$
	

II.6.2 Formulation du schéma de couplage de la microlentille semi-ellipsoïdale

Dans cette étude, la distribution de champ du faisceau laser dans la fibre monomode SMF est supposée être une distribution gaussienne [78]. Il est donc nécessaire d'étudier le guidage de la lumière à travers ce système optique : le micro-collimateur qui est une combinaison d'une SMF polie à son extrémité + une microlentille semi-ellipsoïdale.

Le schéma de couplage que nous étudions dans ce travail entre la Diode Laser (*DL*) et la fibre *SMF* via la microlentille semi-ellipsoïdale est illustré dans la **Figure II 14**. La propagation du faisceau à travers le micro-collimateur suit la trajectoire présentée sur le schéma de la figure.

Le calcul de l'efficacité de couplage optique est le résultat de l'intégrale de recouvrement des champs gaussiens dans un plan donné, l'expression de cette intégrale est représentée dans la partie calcul de couplage optique du chapitre VI. Afin de calculer l'efficacité de couplage il est donc nécessaire de connaître le rayon de mode ainsi que le rayon de front d'onde qui entrent dans l'expression des champs gaussiens des éléments à coupler (*DL* et fibre) dans ce plan donné. Pour une efficacité de couplage optimale, il est nécessaire que le diamètre de mode et le rayon de front d'onde de la microlentille soient les plus proches possibles de ceux

de la diode laser dans un plan donné. Pour cela nous définissons les différents plans d'intérêt: le plan d'entrée P_0 contient la face d'extrémité de la fibre monomode où se trouve le waist du faisceau ω_0 , P'_0 est le plan de sortie de la microlentille, on distingue le plan P_1 juste avant la sortie de la microlentille, (si on propage le faisceau de la fibre vers le laser) du plan P'_1 situé juste après la sortie de la microlentille. Le plan P_2 où focalise le faisceau contient le nouveau waist du faisceau ω_2 formé après avoir traversé la microlentille. C'est dans ce plan P_2 qu'il faut placer la sortie du laser (au niveau du waist)) afin de minimiser les pertes. Le calcul de l'intégrale de recouvrement peut se faire dans n'importe quel plan pourvu que les paramètres des faisceaux, diamètres de mode MFD (2ω) ou rayons de mode (ω) et les rayons de courbure des deux éléments à coupler, soient connus dans ce plan. On choisit de faire ce calcul dans le plan où au moins un des deux fronts d'onde est plan, le plan P_0 ou le P_2 dans le cas présenté ici pour simplifier les calculs.

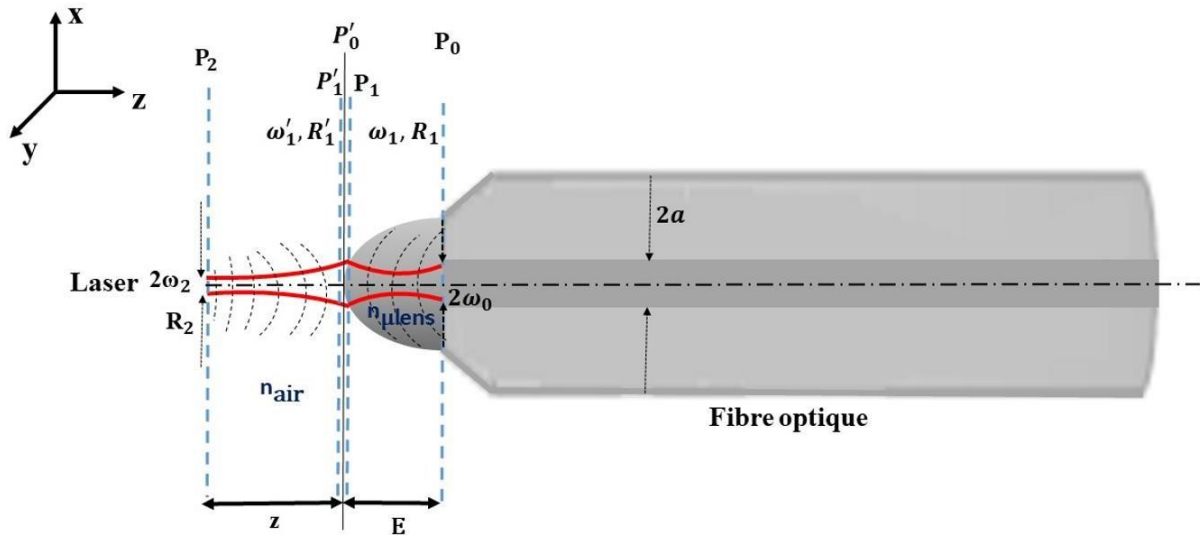


Figure II 14. Géométrie du couplage d'une Diode Laser (DL) et une fibre monomode via une microlentille semi-ellipsoïdale à l'extrémité de la fibre.

Le système optique de la **Figure II 14** est composé d'une Diode Laser ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) et une fibre monomode SMF munie d'une microlentille semi-ellipsoïdale de rayon de courbure $R_{\mu lens}$ et d'indice de réfraction $n_{\mu lens}$ apposée sur son extrémité.

$2\omega_0$ (ou ω_f dans la littérature): est le diamètre du mode de la SMF ($\approx 10,5 \mu\text{m}$).

ω_1 : est le rayon de mode avant la sortie de microlentille

R_1 : rayon du front d'onde avant la sortie de la microlentille.

ω'_1 : est le rayon de mode juste après la sortie de microlentille.

R'_1 : rayon du front d'onde juste après la sortie de la microlentille.

R_2 : rayon du front d'onde dans le plan du laser (à une certaine distance z de la microlentille).

ω_2 : rayon de mode au niveau du waist (le nouveau waist ($2\omega_2$)) où focalise le faisceau.

Dans ce schéma, n_{air} et n_{lens} représentent respectivement : l'indice de réfraction de l'air $n_{air} = 1$ et l'indice de réfraction du matériau de la microlentille $n_{lens} = 1,418$ (PDMS).

E est l'épaisseur de la microlentille.

z_ω est la distance de travail qui se représente par la distance entre le sommet de la microlentille et le waist. Donc le waist du faisceau focalisé ω_2 est situé à cette distance z de la surface de la microlentille dans le plan P_2 . C'est dans ce plan qu'il faudra placer la diode laser pour une efficacité de couplage optimale. Les caractéristiques du faisceau d'une diode laser sont données dans le paragraphe suivant. De plus un alignement entre les composants à coupler (laser ou fibre clivée et la fibre microlentillée) est nécessaire.

II.6.3 Analyse

Les faisceaux lumineux émis par les diodes laser possèdent des profils d'intensité elliptiques qui sont approchés par des fonctions gaussiennes de tailles de spot (ou waists) ω_x et ω_y le long des deux directions mutuellement perpendiculaires, l'une perpendiculaire et l'autre parallèle aux plans de jonction [78], [79]. Notre analyse se limite à un laser à fréquence unique émettant un seul mode spatial.

La microlentille semi-ellipsoïdale a été développée sur la pointe de la fibre pour adapter le mode du laser et de la fibre optique monomode. Dans le cas où le signal est généré par le laser pour l'injecter dans une fibre via la microlentille semi-ellipsoïdale : c-à-d on repart du côté gauche de la **Figure II 14** (le plan d'entrée est le plan du laser P_1 , et le plan de sortie P_2 est l'entrée de la fibre (schéma du principe représenté dans la **Figure III 2 (a)** du chapitre III). Le champ ψ_u représenté à la sortie de la diode laser (DL) à une distance z (distance de travail) de la surface de la microlentille est donné par [65], [66], [68], [78]–[80] :

$$\psi_u = \exp \left[- \left(\frac{x^2}{\omega_x^2} + \frac{y^2}{\omega_y^2} \right) \right] \exp \left[- \frac{jk_1}{2} \cdot \frac{x^2 + y^2}{R_1} \right] \quad (73)$$

Où : k_1 est le nombre d'onde dans le milieu incident (Eq 22) et R_1 est le rayon de courbure du front d'onde de la source laser.

Le mode fondamental dans la fibre monomode à cœur circulaire est également représenté par une fonction gaussienne [78].

En utilisant également l'approximation gaussienne pour exprimer le champ de mode fondamental dans une fibre monomode, l'expression est donnée par [16], [78], [81] :

$$\psi_f = \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega_f^2} \right] \quad (74)$$

Où ω_f est le waist de la fibre exprimé par l'équation (48) et correspond à ω_0 dans notre schéma, qui est valable pour la fibre monomode à saut d'indice [16].

Le champ de laser ψ_v transformé via la microlentille sur le plan d'entrée de la fibre peut être exprimé par [65], [66], [68], [78]–[80] :

$$\psi_v = \exp \left[-\left(\frac{x^2}{\omega_{2x}^2} + \frac{y^2}{\omega_{2y}^2} \right) \right] \cdot \exp \left[-jk_2 \left(\frac{x^2}{R_{2x}} + \frac{y^2}{R_{2y}} \right) / 2 \right] \quad (75)$$

Où : ω_{2x} , ω_{2y} sont respectivement des rayons de spot transformés par la microlentille, R_{2x} , R_{2y} étant les rayons de courbure des fronts d'onde transformés réfractés par la microlentille dans les directions x et y respectivement.

k_2 est le nombre d'onde dans le milieu (microlentille).

La méthode pour trouver ω_{2x} , ω_{2y} , R_{2x} et R_{2y} dans le plan de sortie en fonction de ω_x , ω_y et R_l (plan d'entrée) avec la matrice ABCD pour différentes formes des microlentilles à l'extrémité de la fibre a déjà été montrée dans la littérature [65], [66], [68].

Le calcul de l'efficacité de couplages et des tolérances de positionnement sera montré dans le chapitre IV et les résultats de calcul seront représentés et comparés avec les mesures.

II.6.4 Transformation du faisceau gaussien (beam transformation) par le microcollimateur (fibre + microlentille semi-ellipsoïdale)

Dans la conception de couplage optique impliquant des microlentilles semi-ellipsoïdales à l'extrémité de la SMF, l'étude du waist et de distance de travail sera faite en utilisant la notion des matrices de transfert ABCD. La méthode vise à simplifier les calculs de couplage entre les composants du système.

L'objectif est de déterminer les paramètres q , ω , et R du faisceau gaussien qui traverse la microlentille [37] dans le plan du laser en fonction des paramètres d'entrée. La distance de travail z_ω sera ainsi déterminée [37], [82].

La transformation du faisceau laser par la microlentille semi-ellipsoïdale est montrée en utilisant la méthode des matrices ABCD correspondant à cette microlentille.

Considérons la propagation dans le plan yOz , où l'axe oz est l'axe optique (l'axe de propagation du faisceau). Dans ce plan, la propagation du faisceau dans la microlentille d'indice de réfraction $n_{\mu lens}$ (PDMS), de rayon de courbure $R_{\mu lens}$ à une distance E qui est l'épaisseur de la

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

microlentille dans le plan avant la sortie de la microlentille (comme montré sur la **Figure II 14**) est représentée par la matrice de transfert suivante :

$$M = M_{34}M_{23}M_{12} \quad (76)$$

La matrice du système est une combinaison des 3 matrices. Elle régit les rayons passant d'abord à travers la microlentille semi-ellipsoïdale de rayon $R_{\mu lens}$ dans les deux directions ($R_{\mu lens\ x}$, $R_{\mu lens\ y}$) et d'épaisseur E puis sur une distance z qui sera la distance où le waist se focalise à la distance de travail z_x, z_y ($z_x \simeq z_y$).

Donc la matrice ABCD M du système (Fibre- Microlentille semi-ellipsoïdale- Laser) est donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1-n}{nR_{\mu lens}} & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & E \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (77)$$

Avec :

$$M_{12} = \begin{pmatrix} 1 & E \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (78)$$

$$M_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{nR_{\mu lens}} & n \end{pmatrix} \quad (79)$$

$$M_{34} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (80)$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu incident à la sortie de la fibre (matériau de la microlentille PDMS) par rapport au plan de sortie (milieu de l'air) représenté par :

$$n = \frac{n_{air}}{n_{\mu lens}} \quad (81)$$

Les éléments ABCD sont déterminés à partir du produit des matrices de l'Eq (77) décrivant chaque transformation entre les plans d'entrée et de sortie :

$$A = 1 + z \frac{(1-n)}{nR_{\mu lens}} \quad (82)$$

$$B = d + z \left(\frac{E(1-n)}{nR_{\mu lens}} + \frac{1}{n} \right) \quad (83)$$

$$C = \frac{(1 - n)}{nR_{\mu lens}} \quad (84)$$

$$D = \frac{E(1 - n)}{nR_{\mu lens}} + \frac{1}{n} \quad (85)$$

D'où : l'Eq (79) s'écrit :

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + z \frac{(1 - n)}{nR_{\mu lens}} & E + z \left(\frac{E(1 - n)}{R_{\mu lens}} + \frac{1}{n} \right) \\ \frac{(1 - n)}{nR_{\mu lens}} & \frac{E(1 - n)}{R_{\mu lens}} + \frac{1}{n} \end{pmatrix} \quad (86)$$

II.6.4.1 Détermination du waist de ω_2

Les paramètres d'entrée et de sortie du faisceau (q_0, q_2) sont liés par:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{Cq_0 + D}{Aq_0 + B} \quad (87)$$

Les termes A, B, C et D sont les éléments de la matrice des rayons reliant les paramètres des rayons du plan d'entrée et de sortie.

Et à partir de l'équation (54) :

$$\frac{1}{q_0} = -j \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \quad (88)$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_2} - j \frac{\lambda}{\pi \omega_2^2} \quad (89)$$

En combinant les équations (83) et (84) et en assimilant les parties imaginaires, on obtient le waist final comme :

$$\omega_{2x,2y} = \left\{ \frac{\left(A^2 \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda^2 B^2}{\omega_0^2} \right) \right)^{1/2}}{n(AD - BC)} \right\} \quad (90)$$

II.6.4.2 Détermination de la distance de travail

La position z du waist final ω_2 est obtenue en assimilant les parties réelles de la combinaison des équations (83) et (84) et en utilisant la condition du waist de $R \rightarrow \infty$ pour donner [46] :

$$AC + g^2 BD = 0 \quad (91)$$

Où :

$$g^2 = \frac{1}{z_R^2} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2 n_{\text{mlens}}} \quad (92)$$

Dans cette condition (équation (90)), en insérant les éléments de la matrice de rayons (A, B, C, D), on trouve:

$$z = \frac{-\left(\frac{1-n}{R}\right)(z_R^2 + E^2) - \frac{E}{R}}{\left(\left(\frac{1-n}{R}\right)^2 z_R^2 + \left(E + \frac{1-n}{R}\right)^2 + n^2\right)} \quad (93)$$

Donc l'expression de la distance de travail est donnée par :

$$z = \frac{-C^2 \left(z_R^2 + \frac{E^2}{n}\right) - \frac{E}{n}}{C^2 z_R^2 + D^2} \quad (94)$$

En annexe I, nous avons montré les détails pour la détermination de ω_{2x} , ω_{2y} et R_{2x} , R_{2y} à l'aide de la matrice ABCD correspondante à la microlentille semi-ellipsoïdale.

II.6.4.3 Résultats et discussions

Nous avons étudié le couplage laser-SMF via une série de microlentilles semi-ellipsoïdales (M1-M10) avec différents rayons de courbures variant entre 14,73 μm et 49,75 μm selon la direction y (petit axe) et entre 28,29 μm et 57,25 μm selon la direction x (grand axe) ayant différentes épaisseurs comprises dans une plage de 11,04 μm à 30,45 μm .

Notre étude est basée sur le formalisme de la matrice ABCD dans l'approximation paraxiale pour calculer les diamètres du mode théoriques des microlentilles.

Le **Tableau II 4** représente les résultats théoriques des diamètres de mode MFD_s (MFD_x , MFD_y) et des distances de travail (z_x , z_y) des fibres monomodes avec des microlentilles semi-ellipsoïdales avec différents paramètres géométriques et différents rapports d'ellipticité.

Les diamètres de mode MFD_s des microlentilles *M1-M10* correspondant aux paramètres géométriques (diamètres, rayons de courbure et épaisseurs) sont calculés avec la méthode des matrices ABCD. À partir de ce tableau, on remarque que les valeurs des MFD_s sont comprises dans une plage de 6,44 μm - 9,08 μm dans la direction x et dans une plage de 4,24 μm - 8,82 μm dans la direction y , avec des rapports d'ellipticité des diamètres du mode MFD_y/MFD_x dans un intervalle de 0,65 à 0,96.

Chapitre II. Etude théorique et Conception des microlentilles

Tableau II 4. Résultats théoriques des diamètres du mode des microlentilles (M1-M10).

Micro-lentilles	Rayon de courbure ($R_{\mu lens}$) (μm)		Epaisseur (E) (μm)	Diamètres du mode MFD_x ($2\omega_{2x}$) (μm)	Diamètres du mode MFD_y ($2\omega_{2y}$) (μm)	Rapport d'ellipticité des diamètres du mode MFD_y/MFD_x	Distances de travail théoriques	
	$R_{\mu lens x}$	$R_{\mu lens y}$					Z_x (μm)	Z_y (μm)
M1	28,29	18,35	24,84	6,57	5,09	0,77	30,91	27,54
M2	55,81	40,27	14,42	8,85	8,05	0,90	25,98	28,28
M3	39,79	23,45	25,24	7,63	5,92	0,77	31,54	29,86
M4	46,32	30,07	16,83	8,33	7,05	0,84	28,26	29,60
M5	51,52	37,21	11,04	8,8	7,95	0,90	25,30	27,79
M6	43,06	28,24	32,34	7,60	6,32	0,83	33,74	32,31
M7	40,23	22,35	13,62	8,08	6,12	0,75	28,02	28,34
M8	28,73	14,73	30,45	6,44	4,24	0,65	32,05	25,19
M9	57,25	49,75	15,77	8,85	8,54	0,96	26,35	27,41
M10	41,05	33,27	29,20	7,57	6,95	0,91	32,73	32,42

Nous présentons également les distances de travail correspondantes pour chaque microlentille (M1-M10), qui sont comprises dans une plage de 25,19 μm – 33,74 μm pour le grand axe (z_x) et de 25,19 μm – 32,42 μm pour le petit axe (z_y). Les résultats sont présentés dans le même tableau (**Tableau II 4**). D'après les calculs analytiques et les résultats de tableau, il est clair que le rayon de courbure $R_{\mu lens}$ et l'épaisseur E de la microlentille sont des paramètres clés qui affectent les MFD_s et les distances de travail (qui seront étudiées en détails dans les chapitres III et IV). La comparaison de nos résultats théoriques avec les résultats expérimentaux sera représentée et justifiée aussi, pour valider notre modèle théorique qui est sans doute un modèle simple. Dans le chapitre III, les diamètres de mode MFD_s seront tracés et comparés avec les valeurs des MFD_s expérimentales, les résultats seront ainsi discutés.

Dans le chapitre IV les distances de travail obtenues par cette méthode de calcul seront représentées et comparées dans une même courbe avec les valeurs mesurées pour valider les résultats des distances de travail expérimentales. On peut conclure que les diamètres de modes (MFD_s) et les distances de travail obtenues (z_x, z_y) peuvent être améliorés en optimisant le rapport d'ellipticité des diamètres (grand axe D_x et petit axe D_y de la fibre) pendant le processus du polissage et avant le dépôt du PDMS pour une meilleure adaptation des modes entre les microlentilles et le laser. Les caractéristiques du laser du laboratoire **Tableau II 3**, montrent un rapport d'ellipticité des modes =0,78 ($2\omega_x = 2,23 \mu m$, $2\omega_y = 1,75$). Ceci correspond aux rapports d'ellipticité des MFD des trois microlentilles montrées dans le tableau II 4 (M1, M3 et M7) avec un écart de ($\pm 0,01$). Notons qu'une efficacité de couplage optimale nécessite non seulement d'obtenir des rapports d'ellipticité des diamètres de mode de microlentilles elliptiques les plus proches possibles de ceux du laser, mais aussi leurs dimensions.

II.7 Conclusion chapitre II

Dans ce travail, l'analyse du couplage d'une diode laser (DL) via une microlentille semi-ellipsoïdale de différents paramètres opto-géométriques à l'extrémité d'une fibre monomode a été théoriquement décrite et rapportée en étudiant l'approximation gaussienne des modes fondamentaux des fibres monomodes à saut d'indice.

Nous avons adopté une méthode simple celle de la matrice ABCD qui sert à calculer le nouveau waist (waist image) et la distance de travail des fibres monomodes microlentillées dans lesquelles une source laser est injectée. Cette dernière ayant un profil transversal du faisceau elliptique, la formulation nécessite moins de calculs que les autres méthodes (méthode Beam Propagation Méthode (BPM) ou la méthode des éléments finis (FEM [83], [84])). L'étude a été faite pour une longueur d'onde de télécom couramment utilisées $\lambda = 1,55 \mu m$, mais peut-être étendue à d'autres longueurs d'intérêt.

D'après les résultats obtenus, et pour des valeurs des rayons de courbure et des épaisseurs de microlentilles données, des valeurs des MFD_s et des distances de travail sont obtenues.

Donc le modèle théorique proposé a simplifié les calculs, donnant des résultats relativement comparables à ceux trouvés dans la littérature. Ces résultats seront utiles pour la conception des microlentilles semi-ellipsoïdales appropriées à l'extrémité de la SMF, avec le rapport d'ellipticité souhaité adapté à celui des diodes lasers pour l'optique de couplage. Cette méthodologie est indispensable pour dimensionner le diamètre de mode (choix des rayons de mode) d'une part, et déterminer les distances de travail d'autre part.

Elle se veut également être une base de travail pour les concepteurs de système œuvrant dans

le domaine de couplage optique impliquant les microlentilles à l'extrémité des fibres.

Notre étude trouve des atouts dans la mesure où une fois les paramètres des microlentilles optimisés, on peut concevoir des microlentilles avec des paramètres opto-géométriques adaptés aux types des lasers utilisés.

L'optimisation de la distance source-microlentille est très abordable afin de garantir un couplage sans pertes en adaptant les modes entre les composants (SMF-SMF, DL-SMF). Nous pensons que notre étude mérite l'attention immédiate des expérimentateurs.

Annexe A

Les paramètres q des faisceaux gaussiens sont liés par la matrice ABCD comme suit :

$$\frac{1}{q_2} = \frac{Cq_0 + D}{Aq_0 + B} = \frac{(Cjz_R + D)(B - jAz_R)}{(jAz_R + B)(B - jAz_R)} \quad (95)$$

Avec : q_0 et q_2 sont donnés dans les équations (88) et (89):

$$\frac{1}{q_2} = \frac{ACz_R^2 + BD}{A^2z_R^2 + B^2} + j \frac{z_R(BC - AD)}{A^2z_R^2 + B^2} \quad (96)$$

D'après l'Eq (89) en prenant la partie imaginaire, le rayon du faisceau ω_2 transformé est exprimé par :

$$\omega_2^2 = \frac{\lambda}{\pi z_R} \frac{A^2z_R^2 + B^2}{(AD - BC)} \quad (97)$$

En prenant la partie réelle de l'Eq (89) le rayon du front d'onde R_2 à une certaine distance de la microlentille peut être exprimé comme suit :

$$\frac{1}{R_2(z)} = \frac{ACz_R^2 + BD}{A^2z_R^2 + B^2} \quad (99)$$

$$R_2 = \frac{A^2z_R^2 + B^2}{ACz_R^2 + BD} \quad (100)$$

Au niveau du waist, le front d'onde est plan, donc :

$$\frac{1}{R_2(z)} = \frac{ACz_R^2 + BD}{A^2z_R^2 + B^2} = 0 \quad (101)$$

On cherche z la distance de travail telle que :

$$\frac{1}{R_2(z)} = 0 \quad (102)$$

$$\frac{1}{q_2} = -j \frac{\lambda}{\pi \omega_2^2} \quad (103)$$

Donc le waist est :

$$\omega_2 = \left\{ \frac{\lambda}{\pi Z_R} \frac{A^2 z^2 + B^2}{AD - BC} \right\}^{1/2} \quad (104)$$

Le waist ω_2 et le rayon du front d'onde R_2 peuvent être exprimés en fonction de la distance de Rayleigh Z_R Eq (65) par :

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] \quad (105)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{Z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (106)$$

Références

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [2] M. Y. Senior, J. M., & Jamro, *Optical fiber communications: principles and practice*, 3rd ed. Education, Pearson, 2009.
- [3] D. Marcuse, “Principles of Fiber Optics Measurements,” Academic Press, New York, 1981, p. 368.
- [4] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 3rd ed. Oxford: Pergamon, 1964.
- [5] D. Marcuse, *Light transmission optics*, 2nd ed. New York,: Van Nostrand Reinhold, 1982.
- [6] H. Kogelnik and T. Li, “Laser Beams and Resonators,” *Appl. Opt.*, vol. 5, no. 10, pp. 1550–1567, 1966, doi: 10.1109/PROC.1966.51119.
- [7] R. P. Feynman, “The Feynman Lectures on Physics,” Vol 2., Addison-Wesley, 1969.
- [8] G. P. Agrawal, *Fiber-optic Communication Systems*, 4th ed. New York: J. Wiley & Sons, 2012.
- [9] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, 4th ed. New York,: Academic Press, Inc, 1974.
- [10] K. Kawano and T. Kitoh, *Introduction to Optical Waveguide Analysis Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation*, 4th ed., vol. 1. New York: Wiley-Interscience, 2001.
- [11] D. Marcuse, *Principles of optical fiber measurements*. New York: Academic Press, Inc, 1981.
- [12] K. C. Kao, G. A. Hockham, and I. E. E. Synopsis, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies ω for H_{0m} modes $u_{2K0}(\omega)$,” *Proc. Iee*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [13] A. Werts, “Propagation of coherent light in optical fibers(Electromagnetic theory of wave propagation modes in dielectric cylinders applied to coherent light transmission in optical fibers),” *L'onde électrique*, vol. 46, pp. 967–980, 1966.
- [14] M. Zaboub, “Etude d'un micro-collimateur a fibre optique et microlentille en polymere,” Thèse de doctorat. Université de Sétif 1, 2017.
- [15] D. Marcuse, “Microbending Losses of Single-Mode, Step-Index and Multimode, Parabolic-Index Fibers,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 55, no. 7, pp. 937–955, 1976.
- [16] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56,

- no. 5, pp. 703–718, 1977.
- [17] C. W. Yeh, “Optical Waveguide Theory,” *IEEE Trans. circuits Syst.*, vol. CAS-26, no. 12, pp. 1011–1019, 1979, doi: 10.1109/tcs.1979.1084602.
- [18] C. Pask and R. A. Sammut, “Developments in the theory of fibre optics,” *Proc. IREE Aust.*, vol. 40, no. 3, pp. 89–101, 1979.
- [19] W.A.Gambling, A.H.Hartog, and C.M.Ragdale, “Optical fibre transmission lines,” *Radio Electron. Eng.*, vol. 51, no. 7, pp. 313–325, 1981, doi: 10.1049/ree.1981.0048.
- [20] H. G. Unger, *Planar optical waveguides and fibres*. Oxford: Clarendon Press, 1977.
- [21] M J Adams, *An introduction to optical waveguides*. New York: John Wiley & Sons, 1981.
- [22] Y. Suematsu, K. Iga, and W. A. Gambling, *Introduction to optical fiber communications*. New York: Wiley, 1982.
- [23] T. Okoshi, *Optical Fibers*. New York: Academic Press, 1982.
- [24] D. Marcuse, “Gaussian Approximation of the Fundamental Modes of Graded-Index Fibers,” *J Opt Soc Am*, vol. 68, no. 1, pp. 103–109, 1978, doi: 10.1364/JOSA.68.000103.
- [25] D. Gloge, “Weakly Guiding Fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 10, no. 10, pp. 2252–2258, 1971, doi: 10.1364/ao.10.002252.
- [26] E. G. Neumann, *Single-Mode Fibers: Fundamentals*, 1 st editi. New york: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988.
- [27] A. W. Snyder, “Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, vol. 17, no. 2, pp. 1130–1138, 1969, doi: 10.1109/TMTT.1969.1127112.
- [28] D. Gloge, “Optical Power Flow in Multimode Fibers,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 51, no. 8, pp. 1767–1783, 1972, doi: 10.1002/j.1538-7305.1972.tb02682.x.
- [29] R. Olshansky, “Propagation in glass optical waveguides,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 51, no. 2, pp. 341–367, 1979, doi: 10.1103/RevModPhys.51.341.
- [30] G. D. Boyd J. P. Gordon, “Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers,” *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 40, no. (2), pp. 489–508, 1961, doi: <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1961.tb01626.x>.
- [31] G. Goubau F. Schwering, “On the guided propagation of electromagnetic wave beams,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol. 9, no. 3, pp. 248–256, 1961, doi: <https://doi.org/10.1109/TAP.1961.1144999>.
- [32] E. L. O’Neill, *Itroduction to Statistical Optics*. Addison-Wesley, 1963.

- [33] W. Brower, *Matrix Methods in Optical Instrument Design*. New York: W. A. Benjamin, INC, 1964.
- [34] J. R. Pierce, “Modes in sequences of lenses,” *Proc. Nat’l Acad. Sci*, vol. 47, no. 1, pp. 1808–1813, 1961.
- [35] G. Goubau, *Optical relations for coherent wave beams*, vol. 2. New York: Macmillan, 1963.
- [36] H. Kogelnik, “Imaging of Optical Modes — Resonators with Internal Lenses,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 44, no. 3, pp. 455–494, 1965, doi: 10.1002/j.1538-7305.1965.tb01672.x.
- [37] H. Kogelnik, “On the Propagation of Gaussian Beams of Light Through Lenslike Media Including those with a Loss or Gain Variation,” *Appl. Opt.*, vol. 4, no. 12, pp. 1562–1569, 1965, doi: 10.1364/ao.4.001562.
- [38] A. E. Siegman, *Lasers*. Sausalito, California: University science books, 1986.
- [39] D. M. Nguyen, “Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires,” Thèse de doctorat. Université Rennes 1, France, 2011.
- [40] M. Artiglia, G. Coppa, P. Di Vita, M. Potenza, and A. Sharma, “Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1139–1152, 1989, doi: 10.1109/50.32374.
- [41] R. Simon, N. Mukunda, and E. C. G. Sudarshan, “Partially coherent beams and a generalized ABCD-law,” *Opt. Commun.*, vol. 65, no. 5, pp. 322–328, 1988, doi: 10.1016/0030-4018(88)90095-8.
- [42] M. A. Porras, J. Alda, and E. Bernabeu, “Complex beam parameter and ABCD law for non-Gaussian and nonspherical light beams,” *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 30, pp. 6389–6402, 1992, doi: 10.1364/ao.31.006389.
- [43] A. Yariv and J. P. Gordon, “The Laser,” *Proc. IEEE*, vol. 51, no. 1, pp. 4–29, 1963, doi: <https://doi.org/10.1109/PROC.1963.1654>.
- [44] H. Kogelnik, in *Advances in Lasers*. New York, 1965.
- [45] R. Kishimoto and M. Koyama, “Coupling Characteristics Between Single-Mode Fiber and Square Law Medium,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, no. 6, pp. 882–893, 1982, doi: 10.1109/TMTT.1982.1131164.
- [46] W. L. Emkey and C. A. Jack, “Analysis and Evaluation of Graded-Index Fiber-Lenses,” *J. Light. Technol.*, vol. 5, no. 9, pp. 1156–1164, 1987, doi: 10.1109/JLT.1987.1075651.
- [47] G. A. Deschamps and P. E. Mast, “Beam Tracing and Applications,” *Quasi-Optics*,

- vol. 14, pp. 379–395, 1964.
- [48] A. Yariv, *Optical electronics*, 4th editio. Institue ofTechnology. California: Saunders College Publishing, 1991.
- [49] C. A. Edwards, H. M. Presby, and C. Dragone, “Ideal Microlenses for Laser to Fiber Coupling,” *J. Light. Technol.*, vol. 11, no. 2, pp. 252–257, 1993, doi: 10.1109/50.212535.
- [50] C. A. E. H. M. Presby, “Near 100% efficient fibre microlenses,” *Electron. Lett*, vol. 28, no. 6, pp. 582–584, 1992, doi: DOI: 10.1049/el:19920367.
- [51] J. John, T. S. M. Maclean, H. Ghafouri-Shiraz, and J. Niblett, “Matching of single-mode fibre to laser diode by microlenses at 1.5 μm wavelength,” *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 141, no. 3, pp. 178–184, 1994, doi: 10.1049/ip-opt:19941052.
- [52] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, and S. N. Sarkar, “Coupling of a laser diode to monomode elliptic core fiber via upside down tapered microlens on the fiber tip: Estimation of coupling efficiency with consideration for possible misalignments by ABCD matrix formalism,” *Optik (Stuttg)*, vol. 121, no. 2, pp. 142–150, 2010, doi: 10.1016/j.ijleo.2008.06.001.
- [53] H. M. Presby and C. A. Edwards, “Efficient Coupling of Polarization-Maintaining Fiber to Laser Diodes,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, no. 8, pp. 897–899, 1992, doi: 10.1109/68.149901.
- [54] L. Yuan and A. Qui, “Analysis of a single-mode fiber with taper lens end,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, no. 6, pp. 950–952, 1992, doi: 10.1364/josaa.9.000950.
- [55] L. B. Yuan and R. L. Shou, “Formation and power distribution properties of an upside down taper lens at the end of an optical fiber,” *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 23, no. 1–3, pp. 1158–1161, 1990, doi: 10.1016/0924-4247(90)87108-U.
- [56] S. Gangopadhyay and S. N. Sarkar, “Laser diode to single-mode fibre excitation via hyperbolic lens on the fibre tip: Formulation of ABCD matrix and efficiency computation,” *Opt. Commun.*, vol. 132, no. 1–2, pp. 55–60, 1996, doi: 10.1016/0030-4018(96)00328-8.
- [57] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, and S. N. Sarkar, “Misalignment considerations in a laser diode to monomode elliptic core fiber coupling via a hyperbolic microlens on the fiber tip: efficiency computation by the ABCD matrix,” *Opt. Eng.*, vol. 46, no. 9, pp. 095008(1–5), 2007, doi: 10.1117/1.2779328.
- [58] M. C. Kundu and S. Gangopadhyay, “Laser diode to monomode elliptic core fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip: Efficiency computation by ABCD

- matrix with consideration for allowable aperture,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 117, no. 12, pp. 586–590, 2006, doi: 10.1016/j.ijleo.2005.10.017.
- [59] P. Patra, S. Gangopadhyay, and K. Goswami, “Mismatch considerations in laser diode to monomode fiber excitation via a hemispherical lens on the elliptical core fiber tip,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 119, no. 12, pp. 596–600, 2008, doi: 10.1016/j.ijleo.2007.04.002.
- [60] S. Mukhopadhyay, “Laser Diode to Elliptic-Core Step Index Single Mode Fiber Excitation via Parabolic Microlens on the Fiber Tip : Prediction of Coupling Efficiency by ABCD Matrix Formalism,” *J. Phys. Sci*, vol. 20, pp. 159–171, 2015.
- [61] S. Mukhopadhyay and S. N. Sarkar, “Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via hyperbolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments,” *Opt. Eng.*, vol. 50, no. 4, pp. 045004(1–9), 2011, doi: 10.1117/1.3570316.
- [62] A. Bose, S. Gangopadhyay, and S. C. Saha, “Laser diode to single mode circular core graded index fiber excitation via hemispherical microlens on the fiber tip: Identification of suitable refractive index profile for maximum efficiency with consideration for allowable aperture,” *J. Opt. Commun.*, vol. 33, no. 1, pp. 15–19, 2012, doi: 10.1515/JOC.2011.056.
- [63] S. Mukhopadhyay, “Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via parabolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments,” *J. Opt.*, vol. 45, no. 4, pp. 312–323, 2016, doi: 10.1007/s12596-016-0311-z.
- [64] S. Mukhopadhyay, “Laser diode to circular core graded index single mode fiber excitation via upside down tapered microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile,” *J. Phys. Sci*, vol. 20, pp. 173–187, 2015.
- [65] J. Huang and H. J. Yang, “ABCD matrix model of quadric interface-lensed fiber and its application in coupling efficiency calculation,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 121, no. 6, pp. 531–534, 2010, doi: 10.1016/j.ijleo.2008.09.001.
- [66] A. Keshavarz and M. Kazempour, “Numerical Calculation of Coupling Efficiency for an Elegant Hermite-Cosh-Gaussian Beams,” *Int. J. Opt. Photonics*, vol. 6, no. 2, pp. 75–81, 2012.
- [67] H. Liu, L. Liu, R. Xu, and Z. Luan, “ABCD matrix for reflection and refraction of Gaussian beams at the surface of a parabola of revolution,” *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 23, pp. 4809–4813, 2005, doi: 10.1364/AO.44.004809.
- [68] S. Mukhopadhyay, “Coupling of a laser diode to a quadric interface lensed monomode

- elliptic-core step index fiber: efficiency computation with the ABCD matrix,” *J. Opt.*, vol. 45, no. 2, pp. 167–174, 2016, doi: 10.1007/s12596-015-0291-4.
- [69] G. A. Massey and A. E. Siegman, “Reflection and Refraction of Gaussian Light Beams at Tilted Ellipsoidal Surfaces,” *Appl. Opt.*, vol. 8, no. 5, pp. 975–978, 1969, doi: 10.1364/ao.8.000975.
- [70] S. Gangopadhyay and S. Sarkar, “ABCD matrix for reflection and refraction of Gaussian light beams at surfaces of hyperboloid of revolution and efficiency computation for laser diode to single-mode fiber coupling by way of a hyperbolic lens on the fiber tip,” *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 33, pp. 8582–8586, 1997, doi: 10.1364/ao.36.008582.
- [71] S. Gangopadhyay and S. N. Sarkar, “Misalignment considerations in laser diode to single-mode fiber Excitation via Hemispherical Lens on the fiber Tip,” *J. Opt. Commun.*, vol. 19, no. 6, pp. 217–221, 1998, doi: doi.org/10.1515/JOC.1998.19.6.217.
- [72] H. Liu, “The approximate ABCD matrix for a parabolic lens of revolution and its application in calculating the coupling efficiency,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 119, no. 14, pp. 666–670, 2008, doi: 10.1016/j.ijleo.2007.01.014.
- [73] S. K. Mondal, S. Gangopadhyay, and S. Sarkar, “Analysis of an upside-down taper lens end from a single-mode step-index fiber,” *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 6, pp. 1006–1009, 1998, doi: 10.1364/ao.37.001006.
- [74] S. K. Mondal and S. Sarkar, “Coupling of a laser diode to single-mode fiber with an upside-down tapered lens end,” *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 30, pp. 6272–6277, 1999, doi: 10.1364/ao.38.006272.
- [75] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, and S. N. Sarkar, “Coupling of a laser diode to a monomode elliptic-core fiber via a hyperbolic microlens on the fiber tip: efficiency computation with the ABCD matrix,” *Opt. Eng.*, vol. 46, no. 2, pp. 025008(1–5), 2007, doi: 10.1117/1.2538140.
- [76] S. Gangopadhyay and S. N. Sarkar, “Misalignment considerations in laser diode to single-mode fibre excitation via hyperbolic lens on the fibre tip,” *Opt. Commun.*, vol. 146, no. 1–6, pp. 104–108, 1998, doi: doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00487-2.
- [77] S. Gangopadhyay and S. N. Sarkar, “Laser diode to single-mode fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip: efficiency computation by ABCD matrix with consideration for allowable aperture,” *J. Opt. Commun.*, vol. 19, no. 2, pp. 42–44, 1998, doi: doi.org/10.1515/JOC.1998.19.2.42.
- [78] S. Sarkar, K. Thyagarajan, and A. Kumar, “Gaussian approximation of the fundamental

- mode in single mode elliptic core fibers,” *Opt. Commun.*, vol. 49, no. 3, pp. 178–183, 1984, doi: 10.1016/0030-4018(84)90259-1.
- [79] S. N. Sarkar, B. P. Pal, and K. Thyagarajan, “Lens Coupling of Laser Diodes to Monomode Elliptic Core Fibers,” *J. Opt. Commun.*, vol. 7, no. 3, pp. 92–96, 1986, doi: 10.1515/JOC.1986.7.3.92.
- [80] A. K. Ghatak and K. Thyagarajan, “Optical Electronics, Ch. 13.” Cambridge University Press United Kingdom, Cambridge, pp. 411–415, 1998.
- [81] V. N. M. M. Bass, “In Geometrical and physical optics, polarized light, components and instruments,” Vol 1, 3rd., H. of Optics, Ed. NewYork, 2010.
- [82] H. Kogelnik, “Coupling and conversion coefficients for optical modes,” in *Microwave Research Institute Symposia Series*, 1964, vol. 14, pp. 333–347.
- [83] L. C. Volakis, J. L., Chatterjee, A., and Kempel, *Finite Element Method Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits, and Scattering Applications*, John Wiley. 1998.
- [84] and M. F. M. Mansuripur, E.M.Wright, “The beam propagation method,” *Class. Opt. its Appl.*, vol. 11, no. 7, pp. 42–48, 2000, doi: 10.1364/OPN.11.7.000042035.

Chapitre III

III.1 Introduction

L'évolution et le développement dans le domaine de la connectique de la fibre optique, en particulier l'utilisation des éléments à l'extrémité des fibres optiques, est une approche courante essentielle pour améliorer l'efficacité du couplage entre les dispositifs optoélectroniques, et en particulier entre les diodes laser et les fibres optiques. Les micro-collimateurs concernent une catégorie des composants optiques qui tient son importance tant dans les applications de communications optiques que dans les applications de mesure et détection en qualité de capteurs optiques. La difficulté est de former des microlentilles avec des rapports d'ellipticité des diamètres de section transverse et des rayons de courbures donnant des rapports de diamètres de mode (*MFDs*) correspondant à l'ellipticité des champs des modes des diodes lasers. Il est donc nécessaire d'intégrer des microlentilles à l'extrémité des fibres. Des études sont toujours en cours pour optimiser les procédés de fabrication, le temps et le coût, ainsi que pour améliorer l'efficacité de couplage optique liée aux paramètres tels que le waist et la distance de travail [1]–[4].

Cependant, par rapport aux techniques de recherche précédentes sur la fabrication de microlentilles asymétriques utilisant des procédés à plusieurs étapes avec une fabrication souvent complexe, la nouveauté du type de micro-collimateur développé dans ce travail consiste en la possibilité de fabriquer des microlentilles semi-ellipsoïdales ayant des paramètres opto-géométriques contrôlés avec un procédé simple, automatique, reproductible et peu coûteux. Plusieurs microlentilles de différents rapports d'ellipticité sont réalisées dans le but d'étudier l'influence de ces paramètres sur les diamètres de mode des microlentilles.

Pour ce faire, nous proposons de réaliser, de caractériser et d'optimiser des microlentilles semi-ellipsoïdales après modification des extrémités de fibres optiques par micro-usinage mécanique.

Le travail expérimental se décline comme suit :

- Modification de l'extrémité de la fibre pour passer d'une section (géométrie) transverse circulaire à une section elliptique par polissage mécanique.
- Dépôt de polymère polydiméthylsiloxane (PDMS) pour former la microlentille en bout de fibre.
- Mesures des paramètres géométriques.

- Mesure de décalage (décentrement) de la position du cœur de la fibre par rapport au centre du grand et petit axe des fibres micro-usinées.
- Mesure de l'offset entre le cœur de la fibre et le sommet de la microlentille.

La méthode proposée utilise une technique de micro-usinage mécanique contrôlée suivie d'une étape d'injection d'une quantité de polydiméthylsiloxane (PDMS), qui aboutit à la fin à un semi ellipsoïde dû aux tensions de surface.

Dans ce chapitre, le principe et le procédé de fabrication de la microlentille semi-ellipsoïdale sont d'abord présentés. Deuxièmement, le décalage du cœur de la fibre par rapport à ses deux axes ainsi que le décalage entre le sommet de la microlentille et le centre du cœur de la fibre sont mesurés.

Nous donnons par la suite les résultats des mesures géométriques obtenus par microscopie optique, dont les rayons de courbure, les diamètres et les épaisseurs des microlentilles. Le principe et le dispositif expérimental relatifs à ces techniques de mesure sont décrits.

III.2 Principe des microlentilles semi-ellipsoïdales

Le concept de la microlentille semi-ellipsoïdale sera identifié et montré dans cette partie. L'efficacité de couplage est un paramètre d'évaluation de la qualité du transfert optique inter-composants. Elle est définie par le résultat de l'intégrale de recouvrement de la distribution complexe du champ transversal de la diode laser après la propagation à travers la microlentille, et de la distribution du champ transversal du mode fondamental de la SMF au niveau du plan d'entrée de la fibre [5] (voir chapitre IV).

Cette efficacité est optimale lorsque les diamètres de mode de la microlentille sont adaptés aux diamètres de champ de mode du laser, ou d'autres composants à coupler. Ainsi, le spot elliptique émis par la diode laser se convertit en spot circulaire, par l'adjonction d'une microlentille semi-ellipsoïdale ayant deux rayons de courbure R_x , et R_y et deux diamètres D_x et D_y dans les deux plans perpendiculaires (xoz) et ($yo z$) représentés dans la **Figure III 1**. Le faisceau émergent de la microlentille arrive à l'entrée de la fibre monomode (SMF) en suivant les trajets optiques comme l'illustre la **Figure III 2**. On peut dire que l'anisotropie des fronts d'onde initiale (sortie laser) se trouve compensée. Ainsi, plus les distributions sont proches, meilleure est l'efficacité du couplage.

Dû à l'effet de diffraction en sortie de leur guide rectangulaire, les diodes laser ont un faisceau de sortie de section elliptique, alors que le mode de la SMF est circulaire. Etant donné que le

rapport d'ellipticité est défini par le rapport entre les rayons de mode ω_y/ω_x des diodes laser le long des axes x et y , il constitue donc le paramètre clé à optimiser afin de corriger l'ellipticité du faisceau, et améliorer par la suite l'efficacité de couplage entre la diode laser (LD) et la SMF.

L'originalité de ce procédé de fabrication est de former des microlentilles semi-ellipsoïdales de différents rayons de courbures (R_y / R_x) dans les directions transversales x et y à l'extrémité d'entrée de la SMF. Cela est rendu possible en contrôlant le rapport d'ellipticité des diamètres (D_y/D_x) de la section transversale de la SMF pendant le processus de polissage et avant d'ajouter la gouttelette de polymère à son extrémité, comme illustré sur la **Figure III 1**, ci-dessous.

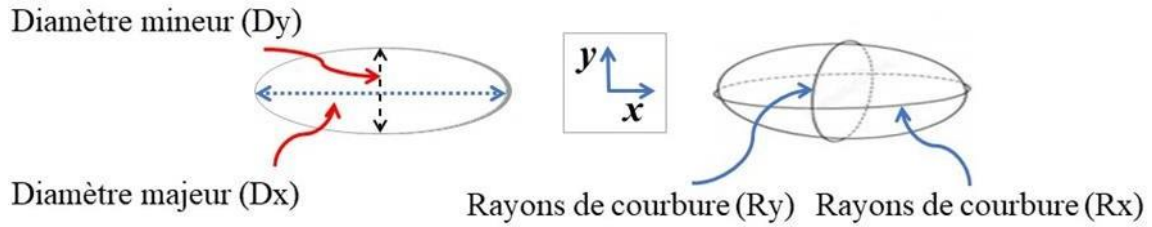


Figure III 1. Définition des paramètres de la microlentille semi-ellipsoïdale. Diamètres D_x et D_y de la section transversale de la fibre monomode et, R_x et R_y les rayons de courbure de la microlentille déposée.

Le rapport entre le petit axe (D_y) et le grand axe (D_x) ainsi que le rapport entre les rayons de courbure (R_y) et (R_x) de la microlentille semi-ellipsoïdale sont conçus pour correspondre au rapport d'ellipticité des waists ω_y/ω_x de la diode laser comme on peut le voir dans le schéma de couplage illustré sur la **Figure III 2**. Notons que nous travaillons dans l'approximation des faisceaux gaussiens.

Le rapport d'ellipticité des diamètres de la microlentille ellipsoïdale est donné par l'Eq (1) :

$$P = \frac{D_y}{D_x} \quad (1)$$

Plus les diamètres de champ de mode transformé du LD sont proches des MFDs de la SMF, plus l'efficacité de couplage est élevée.

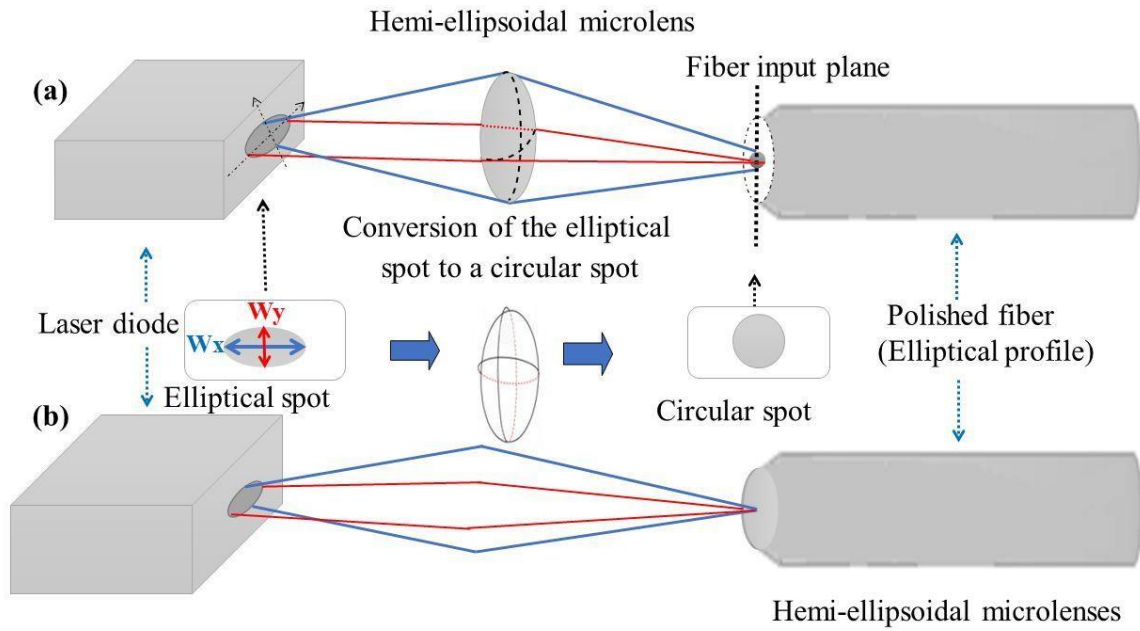


Figure III 2. Schéma de principe du couplage entre une diode laser et une SMF à travers la microlentille, (a) : avant l'assemblage microlentille-fibre, et (b) : après l'assemblage.

III.3 Fabrication des microlentilles semi-ellipsoïdales

Les microlentilles semi-ellipsoïdales sont fabriquées par l'équipe du laboratoire d'optique appliquée, à l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision Université Ferhat Abbès à Sétif et caractérisées au laboratoire de l'équipe Systèmes Photoniques de l'Institut Foton, Université de Rennes. Notons que cette étude sur les microlentilles s'inscrit dans la continuité de plusieurs travaux réalisés au laboratoire LOA dans ce domaine, en particulier dans les travaux de Guessoum Assia (2011) [6], [7], Zaaboub Moncef (2016) [8], [9], Bouaziz Djamila (2021) [10] et le travail de Bouhafs Zaied (2022) [11] sur l'insertion des microlentilles asymétriques de profil parabolique à l'extrémité des SMF.

Dans notre cas, la technique de fabrication préconisée consiste à cliver la fibre droite et exécuter un polissage non uniforme sur la paroi externe de la fibre au voisinage de l'extrémité. En d'autres termes, réduire différemment le diamètre de la fibre dans deux directions orthogonales.

L'objectif du polissage elliptique est de donner une forme elliptique à la section de sorte que l'ajout du polymère épouse la forme elliptique de la base. En faveur des tensions de surface, le polymère déposé prend la même forme semi-ellipsoïdale. Le profil transversal elliptique est

équivalent à 2 demi-cylindres croisés correspondant au grand et au petit axe de la microlentille semi-ellipsoïdale.

Le polissage n'étant pas exécuté parallèlement à la génératrice de la fibre mais sous un faible angle, l'extrémité se trouve légèrement effilée.

Par conséquent, les deux opérations cumulées permettent de contrôler, à la fois, le degré d'ellipticité et la dimension de la section. Ce qui nous offre, une large gamme quant-au choix des caractéristiques optimales désirées.

Le procédé de fabrication est exécuté en trois étapes, de la manière suivante :

- Préparation des fibres.
- Polissage
- Dépôt du PDMS.

III.3.1 Préparation des fibres

Les fibres utilisées dans ce travail sont des fibres SMF standards ($9 \times 125 \mu\text{m}$), monomodes aux longueurs d'onde de télécommunication en bande C et O autour de $1,55 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$. Elles sont caractérisées par un diamètre du cœur de $9 \mu\text{m}$ et un diamètre de gaine de $125 \mu\text{m}$.

Les extrémités de la fibre sont préparées avant le micro-usinage mécanique : cela consiste à procéder au dégainage en enlevant la gaine en plastique, du revêtement de protection, sur une longueur de quelques mm ($\approx 5 \text{ mm}$) à l'aide d'une pince à dénuder (**Figure III 3 (a)**), puis à cliver la fibre avec une cliveuse (**Figure III 3 (b)**) et à l'immerger dans du toluène pendant 2min, pour que la fibre (dégraissée) à polir soit dans les bonnes conditions.

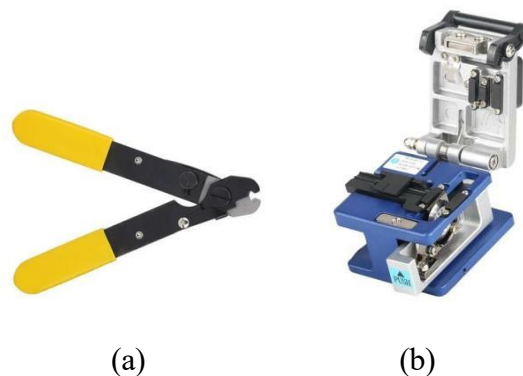


Figure III 3. Outils de préparation des fibres ((a) pince à dénuder, (b) cliveuse)).

III.3.2 Processus de polissage

La méthode proposée utilise un montage de micro-usinage mécanique contrôlée, basée sur la variation de la vitesse de rotation de la fibre autour de son axe. Le schéma de principe est illustré sur la **Figure III 4**.

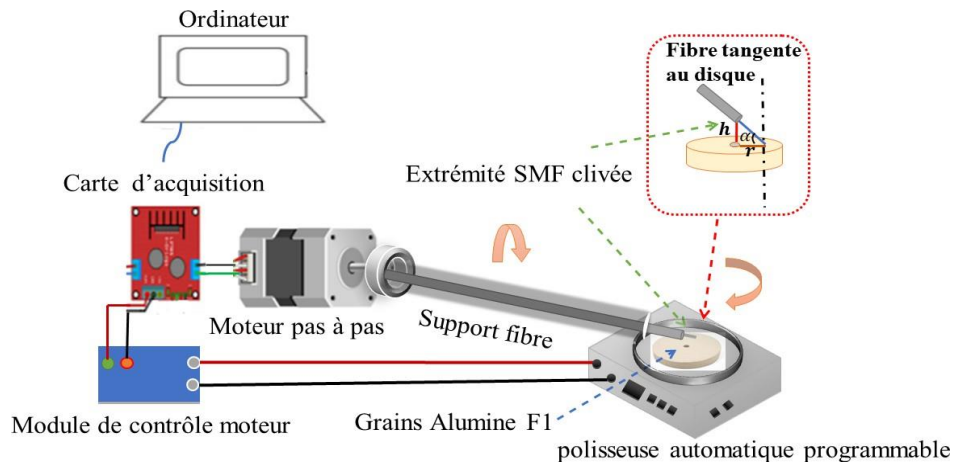


Figure III 4. Montage de polissage pour la transformation des extrémités des fibres cylindriques en un profil (section) elliptique.

En effet, la fibre est introduite dans une canule métallique, solidaire d'un goniomètre, en guise de guide mécanique servant à fixer l'angle d'attaque. Après le choix de ce dernier, l'extrémité de la fibre est mise en contact avec le disque de polissage à l'aide d'un translateur micrométrique. De l'autre côté de la canule, la fibre est fixée dans un support solidaire d'un moteur pas-à-pas tournant dont la vitesse est contrôlée par une carte d'acquisition programmable.

III.3.2.1 Paramètres du polissage

III.3.2.1.1 Vitesse de polissage

C'est la vitesse de rotation de la fibre autour de son axe. Elle est variable sur 1 tour suivant les deux directions x et y , (ϖ_x, ϖ_y) mais égales aux antipodes (symétrie par rapport à l'axe de la fibre). La valeur de la vitesse exprimée en « Temps de transit » détermine le rapport d'ellipticité : plus la vitesse est faible, plus l'enlèvement de matière est important et vice versa.

III.3.2.1.2 Pression de contact

Afin de pouvoir abraser la fibre, il est nécessaire de mettre en contact la fibre avec le disque de polissage tout en exerçant une pression dans la limite de l'élasticité de la fibre. La pression

de sécurité est estimée indirectement par le degré de flexion de la fibre, sous contrôle, en temps réel, à l'aide du système d'acquisition d'image, via un objectif de microscope à longue distance focale **Figure III 5**, ci-dessous :

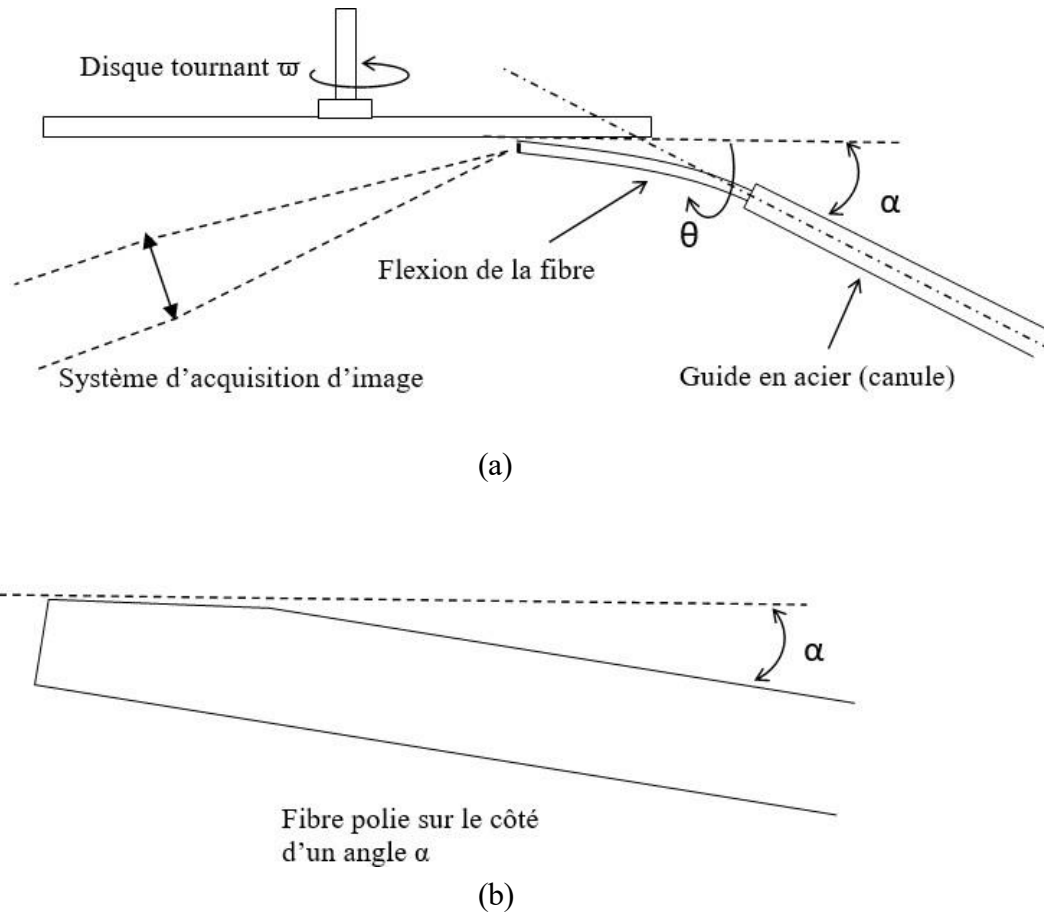


Figure III 5. Pression de contact de la fibre avec le disque de polissage. (a) Vue de dessus de l'ensemble : disque de polissage rotatoire, guide en acier (canule) de la fibre système vidéo de contrôle. En (b) est représentée, l'angle de polissage et l'état de la fibre polie.

III.3.2.1.3 Temps de polissage

C'est le temps de rotation de la fibre autour de son axe; il varie alternativement d'un axe à l'autre T_x , T_y . En effet, la commande de la vitesse de rotation est traduite par le temps de passage sur le disque. Plus que le temps est court plus que la vitesse de rotation est grande, au contraire si le temps est long elle est faible.

Notons, que le temps de passage varie progressivement d'un temps minimal (vitesse max) à un temps maximal (vitesse min), respectivement, aux extrémités des directions ox et oy .

III.3.2.1.4 Description expérimentale de la technique

Le dispositif expérimental représenté dans la **Figure III 4** décrit la combinaison de deux systèmes complémentaires, l'un dédié au polissage et l'autre au maintien des fibres sur leur support de rotation.

Le polissage est effectué sur une polisseuse automatique programmable permettant l'utilisation des disques à grains abrasifs intégrés ou des disques supportant des grains abrasifs d'Alumine de fraction, interchangeable, allant de 300 nm à 1000 nm. Le temps d'exécution et la qualité de l'état de surface nous a permis de nous fixer sur la taille du grain optimale adoptée, prise dans notre cas de 1000 nm.

La fibre est insérée et guidée dans une canule en acier placée dans l'axe de rotation du moteur tournant d'angle θ . Le diamètre interne du guide ($\sim 300 \mu\text{m}$) est légèrement supérieur à celui de la gaine de protection, ce qui la laisse tourner sans friction (forte). Au cours de l'usinage, la fibre est inclinée d'un angle de $\alpha \sim 2^\circ$ par rapport à la surface plane du disque de polissage.

L'angle d'inclinaison de la fibre est donné par l'Eq (2):

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{h}{r} \quad (2)$$

Où « α » est l'angle de polissage entre l'axe de la fibre et le disque de polissage, « r » la distance entre le centre de rotation du disque de polissage et l'extrémité de la fibre et « h » la hauteur de la fibre par rapport au centre de rotation du disque de polissage (voir **Figure III 4**).

A noter qu'une partie libre de la fibre dépasse l'extrémité de la canule de 7 à 10 mm. A l'aide d'une table de translation micrométrique, supportant le moteur, la fibre est rapprochée du disque. Au contact, le bout de la fibre subit une contrainte de flexion et se tord sans rupture, vu sa flexibilité (souplesse). Ce processus est examiné et suivi en temps réel par vidéo.

La fibre est solidaire d'un moteur pas à pas A4989 de type 17PS.M3.6° Hybride, muni d'un micro-réducteur de vitesse (incrémentation de faible angle θ), dont la vitesse de rotation axiale est commandée par une carte d'acquisition DAC multifonction NI, USB-6001. Celle-ci commande également la vitesse de rotation du disque de polissage par un module spécifique, (**Figure III 4**). Cette vitesse de rotation est maintenue constante tout au long du processus.

Quant à la fibre, logée dans la canule de guidage, au cours de sa rotation, elle est rapprochée du disque tournant à l'aide d'un système de micro-déplacement de translation. Notons que le disque de polissage baigne dans une solution chargée de grain de polissage (fraction de 1000

nm). Une caméra d'acquisition d'image (CCD) est disposée en regard de la surface de l'extrémité de la fibre, non représenté sur le montage expérimental de la **Figure III 4**. Au contact disque-fibre, l'arrachement de matière est entamé. Comme le moteur est programmé pour tourner (mouvement de révolution), entraînant la fibre à des vitesses de rotation différentes ϖ_x et ϖ_y alternées par rapport aux 4 points (A, B, C et D) diamétralement opposés, c.à.d. une succession de régime accéléré/ralenti, la réduction du diamètre de la fibre est anisotrope selon deux directions orthogonales, **Figure III 6** ci-dessous.

Après polissage, les points extrêmes A, B, C et D deviennent les pôles de l'ellipse A', B', C' et D'. Les zones intermédiaires correspondent aux domaines de variation graduelle des vitesses de rotation.

Comme, nous l'avons précédemment énoncé, la programmation de la carte de commande se fait en « temps ». Au point A et C le temps de passage est le plus lent et diminue graduellement jusqu'au minimum en B et D. Cette variation est calculée comme une fonction elliptique du temps en fonction de l'angle de rotation θ , tel que :

$$t(\theta) = \pm b \sqrt{1 - \frac{\theta^2}{a^2}} \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi \quad (0 \leq \theta \leq 360^\circ) \quad (3)$$

Où b et a sont respectivement le petit et le grand axe de l'ellipse, avec :

$$a = \bar{A}\bar{C} \rightarrow a = D_y \quad \text{et} \quad b = \bar{B}\bar{D} \rightarrow b = D_x \quad (4)$$

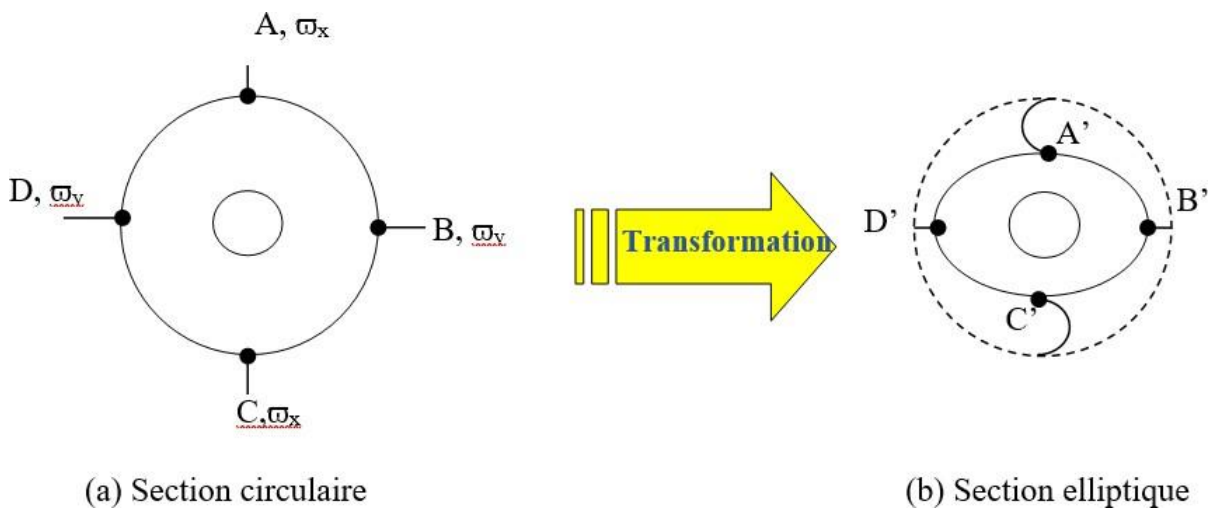


Figure III 6. Transformation de la section circulaire (a) en une section elliptique (b).

Ainsi, les rapports d'ellipticité sont déterminés, dans chacun des cas par les rapports des diamètres (D_y/D_x) après polissage, et par suite les rayons de courbure des microlentilles souhaités (R_x, R_y) après dépôt du polymère.

III.3.2.1 Reproductibilité de la méthode

Pour plusieurs expériences identiques, et en répétant le même processus de polissage dans les mêmes conditions, c'est-à-dire en prenant les mêmes temps (T_x, T_y) et par conséquent les mêmes vitesses (ω_x, ω_y) de polissage dans le programme qui contrôle la carte acquisition, on peut obtenir les mêmes rapports d'ellipticité des diamètres (D_y/D_x) pour chaque essai, dans la limite des tolérances de fabrication.

Nous n'avons pas fait d'étude complète sur la reproductibilité mais nous avons déjà fait les tests au sein de notre laboratoire (LOP). Dans tous les tests effectués, la méthode était reproductible par exemple : pour 2 fibres polies dans les mêmes conditions, on obtient les mêmes rapports d'ellipticité avec une précision de $\pm 0,05 \mu\text{m}$ comme le montre le **Tableau III 1**.

Dans notre travail, la précision des rapports d'ellipticité des diamètres (D_y/D_x) dans une plage de 0,6 à 0,9 est comprise entre ± 0 et $\pm 0,05$.

Tableau III 1. Reproductibilité de la méthode : exemples des fibres.

Fibres Diamètres	Fibres 1	Fibre 2
Dx (μm)	98,61	99,2
Dy (μm)	71,33	71,8
Dy/Dx	0,72	0,72

Remarque : Sur un grand nombre de tours de polissage, une dérive peut être constatée. Il est donc recommandé de réaliser la transformation en un nombre réduit de passage. Ceci a été rendu possible avec l'utilisation d'un réducteur de vitesse (réducteur d'angle de rotation).

Plusieurs échantillons ont été préparés selon la même procédure avec différents rapports d'ellipticité.

La **Figure III 7** représente une série d'images de la section transversale asymétrique des extrémités des fibres après polissage : **Figure III 7(a)** microlentille M2, **Figure III 7(b)** microlentille M9, **Figure 7(c)** M5 microlentille, **Figure 7(d)** M1, **Figure 7(e)** microlentille M4 et **Figure III 7(f)** microlentille M6. Les différentes largeurs D_x et D_y du grand et du petit axe

(axe majeur et mineur) donnant les rapports d'ellipticité Dy/Dx sont représentées dans le **Tableau III 4 ci-dessous**, obtenues par un microscope optique.

Les fibres sont de même nature SMF 9/125 μ m de mêmes caractéristiques opto-géométriques enrobées de gaines de repérage de couleurs différentes, la coloration apparente en vue est relative à la gaine en plastique de chacune lors de l'éclairage pour la visualisation de la coupe transversale.

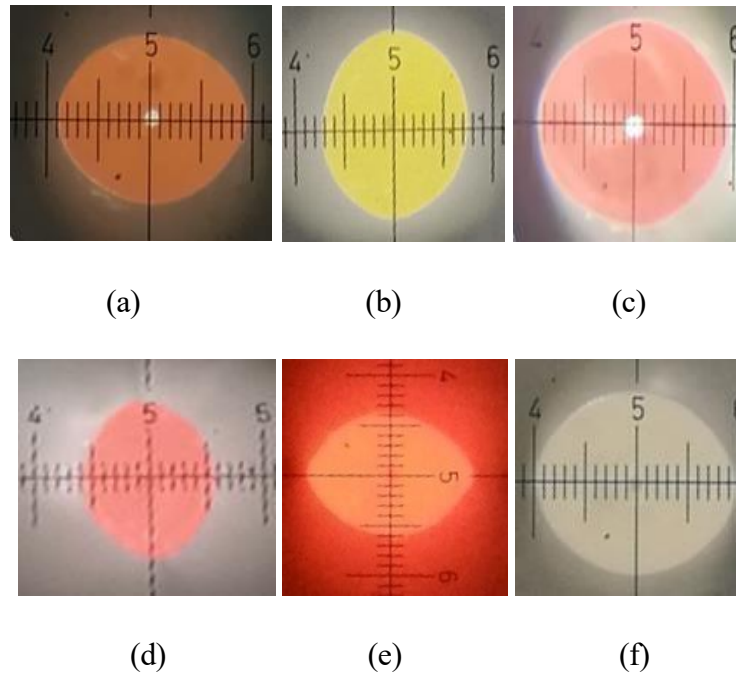


Figure III 7. Prise de vue transversale au microscope optique des extrémités des fibres à profil elliptique obtenues par polissage : figure 5(a) M2, figure 5(b) M9, figure 5(c) M5, figure 5(d) M1, figure 5(e) M4, et figure 5(f) M6. (Échelle : 20 graduations correspondent à 125 μ m).

Les images montrées sur cette figure sont obtenues sous microscope avec un objectif de grossissement de (10x / 0,25) et un oculaire (12,5x). L'échelle correspond à la valeur en graduation de la règle graduée est rapportée à la mesure du diamètre d'une fibre optique prise comme étalon de référence de mesure. A savoir 20 graduations correspondent à 125 μ m (SMF). Par conséquent, une graduation vaut $\sim 6,25$ μ m.

La **Figure III 8** représente un exemple de la vue de côté de la fibre après micro-usinage mécanique avant dépôt du PDMS avec un rapport d'ellipticité des diamètres (Dy/Dx) = 0,82 mettant en évidence les deux diamètres de la fibre polie.

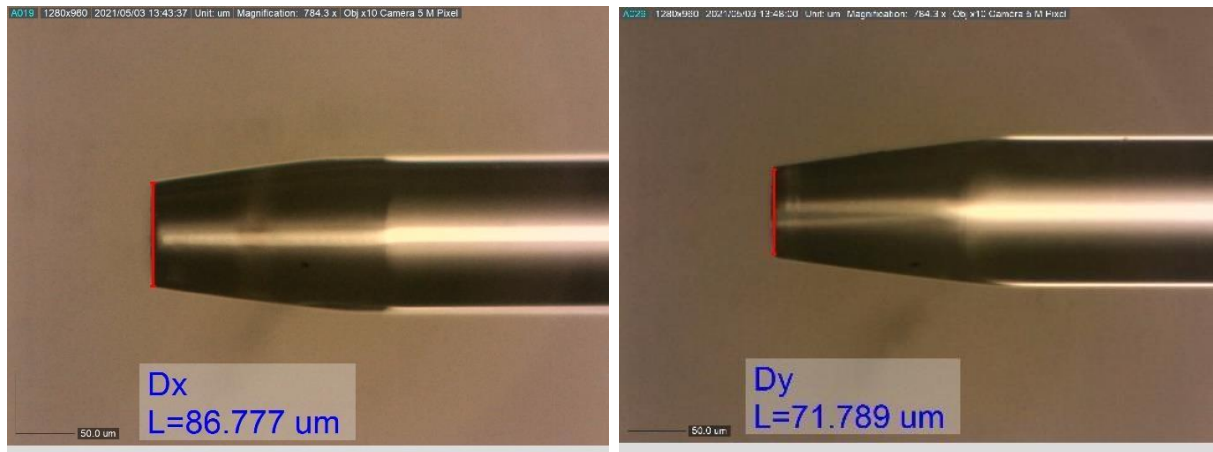


Figure III 8. Fibre après polissage mécanique avec les diamètres $Dx=L=86,77 \mu\text{m}$ et $Dy=L=71,78 \mu\text{m}$.

Grâce à cette méthode il est possible de faire varier le temps de polissage et par conséquent la vitesse de façon symétrique dans les deux directions des axes (x, y). Donc un même temps de polissage donne les mêmes vitesses ω_x, ω_y et donnerait le même rapport d'ellipticité. Ainsi après dépôt du polymère sur la surface (de l'extrémité de fibre), la courbure se fera de manière différente selon l'axe x et selon l'axe y (**Figure III 9**).

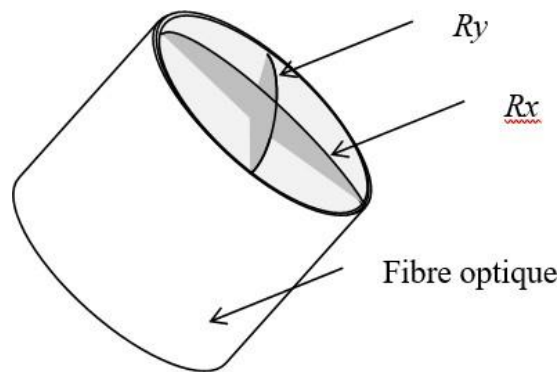


Figure III 9. Visualisation de la microgoutte elliptique courbée dans les directions de ses axes par les effets de tension de surface.

Par conséquent, ce procédé permet de former des microlentilles avec différents rayons de courbure ciblés Rx et Ry à l'extrémité des fibres SMF pour corriger et adapter l'ellipticité des modes des lasers à coupler avec les SMFs.

III.3.3 Dépôt de polymère

Le dépôt du polymère est gouverné par les lois d'interaction moléculaires du liquide et du support solide. Nous donnons succinctement un aperçu sur quelques définitions importantes.

III.3.3.1 Phénomène de surface

Le contact d'un liquide avec une surface est régi par le phénomène physico-chimique lié aux interactions moléculaires du fluide en l'occurrence « La tension de surface ». Le liquide s'étale sur la surface en cherchant à minimiser sa surface de contact et rester dans les conditions d'énergie (exprimée en Joules/m²) minimale à l'équilibre. La force qui maintient le système dans cette configuration est la tension superficielle, résultat de l'interaction moléculaire liquide/solide. Ce phénomène est valable pour liquide et solide.

Dans notre cas, un polymère liquide est mis en contact d'une surface de verre.

III.3.3.2 Angle de mouillage

Lorsqu'une goutte de liquide est mise en contact avec une surface de verre, elle prend une forme convexe (ou concave) due aux forces de la tension superficielle faisant intervenir les trois phases du système : Gaz/Liquide/Solide. La courbure de la goutte à la périphérie est dictée par un angle dit de mouillage [12]. Ce dernier est l'angle de la tangente à la surface du liquide, au point de contact du liquide, schématisé par la **Figure III 10** ci-dessous.

A cela s'ajoute le phénomène de bord qui est en fait une réorientation différente de la surface de contact.

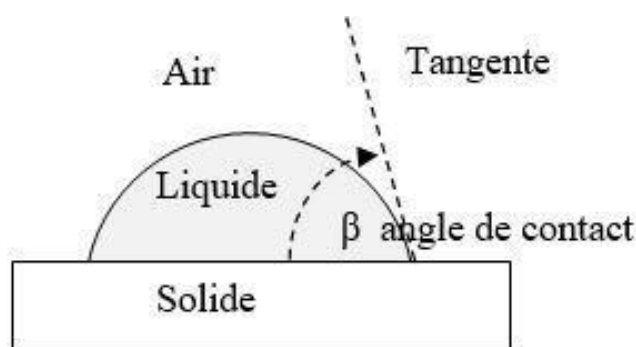


Figure III 10. Représentation de l'angle de mouillage d'une goutte de liquide sur un substrat solide.

III.3.4 Choix du matériau pour le dépôt

III.3.4.1 Polydiméthylsiloxane (PDMS)

Le couplage des signaux optiques dans et hors des micro-appareils (microsystèmes électromécaniques optiques (MEMS)) est l'un des principaux défis de la détection optique pour différentes applications optiques, biologiques et biomédicales. Avec le développement de la technologie de microfabrication, en particulier la microfabrication à base de polymères, les technologies des systèmes micro-opto-électro-mécaniques (MOEMS) ont connu un développement spectaculaire au cours de la dernière décennie [13]. Aujourd'hui, les systèmes de guides d'ondes en polymères ont connu une grande croissance, ils jouent un rôle important dans la détection optique, permettant le confinement et le transport de la lumière dans les composants optoélectroniques[14]. Cependant, ces polymères tels que les adhésifs optiques, le SU-8, le NOA 61, et le polydiméthylsiloxane (PDMS) sont privilégiés dans de nombreuses applications en raison de leurs caractéristiques, de leur facilité d'utilisation et de leur faible coût [14]–[23]. Parmi les différentes variantes de PDMS, le kit disponible dans le commerce Sylgard 184 (Dow Corning) est souvent utilisé.

Le polydiméthylsiloxane appelé PDMS est un polymère transparent de la famille des siloxanes à base de silicium. C'est un polymère souple et flexible qui a une conformation stable ainsi qu'une faible évolution des propriétés physiques. Il a une faible interaction intermoléculaire avec la température (stabilité thermique de -50°C (-58°F) à $+200^{\circ}\text{C}$ (292°F) Fiche Dow Corning) [24]. Il a été introduit en microfabrication par McDonald et al. [25] (2000) en raison de son état liquide avant durcissement et de sa très faible énergie de surface ce qui est essentiel et indispensable dans les processus de démoulage. Le PDMS est rapidement devenu le matériau le plus utilisé en micro et nano moulage [25],[26]. Le PDMS en particulier est un matériau bon marché, disponible et peu coûteux, biocompatible, facile et simple à manipuler et sûr, qui possède d'excellentes propriétés physiques et mécaniques [14], [27]–[30]. De plus, il s'est également avéré être un choix attrayant pour les composants optiques [28]–[30], les connecteurs, les cellules solaires et les transformateurs grâce à ses propriétés élastomères, sa transparence optique, sa faible atténuation et sa haute fiabilité [14].

Application

Les avantages du polydiméthylsiloxane (PDMS) permettent sa large utilisation dans les applications optiques telles que la fabrication de guides d'ondes [14], [20], [31]–[35]. Il convient aussi à la plupart des applications de mesures biologiques vu sa biocompatibilité [14], [32]–

[35], ou chimiques où la lumière se déplace sur de courtes distances [14]. Son application est une approche pratique pour l'intégration de la détection optique aux laboratoires sur puce (lab-on-a-chip (LOC)), au le prototypage de puces microfluidiques (fabrication de dispositifs microfluidiques) ou aux dispositifs optofluidiques [34]–[36].

III.3.4.2 Structure chimique du PDMS

La structure moléculaire du PDMS contient quatre atomes dans le groupe poly atomique CH₃ (Figure III 11), et donc ce dernier contient six degrés de liberté vibrationnelle ; parmi elles, et afin de simplifier les calculs, D.K. Cai et al. [24] n'ont considéré que quatre vibrations normales, c'est-à-dire les vibrations d'étirement et de déformation symétriques et asymétriques, appelées ν_1 , ν_2 , ν_3 , et ν_4 . En effet, deux autres vibrations se trouvent à la fois à deux longueurs d'onde plus grandes et montrent une intensité relativement faible [37]. Ils ont montré que l'influence de ces vibrations sur la région de longueur d'onde du visible et du proche infrarouge (VIS-NIR) sera négligeable.

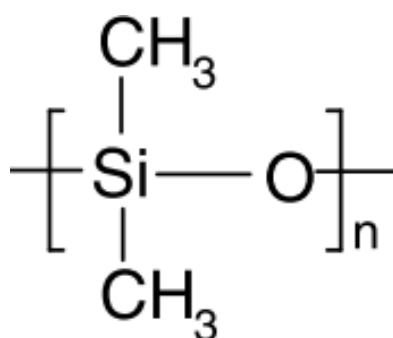


Figure III 11. Structure du PDMS [24].

Par conséquent, la plupart des pertes d'atténuation intrinsèques du PDMS proviennent des bandes harmoniques et combinées de vibrations moléculaires.

Il a une température de transition vitreuse très basse (environ 50 °C), de sorte que la perte de diffusion de Rayleigh est très faible par rapport à l'absorption des vibrations moléculaires au-delà de 600 nm. Il possède de bonnes performances optiques dans la région visible et proche infrarouge (VIS – NIR), qui est la plage de longueurs d'onde la plus importante pour les applications de communication et de télécommunication optiques.

Des études théoriques et expérimentales sur les propriétés optiques VIS – NIR du matériau PDMS sont faites pour clarifier la relation entre la structure chimique, la dynamique de la

transmission des données optiques, la stabilité thermique des guides d'ondes en PDMS et les pertes d'absorption intrinsèques, [24]. Un exemple de spectre NIR directement mesuré par D.K. Cai et al. est présenté sur la **Figure III 12** qui montre que les pertes sont faibles aux longueurs d'onde du visible et du proche IR (télécoms) ; de l'ordre de 0-1 dB/cm. En complément de ces études, Camou S. et al. ont montré que l'absorption du matériau PDMS est faible du proche UV à la longueur d'onde IR [32].

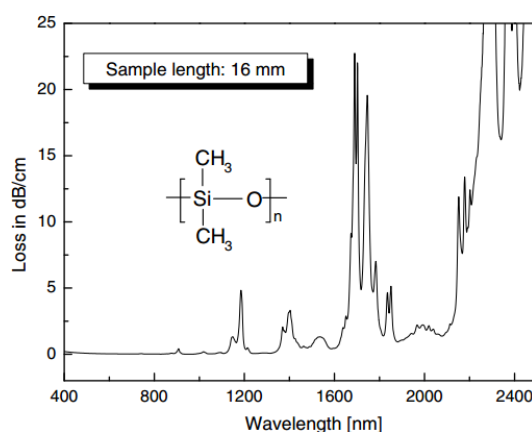


Figure III 12. Pertes linéiques du PDMS en dB/cm en fonction de la longueur d'onde dans le proche infrarouge (NIR) avec la perte optique en dB/cm, illustrant les bandes d'absorption des vibrations moléculaires [24].

Indice de réfraction

L'indice de réfraction du PDMS dépend de sa composition. En effet, l'indice de réfraction du PDMS peut être modifié en changeant le rapport entre la base et l'agent de durcissement. La faisabilité de la fabrication des guides d'onde en utilisant le PDMS a été étudiée avec différents mélanges de la base et de l'agent de durcissement par Cai, Z et al., et les indices de réfraction ont ensuite été mesurés par ellipsométrie.

La **Figure III 13** montre les indices de réfraction des quatre différents échantillons avec différents mélanges de la base et de l'agent de durcissement 2,5 : 1, 5 : 1, 10 : 1 et 20 : 1 (rapports en poids). Il est clair que l'augmentation de la partie de base provoque la réduction de l'indice de réfraction. De plus, l'indice de réfraction de chaque mélange (2,5 : 1 etc..) diminue lorsque la longueur d'onde de la lumière augmente [14]. Pour notre cas, l'indice de réfraction de ce polymère est de 1,418 à la longueur d'onde $\lambda=1,3 \mu m$ [8], [9].

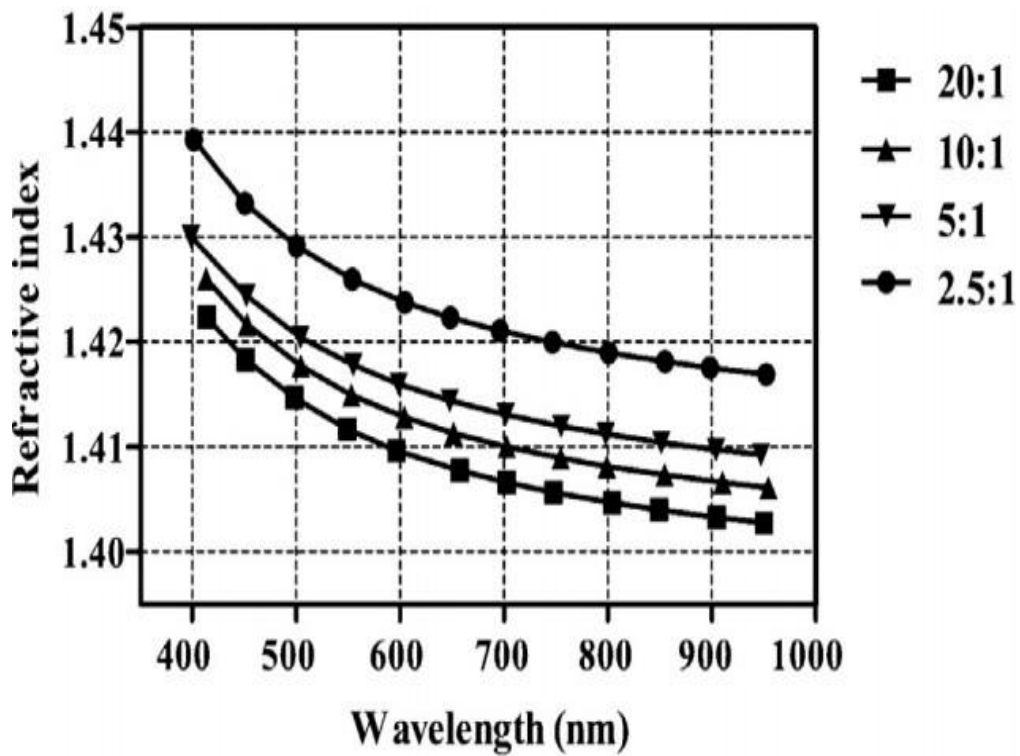
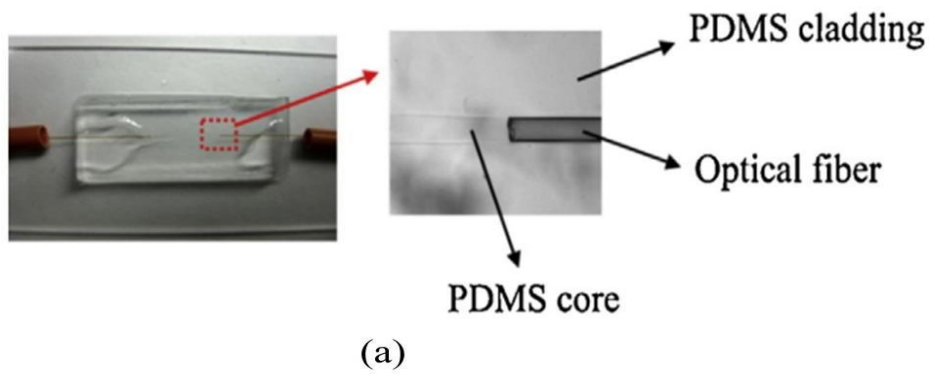


Figure III 13. Les valeurs mesurées de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour le PDMS dans différents rapports en poids de mélange de la base à l'agent de durcissement [14].



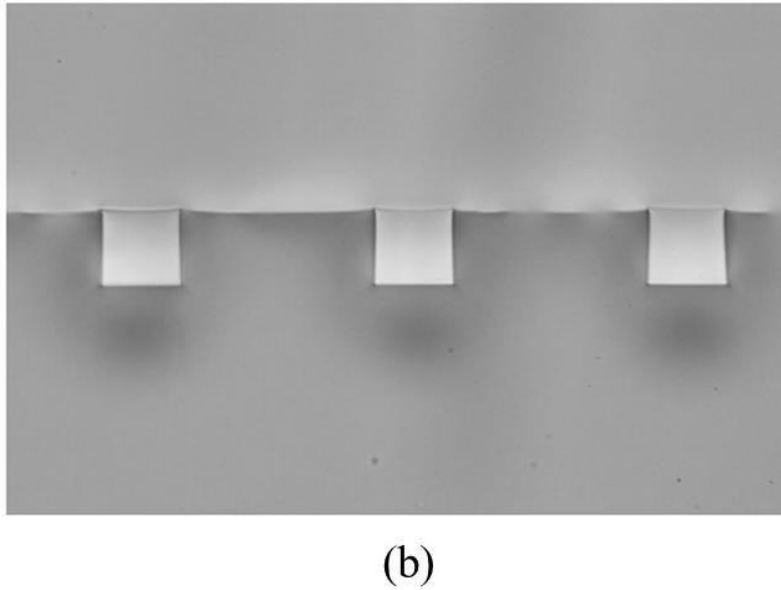


Figure III 14. (a) exemple d'un système de guide d'ondes tout PDMS complet. Deux fibres optiques sont connectées à l'entrée et à la sortie du canal [14], (b) Coupe transversale de guides d'ondes optiques PDMS fabriqués [24].

Un exemple d'un système de guide d'ondes en PDMS est représenté dans la **Figure III 14 (a)**. Un autre exemple de guide d'ondes multimodes fabriqué en PDMS sur la base de la technologie (d casting technology) est présenté ci-dessus. La **Figure III 14 (b)** montre la section transversale des guides d'ondes multimodes en PDMS.

III.3.5 Préparation du PDMS pour la fabrication des microlentilles en bout de fibre

La fabrication des microlentilles à l'extrémité de la fibre après le procédé de polissage est faite en déposant une quantité du PDMS (mélange du PDMS et de l'agent) suivie d'une polymérisation selon un cycle de 1 heure à 100°C.

Mélange

L'élastomère Silicone SYLGARD 184 est fourni en kits préconditionnés comprenant la base et l'agent polymérisant en emballage séparés (**Figure III 15 (a)**).

L'agent de durcissement est nécessaire pour polymériser le PDMS ; ces deux derniers ont été mélangés avec une quantité de 10:1 en poids (soit 10g de PDMS et 1g d'agent) [34], [35] comme représenté dans la **Figure III 15 (b)**. Avant le remplissage du mélange dans le bécher toutes les surfaces sont nettoyées et dégraissées avec un solvant adéquat.

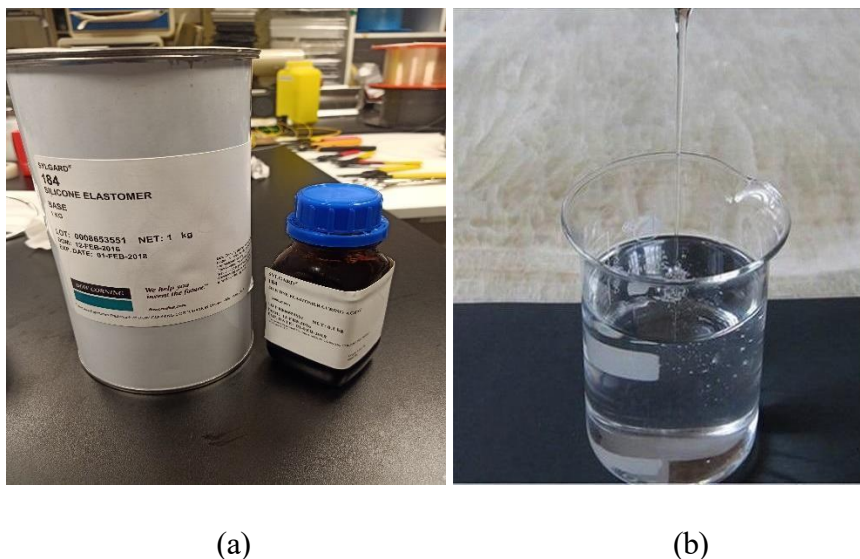
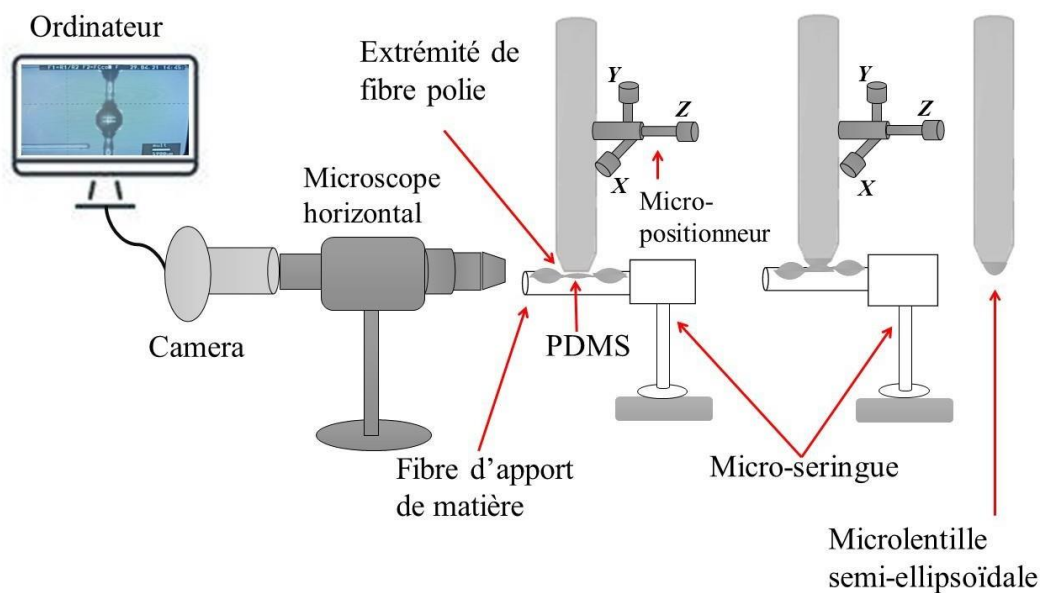


Figure III 15. Préparation du mélange : (a) polymère PDMS (Sylgard 184) et agent de durcissement Silicone Elastomer curing (Sylgard 184), (b) après préparation du mélange.

Afin d'obtenir de très petits rayons de courbure des microlentilles, il est nécessaire de laisser reposer le PDMS pendant 15 à 30 minutes avant de le déposer sur la fibre pour que le PDMS se dégaze (**Figure III 15**). Et tout dépend de la température ambiante (environ 25°), le mélange est laissé encore reposé afin d'augmenter sa viscosité. A ce moment, le PDMS est prêt pour le dépôt des microlentilles.

III.3.5.1 Dépôt du PDMS

Une fois le polissage terminé, et après la préparation du mélange (PDMS + durcisseur) la fibre est fixée verticalement sur une platine micro-positionneur réglable en axes x , y et z . Une micro goutte de PDMS est appliquée sur la section clivée, à l'aide d'une micro-seringue à débit contrôlé utilisée pour alimenter une 2^{ème} fibre placée perpendiculairement à la fibre polie (voir **Figure III 16**) qui joue le rôle de support de matière (PDMS). Sur cette dernière se forme un « perlage » ; succession de gouttes de différentes tailles. Le transfert du PDMS de la fibre (support) à la fibre polie se fait en choisissant l'endroit où il y a le moins de produit comme montré dans le schéma de la **Figure III 16**. Les **Figures III 16 (b-e)** présentent des vues réelles de la réalisation des microlentilles. La quantité de PDMS déposée forme l'épaisseur de la microlentille qui va de l'extrémité de la fibre polie jusqu'à l'apex de la microlentille.

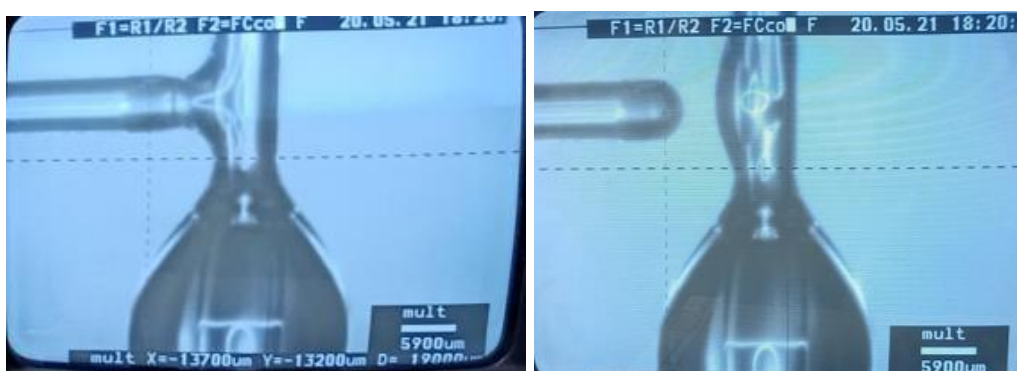


(a)



(b)

(c)



(d)

(e)

Figure III 16. Étapes d'injection du PDMS pour former la microlentille.

Le processus d'alignement et de dépôt du polymère à l'extrémité de la fibre est suivi et contrôlé par un système d'acquisition composé d'un microscope horizontal focalisé sur le bout de la fibre, d'une caméra CCD dans le visible et d'un micro-ordinateur [8].

Les microlentilles semi-ellipsoïdales sont ainsi formées grâce à l'effet de tension superficielle. Les étapes de fabrication sont représentées dans la **Figure III 16**, ci-dessus.

Après le dépôt du PDMS sur la fibre, la microlentille est durcie (polymérisée) avec une source de chaleur à une température de 100°C pendant une heure.

Etant donné que cette quantité peut être contrôlée pendant le processus de dépôt, l'épaisseur du profil des microlentilles l'est aussi. Plus la quantité de PDMS est importante, plus l'épaisseur de la microlentille est importante.

A ce titre, deux essais de dépôt de PDMS ont été effectués sur une fibre monomode clivée. Dans la **Figure III 17 (b)**, la quantité de PDMS apportée est plus importante que dans le cas de la **Figure III 17 (a)**.

L'épaisseur mesurée dans le 1^{ier} cas est $E=L=30,67\text{ }\mu\text{m}$ et dans le 2^{ième} cas après rajout du polymère (2^{ième} couche) l'épaisseur est devenue $E=L=40,23\mu\text{m}$. Par conséquent, le rayon de courbure est réduit.

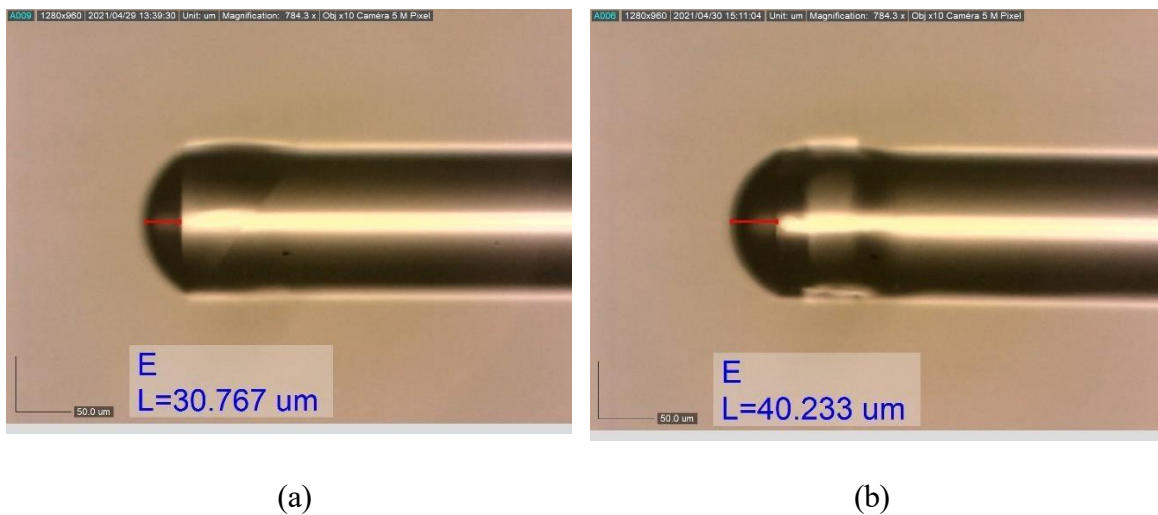


Figure III 17. Dépôt du PDMS sur la SMF clivée : (a) épaisseur $E= L=30,67\text{ }\mu\text{m}$. (b) épaisseur $E= L=40,23\text{ }\mu\text{m}$ après application d'une 2^{ième} couche.

III.3.5.2 Analyse des résultats

En fonction de la quantité de PDMS, différentes épaisseurs E peuvent être obtenues. L'épaisseur est ajustée par ajout comme par diminution du volume. Pour une même quantité de PDMS déposée, les mêmes caractéristiques opto-géométriques des microlentilles sont conservées.

Tableau III 2. Caractéristiques des microlentilles à partir d'une quantité de PDMS déposée.

Microlentilles	M3	M3*	Erreurs (μm)
Diamètre D_x (μm)			$\pm 0,79\mu\text{m}$
Diamètre D_y (μm)			$\pm 0,8\mu\text{m}$
Rayon de courbure R_x			$\pm 0,53\mu\text{m}$
Rayon de courbure R_y			$\pm 0,16\mu\text{m}$

En exemple : la fibre avec la microlentille notée M3, et une autre microlentille notée M3* de mêmes paramètres Dx , Dy et ayant reçu une même quantité de PDMS (même épaisseur $E=25,24 \mu\text{m}$), comme montré dans le **Tableau III 2**, ont les mêmes rayons de courbures avec une erreur de mesure ($\pm 0,16-0,53 \mu\text{m}$) représenté dans le tableau.

III.3.6 Mesure du volume des microgouttes déposées sur les fibres

III.3.6.1 Ellipsoïde

Un ellipsoïde est une surface quadrique fermée d'une ellipse (analogue à une ellipse) (voir **Figure III 18**).

Il existe plusieurs façons de construire une ellipse, par exemple en écrasant un cercle, ou à partir de l'intersection d'un cône avec un plan. Toutes les sections transversales d'un ellipsoïde ont la forme d'une ellipse.

L'ellipsoïde a trois axes différents ($a > b > c$). La littérature mathématique utilise souvent « ellipsoïde » à la place de « ellipsoïde triaxial ou ellipsoïde général ».

La littérature scientifique (en particulier la géodésie) utilise souvent « ellipsoïde » à la place de « ellipsoïde biaxial, ellipsoïde de rotation ou révolution ellipsoïde ».

La littérature plus ancienne utilise « sphéroïde » à la place de l'ellipsoïde de rotation.

L'équation standard d'un ellipsoïde centré à l'origine d'un système de coordonnées cartésien et aligné avec les axes est donnée ci-dessous [38].

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (5)$$

Où :

a = demi-grand axe équatorial de l'ellipse, axe dans notre cas $Dx/2$ (semi-ellipsoïde).

b = demi-petit axe équatorial de l'ellipse, dans notre cas $Dy/2$.

c = demi-petit axe polaire de l'ellipse, l'épaisseur de la microlentille, dans notre cas E .

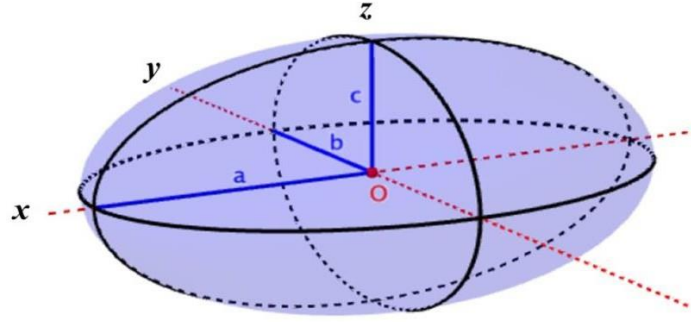


Figure III 18. Identification d'un ellipsoïde.

III.3.6.2. Mesure du volume du semi-ellipsoïde

La connaissance de la quantité du PDMS déposée sur le profil de la fibre polie (taille de la goutte du PDMS) est importante pour la conception des microlentilles. Par exemple si on veut avoir un rapport d'ellipticité bien déterminé, on peut faire une simulation des paramètres visés (les axes majeur et mineur Dx , Dy et l'épaisseur E). Le volume V dépend des demi-axes de l'ellipsoïde (a, b et c). Il est obtenu comme suit,

$$V = \frac{4}{3} \pi * a * b * c \quad (6)$$

Avec « a » le demi grand axe de l'ellipse, axe dans notre cas $Dx/2$ (semi-ellipsoïde).

« b » demi petit axe, dans notre cas $Dy/2$.

« c » l'épaisseur de la microlentille, dans notre cas E .

L'équation est devenue :

$$V = \frac{4}{3} \pi * \frac{Dx^2}{2} + \frac{Dy^2}{2} * E \quad (7)$$

Donc le volume de la microlentille ayant une forme semi-ellipsoïdale n'est qu'une portion du volume de l'ellipsoïde ($\approx$ la moitié).

Les valeurs du volume des microgouttes du PDMS déposées sur les fibres, mesurées par cette formule sont représentées dans le **Tableau III 5** de l'**Annexe B**.

III.4 Caractérisation géométrique

III.4.1. Mesure de l'offset

La fabrication des microlentilles semi-ellipsoïdales à l'extrémité des fibres par la technique de polissage peut produire un offset qui est défini par le décalage entre le sommet de la microlentille (axe optique) et le centre du cœur de la fibre. Il a une influence sur l'efficacité du couplage, il est donc nécessaire de l'évaluer.

Ainsi, l'écart entre la position du cœur de la fibre polie par rapport au centre du grand axe et du petit axe de l'ellipse est d'abord mesuré au microscope optique en utilisant le logiciel IPWin4 qui donne des valeurs en pixel. Pour cela, les distances entre le cœur de la fibre polie et les extrémités des petits axes ($Dx1$ et $Dx2$) et des grands axes ($Dy1$ et $Dy2$) de l'ellipse ont été mesurées après l'étape de polissage et avant le dépôt du polymère comme nous pouvons le voir sur les images de la **Figure III 19** ci-dessous. Les offsets sont alors définis par la différence entre ces distances sur chaque axe, $\Delta Dx = Dx1 - Dx2$ et $\Delta Dy = Dy1 - Dy2$.

On a vérifié systématiquement ce point à la première étape du processus de fabrication pour éliminer toutes les microlentilles dont l'offset est critique.

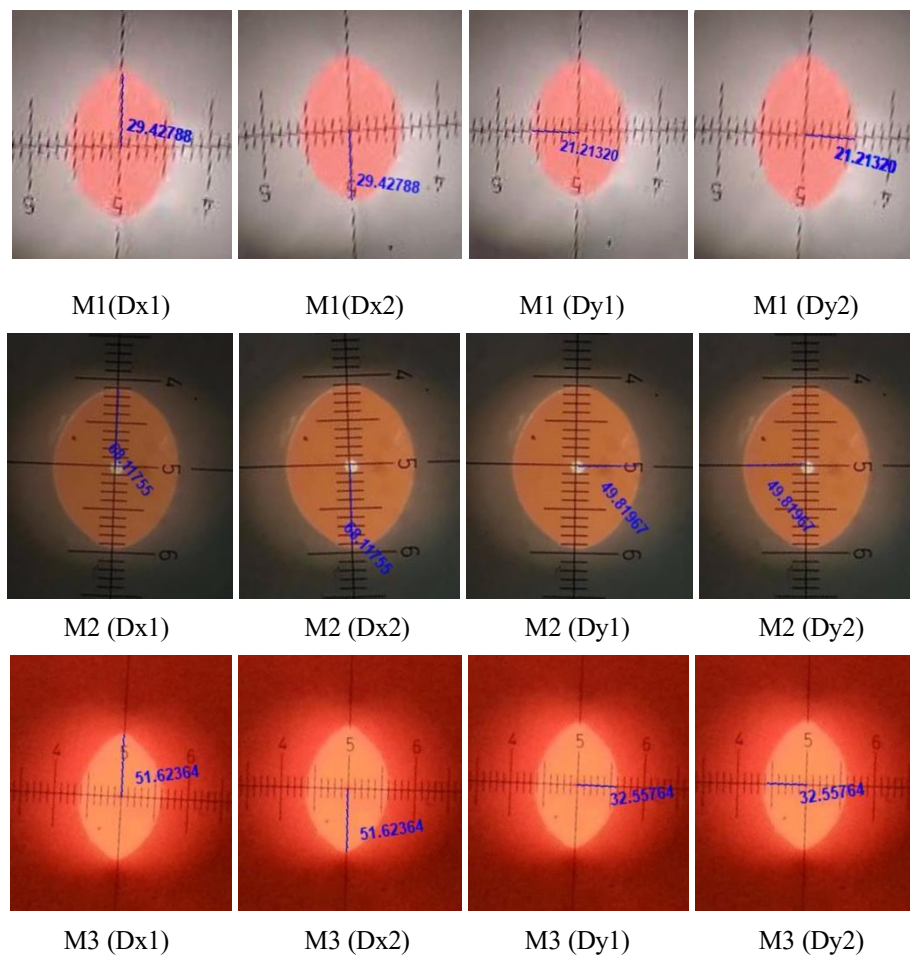


Figure III 19. Mesure (en pixel) de la distance entre le cœur de la fibre et les deux extrémités des grands axes (Dx) et des petits axes (Dy) de l'ellipse pour les profils des microlentilles M1, M2 et M3.

Chapitre III. Etude expérimentale des microlentilles

A titre d'exemple, la **Figure 19** présente les mesures de ces distances pour les microlentilles M1, M2 et M3. Les valeurs en pixels indiquées sur les images de cette figure (transformées en μm après étalonnage) des trois microlentilles M1, M2 et M3 sont reportées dans le **Tableau III 3**.

Le **Tableau III 3** représente la mesure des demi-diamètres majeurs et mineurs des fibres polies, et la mesure de l'écart entre le sommet de la microlentille et le centre de la fibre dans le cas des microlentilles M1-M10 ; où $Dx1$ représente le demi-diamètre majeur dans la direction $x1$, $Dx2$ représente le demi-diamètre majeur dans la direction $x2$, $Dy1$ le demi-diamètre mineur dans la direction $y1$ et $Dy2$ le demi-diamètre mineur (direction $y2$).

Tableau III 3. Mesure des demi-diamètres majeurs et mineurs des fibres polies ($Dx1$, $Dx2$, $Dy1$, $Dy2$), et la mesure de l'offset (ΔDx , ΔDy) entre le sommet de la microlentille et le centre de la fibre (microlentilles M1-M10).

Micro-lentilles	$Dx1$ μm	$Dx2$ μm	$Dy1$ μm	$Dy2$ μm	ΔDx μm	ΔDy μm
M1	51,27	51,27	36,28	36,28	0	0
M2	57,50	57,50	42,60	42,60	0	0
M3	52,86	52,86	36,28	36,28	0	0
M4	58,38	58,37	40,07	40,07	0,01	0
M5	59,95	60,74	48,12	48,12	0,79	0
M6	59,17	59,17	50,49	48,91	0	1,58
M7	49,69	48,89	35,27	35,27	0,8	0
M8	36,86	35,26	28,05	28,05	1,60	0
M9	54,43	54,43	45,75	45,76	0	0,01
M10	43,39	43,39	35,74	35,74	0	0

Nous avons considéré les mesures de la position du cœur de la fibre par rapport aux extrémités de l'ellipse pour déterminer l'offset de la microlentille. Les mesures, en pixels et en μm , correspondantes aux grands demi-diamètres pour la microlentille M1, $Dx1$: 29,42 (pixel) $\rightarrow$

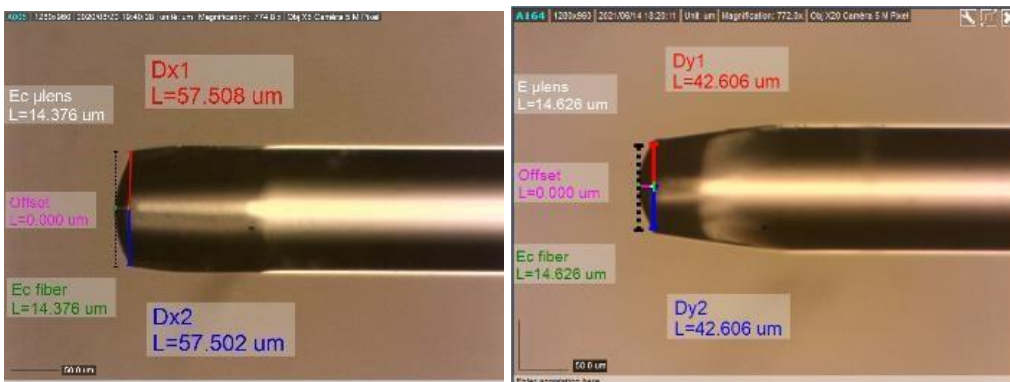
51,27 μm , $Dx2$: 29,42 (pixel) $\rightarrow$ 51,27 μm et aux petits demi-diamètres $Dy1$: 21,21 (pixel) $\rightarrow$ 36,28 μm , $Dy2$: 21,21(pixel) $\rightarrow$ 36,28 μm de la microlentille M1 (profil de la fibre sans microlentille). Les valeurs des demi-diamètres et de l'offset pour le reste des microlentilles M4-M10 sont résumées dans le même tableau (**Tableau III 3**).

Ensuite un décalage pourrait se produire pendant le dépôt du polymère, mais cette étape est moins critique car la gouttelette est auto-centrée par la tension superficielle. Les microlentilles sont visualisées en éclairant la fibre sous le microscope (Zeiss Axiotech) L'écart entre la position du sommet de la microlentille et le centre de la fibre est mesuré, sur les prises de la vue de coupe transversale de la fibre comme indiqué dans la **Figure III 20** et reportées dans le **Tableau III 3** (colonnes 11 et 13 (ΔDx , ΔDy)).

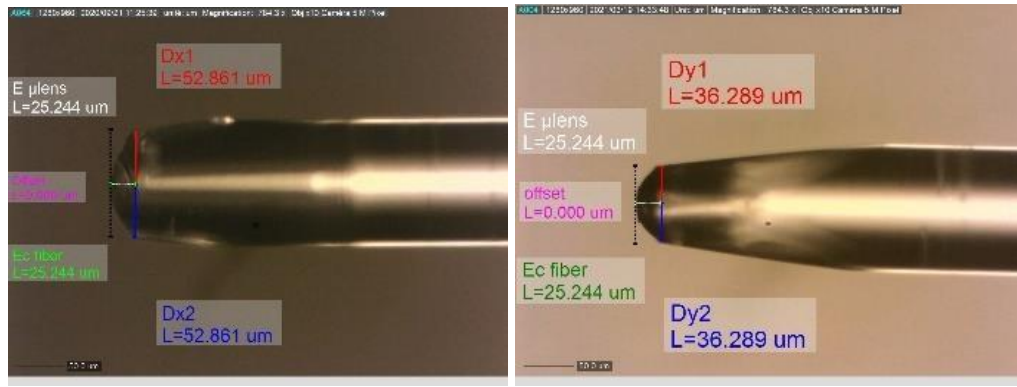
L'offset est compris dans une plage de $\pm 0 \mu\text{m}$ à $\pm 0,01 \mu\text{m}$ pour les microlentilles M1, M2, M3, M4, M9, M10, (M5, M7, M8) petit axe (Dy) et grand axe M6 (Dx), comme le montre le **Tableau III 3** ci-dessous. On se situe dans la même plage d'erreur que la spécification d'excentricité intrinsèque de concentricité cœur/gaine de la fibre monomode standard G652/SMF28 ($< 0,5 \mu\text{m}$). Pour les microlentilles (M5, M7, M8) grand axe (Dx) et M6 petit axe (Dy), le décalage est compris entre $\pm 0,79 \mu\text{m}$ et $\pm 1,6 \mu\text{m}$.



(M1)



(M2)



(M3)

Figure III 20. Mesure de la position du sommet de la microlentille par rapport au centre du cœur de la fibre (microlentilles M1, M2 et M3): $Dx1$ et $Dx2$ correspondent aux demi diamètres majeurs; $Dy1$ et $Dy2$ correspondent aux demi diamètres mineurs ; E_c est l'épaisseur de PDMS par rapport au cœur de la fibre ; E_{ulens} est l'épaisseur de la microlentille; (L =valeur en μm de chaque grandeur).

Quel que soit la configuration, on obtient quasiment la même erreur qui est tributaire de la qualité de matériel (de fabrication) utilisé. La **Figure III 20** représente des exemples de mesures de l'offset entre l'axe optique de la SMF et le sommet des microlentilles pour les microlentilles M1-M3 selon les deux plans (x, y) des microlentilles au microscope optique (Zeiss Axiotech) en utilisant un objectif avec un grandissement (10x).

III.4.2 Mesures géométriques : diamètres (Dx, Dy), rayons de courbures (Rx, Ry) et épaisseurs des microlentilles

Ci-dessous, dans la **Figure III 20** est présentée une série de microlentilles en PDMS en bout de fibres. Ce sont les images en vue latérale des exemples des mesures géométriques de grand et de petit axe Dx, Dy , des rayons de courbure Rx, Ry ainsi que la mesure des épaisseurs E de la microlentille M1 formée après le dépôt du PDMS en utilisant le microscope optique Zeiss Axiotech (10x).

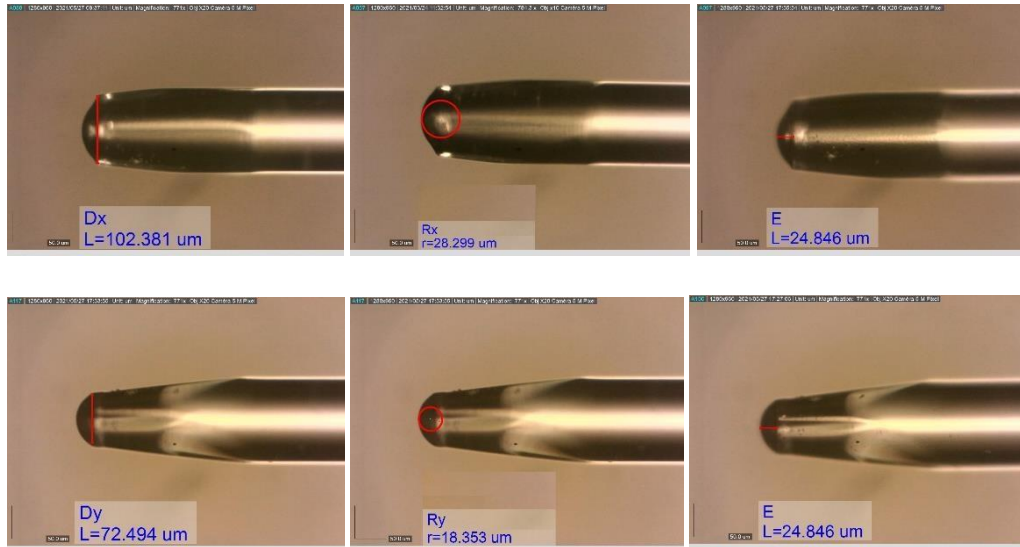


Figure III 21. Vue en coupe de la fibre optique munie de la microlentille semi-ellipsoïdale M1 après injection du PDMS sur le profil elliptique des fibres polies (Figure III 7 (d)) : (a) la mesure du grand axe (Dx) $L=102,38 \mu\text{m}$, (b) la mesure du rayon de courbure (Rx) $r=28,29 \mu\text{m}$, (d) la mesure du petit axe (Dy) $L=72,49 \mu\text{m}$, (e) la mesure du rayon de courbure (Ry) $r=18,35 \mu\text{m}$, (c) et (f) Mesure d'épaisseur de microlentille PDMS (E) $L=24,84\mu\text{m}$.

Le **Tableau III 4**, présente les mesures des diamètres géométriques (Dx , Dy) et rayons de courbure (Rx , Ry) de toutes les microlentilles semi-ellipsoïdales fabriquées (M1-M10) de différentes épaisseurs E avec une erreur de ($\pm 0,5 \mu\text{m}$). On a aussi déterminé les rapports d'ellipticité des diamètres (Dy/Dx) et des rayons de courbure (Ry/Rx).

Les valeurs résumées dans ce tableau, correspondent aux vues en coupe de la **Figure III 7** (avant le dépôt du PDMS) : chaque image dans la **Figure III 7** correspond à une microlentille référencée dans le **Tableau III 4**: **Figure III 7(a)** M2, **Figure III 7(b)** M9, **Figure III 7(c)** M5, **Figure III 7(d)** M1, **Figure III 7(e)** M3 et **Figure III 7(f)** M6.

Chapitre III. Etude expérimentale des microlentilles

Tableau III 4. Mesure des paramètres géométriques des microlentilles : diamètres (D_x , D_y), rayons de courbure (R_x , R_y) et épaisseurs E .

Micro-lentilles	Diamètre grand axe D_x (μm)	Diamètre petit axe D_y (μm)	Rapport d'ellipticité des diamètres D_y/D_x	Rayon de courbure grand axe R_x	Rayon de courbure Petit axe R_y	Rapport d'ellipticité des rayons R_y/R_x	Epaisseur E (μm)
M1	102,38	72,49	0,68	28,29	18,35	0,64	24,84
M2	115	85,76	0,74	55,81	40,27	0,72	14,42
M3	105,71	72,58	0,68	39,79	23,45	0,58	25,24
M4	116,24	80,95	0,69	46,32	30,07	0,64	16,83
M5	120,7	96,24	0,79	51,52	37,21	0,72	11,04
M6	118,31	99,40	0,84	43,06	28,24	0,65	32,34
M7	98,61	71,33	0,72	40,23	22,35	0,55	13,62
M8	72,15	56,11	0,77	28,73	14,73	0,51	30,45
M9	108,08	91,51	0,84	57,25	49,75	0,86	15,77
M10	86,78	71,78	0,82	41,05	33,27	0,81	29,20

Cette diversité de diamètres dépend de la variation de la vitesse de rotation de la fibre autour de son axe qui conduit à former différents rapports d'ellipticité des diamètres D_y/D_x allant de 0,68 à 0,84. De plus, selon la quantité de PDMS déposée, différentes épaisseurs ont été obtenues ce qui offre également une grande variété de rayons de courbure avec des rapports R_y/R_x variant entre 0,51 et 0,86 (**Tableau III 4**).

Sur la base de la méthode proposée et en répétant le même processus de polissage avec les mêmes conditions (vitesse de rotation des fibres et quantité de PDMS déposée), des microlentilles semi-ellipsoïdales avec les mêmes paramètres opto-géométriques (diamètres, rayon et épaisseur) peuvent être reproduites.

III.5 Conclusion chapitre III

Ce travail consiste en la réalisation de plusieurs micro-collimateurs dotés de différentes microlentilles semi-ellipsoïdales. Le procédé de fabrication est automatisé. Il est à noter que le choix de la forme appropriée pour résoudre le problème de l'inadéquation de mode entre les profils de mode de la diode laser et celui de la fibre monomode est nécessaire. Une méthode pour produire des microlentilles semi-ellipsoïdales à l'extrémité des fibres optiques monomodes est développée et la réalisation de microlentilles de différentes dimensions et épaisseurs sont étudiées.

Cette technique de fabrication offre également une grande variété de diamètres majeurs et mineurs (D_x et D_y) allant de 56,11 μm à 120,7 μm avec différents rayons de courbure (R_x et R_y) allant de 14,73 μm à 57,25 μm dans les deux plans de la microlentille. Ainsi des microlentilles de différents rapports d'ellipticité des axes de l'ellipse (diamètres D_x , D_y) dans une plage de 0,68 à 0,84 et des rayons de courbure de 0,51 à 0,86 sont obtenues. Ces caractéristiques géométriques conduiront à des diamètres de mode de faisceaux elliptiques comme nous le montrerons au chapitre IV.

Références

- [1] H. Zhang *et al.*, “3D Printing of a PDMS Cylindrical Microlens Array with 100% Fill-Factor,” *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 13, no. 30, pp. 36295–36306, 2021, doi: 10.1021/acsami.1c08652.
- [2] H. Zhou, H. Xu, and J. an Duan, “Review of the technology of a single mode fiber coupling to a laser diode,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 55, no. 102097, pp. 1–9, 2020, doi: 10.1016/j.yofte.2019.102097.
- [3] K. Roy, A. Majumdar, S. Maiti, and S. Gangopadhyay, “Laser diode to single-mode graded index fiber coupling via cylindrical microlens on the fiber tip: Evaluation of coupling efficiency by ABCD matrix formalism,” *J. Opt. Commun.*, pp. 2–16, 2020, doi: 10.1515/joc-2020-0234.
- [4] R. Rakshit, A. Majumdar, and S. Gangopadhyay, “Misalignment considerations in laser diode to single-mode graded index fiber coupling via upside down tapered parabolic microlens on the circular core fiber,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 61, no. 102448, pp. 1–7, 2021, doi: 10.1016/j.yofte.2020.102448.
- [5] H. Kogelnik and T. Li, “Laser Beams and Resonators,” *Appl. Opt.*, vol. 5, no. 10, pp. 1550–1567, 1966, doi: 10.1109/PROC.1966.5119.
- [6] N. Demagh, “Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone- etched fibre,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 115302, pp. 1–6, 2011, doi: 10.1088/0957-0233/22/11/115302.
- [7] A. Guessoum, “Optimisation du couplage optique par modification des bouts des fibres optiques,” Thèse de doctorat. Université de Sétif 1, 2013.
- [8] M. Zaboub, A. Guessoum, N. E. Demagh, and A. Guermat, “Fabrication of polymer microlenses on single mode optical fibers for light coupling,” *Opt. Commun.*, vol. 366, pp. 122–126, 2016, doi: 10.1016/j.optcom.2015.12.010.
- [9] M. Zaboub, “Etude d’un micro-collimateur a fibre optique et microlentille en polymere,” Thèse de doctorat. Université de Sétif 1, 2017.
- [10] D. Bouaziz, G. Chabrol, A. Guessoum, N. Demagh, and S. Leclerc, “Photonic Jet-Shaped Optical Fiber Tips versus Lensed Fibers,” *Photonics*, vol. 8, no. 373, pp. 1–7, 2021, doi: 10.3390/photonics8090373.

- [11] Z. Bouhafs, G. Assia, A. Guermat, D. Bouaziz, S. Lecler, and N. E. Demagh, “Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber,” *Opt. Contin.*, vol. 1, no. 5, pp. 1218–1231, 2022, doi: 10.1364/optcon.441633.
- [12] T. Young, “An essay on the cohesion of fluids,” vol. 95, London: Philos. Trans. R. Soc, 1805, pp. 65–87.
- [13] G. Shao, W. Qiu, and W. Wang, “Fast replication of out-of-plane microlens with polydimethylsiloxane and curable polymer (NOA73),” *Microsyst. Technol.*, vol. 16, no. 8, pp. 1471–1477, 2010, doi: 10.1007/s00542-009-1010-3.
- [14] Z. Cai, W. Qiu, G. Shao, and W. Wang, “A new fabrication method for all-PDMS waveguides,” *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 204, pp. 44–47, 2013, doi: 10.1016/j.sna.2013.09.019.
- [15] J. N. McMullin, “Laser Fabrication of Integrated Microfluidic/Micro-optic Systems,” *Appl. Photonic Technol. 4. SPIE*, vol. 4087, no. 2, pp. 1050–1055, 2000, doi: 10.1117/12.406347.
- [16] D. Siepe, A. Neyer, A. G. Mikrostrukturtechnik, and U. Dortmund, “Microfabricated polymer analysis chip for optical detection Microfabricated polymer analysis chip for optical detection,” *IEE Proceedings-Nanobiotechnology*, vol. 151, no. 4, pp. 159–161, 2004, doi: 10.1049/ip-nbt:20040402.
- [17] S. Huang and F. Tseng, “Development of a monolithic total internal reflection-based biochip utilizing a microprism array for fluorescence sensing,” *J. MICROMECHANICS MICROENGINEERING*, vol. 15, pp. 2235–2242, 2005, doi: 10.1088/0960-1317/15/12/004.
- [18] S. Balslev *et al.*, “Lab-on-a-chip with integrated optical transducers,” *Lab Chip*, vol. 6, pp. 213–217, 2006, doi: 10.1039/b512546d.
- [19] C. L. Bliss, C. J. Backhouse, and J. N. McMullin, “Two-Colour Microparticle Detection in PDMS Biochips with Integrated Optics,” *Photonics North. SPIE*, vol. 6796, pp. 88–93, 2007, doi: 10.1117/12.778513.
- [20] C. L. Bliss, J. N. McMullin, and C. J. Backhouse, “Rapid fabrication of a microfluidic device with integrated optical waveguides for DNA fragment analysis,” *Lab Chip*, vol.

- 7, no. 10, pp. 1280–1287, 2007, doi: 10.1039/b708485d.
- [21] H. Hosseinkhannazer, L. Kostiuk, and J. N. McMullin, “Multilayer Biochips with Integrated Optics Replicated in PMMA and PDMS,” *Photonics North. SPIE*, vol. 6796, pp. 94–100, 2007, doi: 10.1117/12.778515.
- [22] C. L. Bliss, J. N. McMullin, and C. J. Backhouse, “Integrated wavelength-selective optical waveguides for microfluidic-based laser-induced fluorescence detection,” *Lab Chip*, vol. 8, no. 1, pp. 143–151, 2008, doi: 10.1039/b711601b.
- [23] H. Hosseinkhannazer, L. W. Kostiuk, and J. N. McMullin, “Two-Species Microparticle Detection in Optofluidic Biochips with Polymeric Waveguides,” *Photonics North. SPIE*, vol. 7099, pp. 146–151, 2008, doi: 10.1117/12.807238.
- [24] D. K. Cai and A. Neyer, “Optical absorption in transparent PDMS materials applied for multimode waveguides fabrication,” *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 30, pp. 1157–1161, 2008, doi: 10.1016/j.optmat.2007.05.041.
- [25] J. C. McDonald, D. C. Duffy, J. R. Anderson, and D. T. Chiu, “Fabrication of microfluidic systems in poly (dimethylsiloxane),” *Electrophor. An Int. J.*, vol. 21, no. 1, pp. 27–40, 2000, doi: 10.1002/(SICI)1522-2683(20000101)21:1<27::AID-ELPS27>3.0.CO;2-C.
- [26] A. Guessoum, D. , Hajj, T., Bouaziz, G. , Chabrol, P. , Pfeiffer, N. E. , Demagh, and S. , Lecler, “Molded high curvature core-aligned micro-lenses for single-mode fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 61, no. 26, pp. 7741–7747, Sep. 2022, doi: 10.1364/ao.462961.
- [27] C. M. Klapperich, “Microfluidic diagnostics : time for industry standards,” *Expert Rev.Med.Devices*, vol. 6, no. 3, pp. 211–213, 2009, doi: 10.1586/erd.09.11.
- [28] D. A. Chang-Yen, E. Richard K, and G. Bruce K, “A Monolithic PDMS Waveguide System Fabricated Using Soft-Lithography Techniques,” *J. Light. Technol*, vol. 23, no. 6, pp. 2088–2093, 2005.
- [29] M. Flegler and A. Neyer, “PDMS microfluidic chip with integrated waveguides for optical detection,” *Microelectron. Eng.*, vol. 83, no. 4–9, pp. 1291–1293, 2006, doi: 10.1016/j.mee.2006.01.086.
- [30] A. Neyer, S. Kopetz, E. Rabe, and D. Cai, “Polymer Waveguide Technologies for Optical Interconnects,” in *on Integrated Optics (ECIO)*, 2007, p. ThD0, [Online].

Available: https://www.ecio-conference.org/wp-content/uploads/2016/05/2007/2007_ThD0.pdf.

- [31] S. M. Azmayesh-Fard, E. Flaim, and J. N. McMullin, “PDMS biochips with integrated waveguides,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 20, no. 8, p. 087002, 2010, doi: 10.1088/0960-1317/20/8/087002.
- [32] S. Camou, H. Fujita, and T. Fujii, “PDMS 2D optical lens integrated with microfluidic channels: Principle and characterization,” *Lab Chip*, vol. 3, no. 1, pp. 40–45, 2003, doi: 10.1039/b211280a.
- [33] W. Shao, G., Qiu, W. & Wang, “Fast replication of out-of-plane microlens with polydimethylsiloxane and curable polymer (NOA73),” *Microsyst Technol*, vol. 16, no. 8, pp. 1471–1477, 2010, doi: 10.1007/s00542-009-1010-3.
- [34] C. Yang, K. Shi, P. Edwards, and Z. Liu, “Demonstration of a PDMS based hybrid grating and Fresnel lens (G-Fresnel) device,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 23, pp. 235296–23534, 2010, doi: 10.1364/oe.18.023529.
- [35] T. Yamamoto, T. Fujii, T. Nojima, J. W. Hong, and I. Endo, “Cell-free protein synthesis in PDMS-glass hybrid microreactor,” *Microfluid. Devices Syst. III*, vol. 4177, pp. 41–48, 2000, doi: 10.1117/12.395674.
- [36] C. (Fainman, Y., Psaltis, D., & Yang, *Optofluidics: fundamentals, devices, and applications*, 1st Editio. McGraw-Hill Education, 2010.
- [37] A.LeeSmith, “Infrared spectrastructure correlations for organosilicon compounds,” *Spectrochim. Acta*, vol. 16, no. 1–2, pp. 87–105, 1960, doi: 10.1016/0371-1951(60)80074-4.
- [38] S. Bektas, “Orthogonal distance from an ellipsoid,” *Bol. Ciências Geodésicas*, vol. 20, no. 4, pp. 970–983, 2014, doi: 10.1590/s1982-21702014000400053.

Annexe B

2. Mesure du volume des microgouttes du PDMS déposées sur les fibres

Tableau III 5. Mesure du volume des microgouttes du PDMS déposées sur les fibres.

Microlentilles	Volume en (μm^3)	Volume en (μl)
M1	97 368,085	$0,9735 \cdot 10^{-4}$
M2	74 426,27	$0,744 \cdot 10^{-4}$
M3	101 335,05	$1,013 \cdot 10^{-4}$
M4	82 866,94	$0,8285 \cdot 10^{-4}$
M5	67 113,57	$0,671 \cdot 10^{-4}$
M6	199 016,705	$1,99 \cdot 10^{-4}$
M7	49 350,935	$0,4935 \cdot 10^{-4}$
M8	64 491,825	$0,6445 \cdot 10^{-4}$
M9	81 616,225	$0,816 \cdot 10^{-4}$
M10	108 456,175	$1,0845 \cdot 10^{-4}$

Chapitre IV

IV.1 Introduction

Étant donné que l'insertion des microlentilles a un grand intérêt pour les fibres optiques et le couplage, le choix d'une forme adaptée est donc nécessaire. La nouveauté de ce travail trouve son importance dans l'application de notre méthode de fabrication d'une microlentille avec une forme semi-ellipsoïdale adaptée à l'extrémité des fibres monomodes pour répondre au problème d'optimisation du transfert lumineux entre les systèmes à fibres optiques et spécialement à l'inadaptation des modes entre le laser et la fibre.

Puisque le champ du mode fondamental d'une fibre a un profil transverse quasi gaussien, son étendue est bien décrite par un seul paramètre : le diamètre de mode MFD et en particulier le waist (comme défini dans le chapitre II). Une caractérisation simple et efficace des propriétés de transmission des sources laser et des SMF est donc devenue primordiale, elle peut être faite en introduisant les diamètres de champ de mode (MFD) [1]. Dans le cas de modes elliptiques étudiés dans ce travail, les diamètres de mode dans les deux axes de l'ellipse seront définis.

Les définitions les plus pertinentes de ces paramètres seront passées en revue et une description des deux méthodes de caractérisation et de mesure de MFD sera effectuée. L'accent est également mis sur les mesures du diamètre de mode MFD en champ proche et en champ lointain, mesures des distances de travail, mesures de couplage optique, des tolérances de positionnement et des pertes de couplage.

IV.2 Caractérisation optique

Diamètre du mode (Mode Field Diameter MFD)

Les faisceaux elliptiques sortant de la diode laser sont supposés avoir une distribution gaussienne, bien qu'il s'agisse d'une approximation. Ces faisceaux gaussiens sont caractérisés par le waist $2\omega_0$ qui est défini par le plus petit diamètre de champ de mode du faisceau gaussien (MFD) où le front de phase est plan [2], comme montré et expliqué dans le 2^{ème} chapitre.

L'évolution du diamètre du champ de mode se propageant à travers les microlentilles est un paramètre important à caractériser. Son rôle dans la caractérisation des fibres monomodes sera examiné dans la 1^{ère} partie de ce chapitre.

Ainsi, afin d'examiner la fonctionnalité des composants optiques obtenus, les microlentilles sont caractérisées en champ proche et en champ lointain. Pour ce faire, le principe et le dispositif expérimental relatifs à ces techniques de mesure de MFD sont décrits. La caractérisation du diamètre de champ de mode MFD par la technique de mesure en champ proche est déve-

loppée à la longueur d'onde de $1,552\ \mu\text{m}$. Ensuite la méthode de mesure en champ lointain aux longueurs d'onde de $1,552\ \mu\text{m}$ et $1,309\ \mu\text{m}$ est également détaillée.

Enfin, les résultats de la caractérisation optique des profils asymétriques, par les deux méthodes, sont discutés et les mesures de diamètre de champ de mode (MFD) en champ proche sont comparées et validées par les calculs analytiques théoriques.

IV.2.1 Mesure du diamètre de mode

Le travail présenté ici se focalise sur les mesures de diamètres de champ de mode MFD au niveau du waist du faisceau, par deux techniques de caractérisation, en l'occurrence la méthode de mesure en champ proche et méthode de mesure en champ lointain.

- La mesure en champ proche consiste à effectuer la mesure dans la zone de Rayleigh.
- La mesure en champ lointain concerne la mesure très loin, au-delà de cette zone [3].

IV.2.1.1 Caractérisation optique en champ proche

IV.2.1.1.1 Principe de la mesure en champ proche

Les micro-collimateurs sont caractérisés en visualisant le faisceau sortant de la microlentille semi-ellipsoïdale en champ proche à la longueur d'onde de $1,552\ \mu\text{m}$. Le waist correspond à l'image pour laquelle le faisceau est focalisé et donc pour laquelle l'intensité est la plus concentrée.

La technique de mesure en champ proche pour le MFD consiste à :

- Effectuer la mesure dans la zone de Rayleigh.
- Observer l'image du faisceau à la sortie de la microlentille visualisée par une caméra IR (HAMAMATSU InGaAs Modèle C10633-23) au travers d'un objectif de microscope à grande ouverture numérique ($\text{NA} = 0,9$) avec un grossissement de (100x).
- Enregistrer l'image pour laquelle l'intensité est la plus concentrée, qui correspond au waist c'est-à-dire au point de focalisation du faisceau, et tracer le profil d'intensité transversale dans le plan image [4]–[6].

IV.2.1.1.2 Mesure du diamètre du champ de mode en champ proche

Cette mesure permet de caractériser le diamètre de mode en champ proche en étudiant le faisceau focalisé avant et après l'insertion de la microlentille. Le montage expérimental utilisé pour cette mesure est composé d'une source laser émettant à la longueur d'onde de $1,552\ \mu\text{m}$ injectée dans la fibre microlentillée à caractériser ; l'extrémité de cette fibre est placée sur un

support de fibre à plusieurs degrés de liberté qui permet le déplacement de la fibre dans les trois directions (x , y et z), une première caméra (caméra 1) Sony de modèle XCD-SX90 utilisée pour vérifier l'alignement transversal et la distance dans le visible entre l'objectif et la microlentille comme illustré sur la **Figure IV 1** et **IV 2**.

Le principe et le dispositif expérimental relatifs à ces techniques de mesure (utilisé pour la caractérisation optique en champ proche) sont présentés sur le schéma de la **Figure IV 1**.

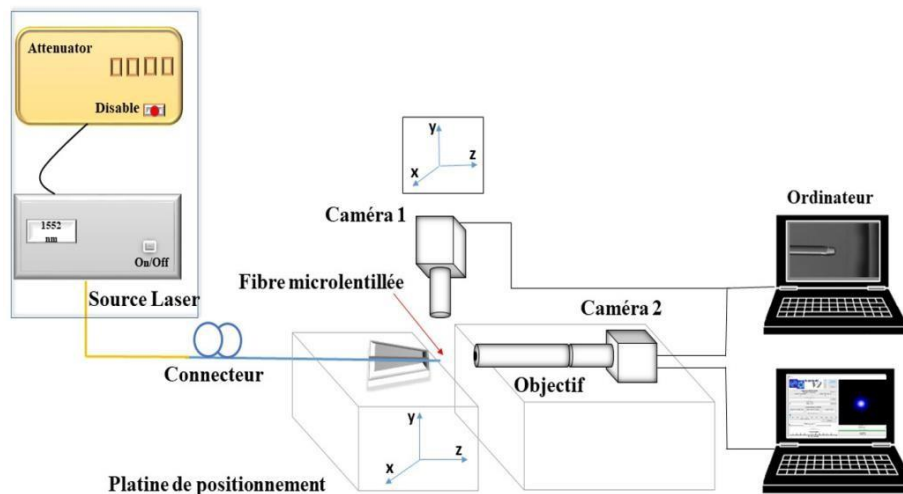


Figure IV 1. Schéma de principe de la mesure en champ proche.

Le faisceau sortant de la microlentille est bien focalisé au niveau du waist, observé sur la caméra infrarouge HAMAMATSU InGaAs Modèle C10633-23 à travers l'objectif (100x / NA = 0,9), notée caméra 2 sur la **Figure IV 1**.

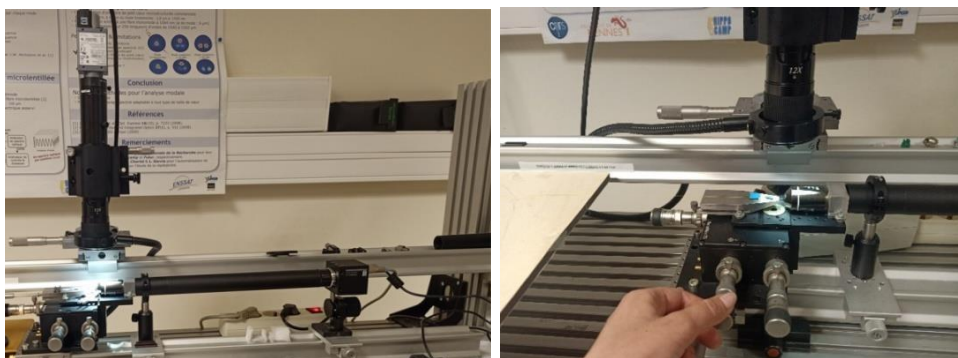


Figure IV 2. Banc expérimental de la mesure en champ proche.

Le faisceau de la microlentille semi-ellipsoïdale, focalisé au niveau du waist, capturé en champ proche est représenté sur la **Figure IV 3 (a)** en utilisant le logiciel Scanmode et la **Figure IV 3 (b)** observé sur la caméra 2, en utilisant le logiciel HCImage à travers un objectif

de microscope (100x / NA=0,9). Les deux images de la figure représentent l'image du faisceau au point focal (zone d'intensité Max) de la microlentille (M1). L'aspect elliptique est bien visible et mesurable sur les deux images. Loin de cette zone, le spot défocalisé sortant de la microlentille (à une distance $\pm 10 \mu\text{m}$ du point focal de la microlentille) est visualisé dans la Figure IV 3 (c)).

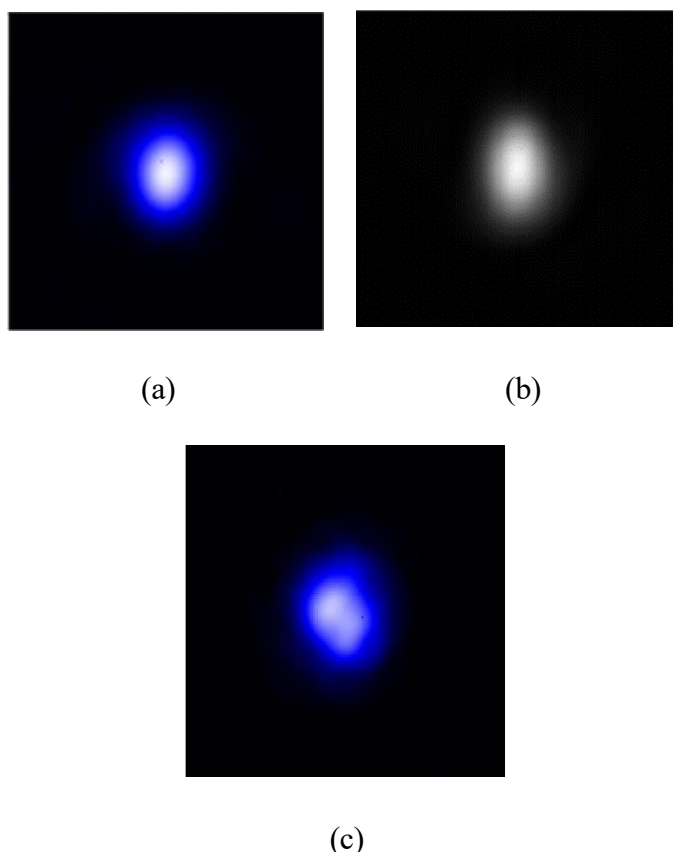


Figure IV 3. Image de la répartition de l'intensité transversale du faisceau au point focal de la microlentille (M1), éclairée avec un faisceau laser émettant à la longueur d'onde de $1,552 \mu\text{m}$, figure IV ; 3 (a) Image observée sur une caméra IR HAMAMATSU InGaAs Modèle C10633-23 à travers un objectif de microscope (100x / NA=0,9), figure IV ; 3 (b) Image observée sur la caméra en utilisant le logiciel HCimage à travers le même objectif de microscope (100x / NA=0,9) et figure IV ; 3 (c) spot défocalisé sortant de la microlentille en dehors du point focal.

Cette mesure nécessite un étalonnage préalable, il peut être effectué à partir du diamètre de mode fondamental d'une SMF. Un étalonnage des diamètres de champ de mode (MFD) des microlentilles semi-ellipsoïdales est ainsi effectué en les comparant à un diamètre de champ de mode d'une SMF standard clivée ($10,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$) à la longueur d'onde de $1,552 \mu\text{m}$, qui a

normalement un profil circulaire, (voir **Figure IV 4 (a) et (c)**). Les mesures obtenues en pixel sur la caméra IR sont ainsi transformées en valeurs réelles en μm de diamètre de mode en champ proche.

La **Figure IV 4** représente des coupes transversales de la SMF clivée et de la microlentille M1 fabriquée en PDMS avec la représentation des profils d'intensités à la sortie de chacune. Les formes du faisceau focalisé sont illustrées sur les **Figure IV 4 (a) et (d)** pour la SMF clivée, et sur les **Figure IV 4 (b), (c) et (e)** pour la fibre microlentillée M1.

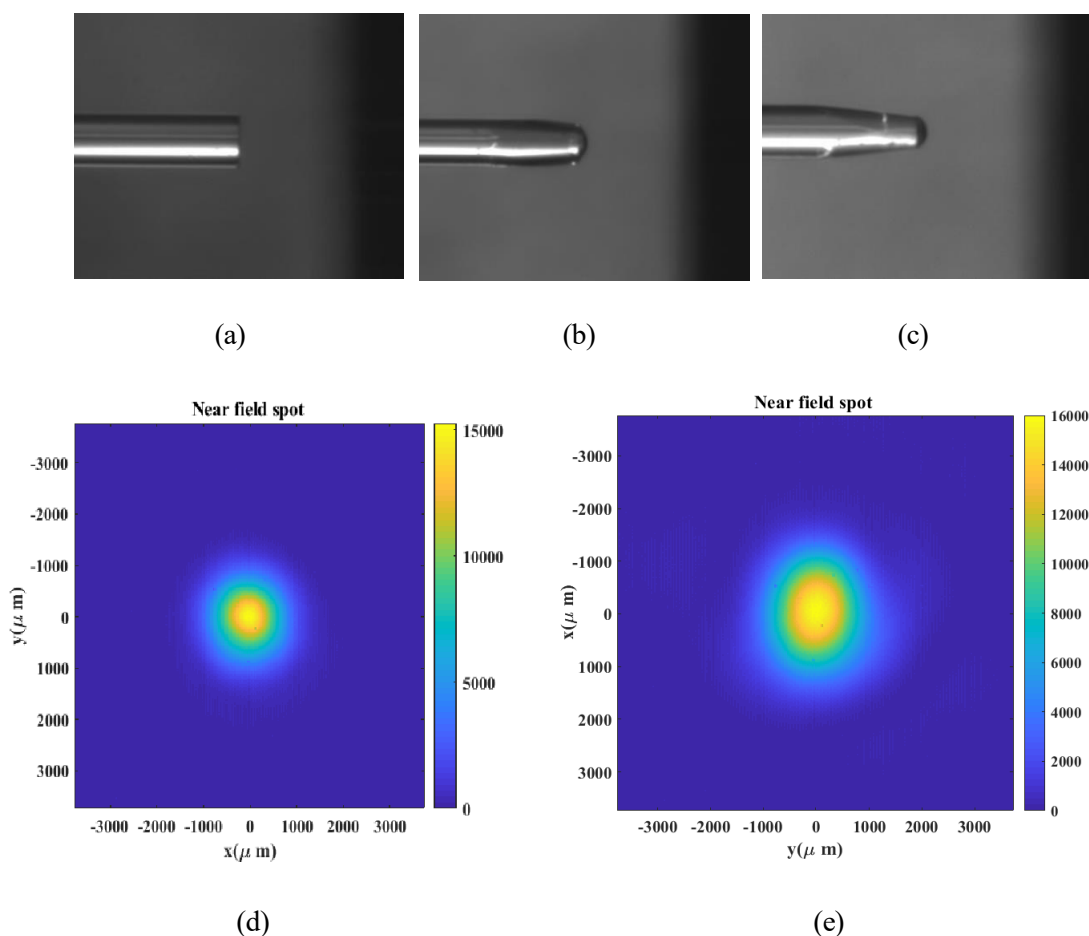


Figure IV 4 .Vue en coupe transversale de : (a) une fibre monomode clivée (SMF), (b) et (c) le profil de surface de la fibre avec la microlentille semi-ellipsoïdale M1 selon les deux axes (axe majeur (x) et axe mineur (y)), (d) Image de l'intensité transversale à la sortie de la SMF, et (e) Image de l'intensité transversale à la sortie du micro-collimateur M1 éclairé avec une diode laser émettant à $1,552 \mu\text{m}$. L'observation de cette image, donnée par la caméra IR à travers un objectif de microscope (100x / NA = 0,9) focalisé au niveau du waist, est visualisée sur un écran.

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Le waist du faisceau de chaque microlentille est mesuré en champ proche, les valeurs réelles, c'est-à-dire après correction suite à l'étalonnage, des diamètres de mode au niveau du waist (2ω) de ces microlentilles ainsi que leurs rapports d'ellipticité des diamètres de mode MFD_y/MFD_x (laser 1,552 μm) avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$ sont alors résumés et représentés dans le **Tableau IV 1**.

Le **Tableau IV 1** représente les valeurs réelles (en μm) de diamètre de mode (MFD) mesurée au niveau du waist (2ω) en champ proche ainsi que leurs rapports d'ellipticité MFD_y/MFD_x (laser 1,552 μm) avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$.

Comme indiqué précédemment dans le chapitre II, la position où le waist se focalise correspond à l'intensité maximale où le front d'onde est plan. Le faisceau émergeant de la microlentille semi-ellipsoïdale a une forme elliptique comme on peut le voir clairement sur la **Figure IV 3** et la **Figure IV 4 (d)** et comme le montrent les valeurs du **Tableau IV 1**.

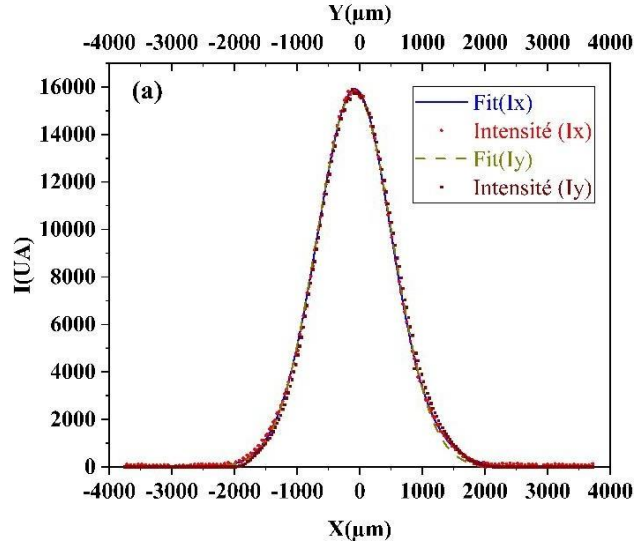
Tableau IV 1. Mesure de MFD (mode field diameter) en champ proche ($\pm 0,5 \mu\text{m}$).

Microlentilles	MFD_x réel (μm)	MFD_y réel (μm)	Rapport <i>MFD_y/MFD_x</i>
M1	7,23	5,95	0,82
M2	6,52	6,38	0,97
M3	6,24	4,82	0,77
M4	6,81	6,10	0,89
M5	7,09	5,67	0,79
M6	7,8	4,68	0,60
M7	6,81	5,10	0,74
M8	5,1	3,26	0,63
M9	6,58	6,24	0,94
M10	6,95	6,66	0,95

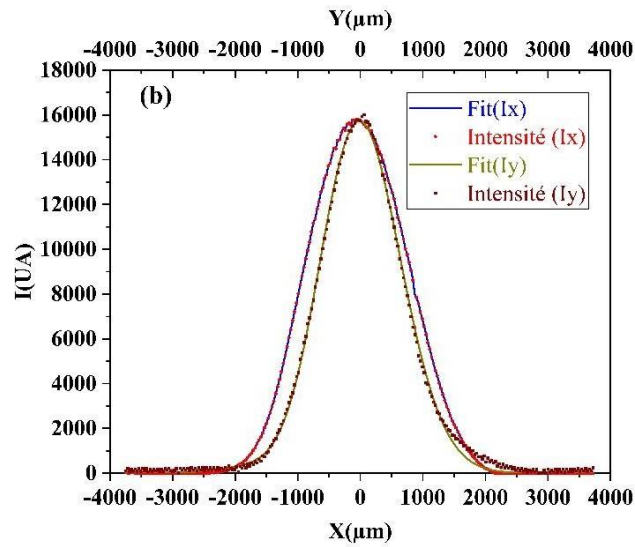
La répartition de la lumière résultante des microlentilles semi-ellipsoïdales obtenue par ces techniques de mesure permet d'avoir l'intensité en tout point par la méthode du champ proche.

La technique de mesure en champ proche est la technique la plus simple et la plus rapide utilisée pour mesurer le waist du faisceau. La **Figure IV 5** montre l'étude du spot avant et après l'insertion de la microlentille ; il s'agit d'une coupe du profil d'intensité transverse sur l'axe

de la SMF clivée dont $I_x = I_y$ (**Figure IV 5 (a)**) et sur l'axe majeur et l'axe mineur de la microlentille (**Figure IV 5 (b)**) extraite de l'image d'intensité transverse mesurée en champ proche (near field scan) au niveau du waist au maximum d'intensité et le fit gaussien pour la SMF et pour la microlentille semi-ellipsoïdale (exemple de la microlentille M1).



(a)



(b)

Figure IV 5. Données de balayage (scan data) de l'intensité transversale mesurée en champ proche sur la caméra IR selon les deux axes I_x (axe majeur), I_y (axe mineur) et le fit gaussien: (a) SMF, (b) axe majeur (x) et axe mineur (y) de la microlentille semi-ellipsoïdale (M1).

En résumé, les micro-collimateurs ont été caractérisés après une mesure du MDF par l'observation de l'image de l'intensité transversale sur une caméra infrarouge IR à travers un objectif de microscope, focalisée au niveau du waist à la sortie de la microlentille semi-ellipsoïdale à la longueur d'onde de 1,552 μm .

Cette méthode de mesure en champ proche (mesure directe) offre une bonne précision pour les grands diamètres de champ de mode (plus de 5 μm de diamètre MFD) dont l'angle de divergence est assez faible et pour les objectifs à grande ouverture numérique (NA), ce qui est le cas dans ce travail.

IV.2.1.2 Caractérisation optique en champ lointain

IV.2.1.2.1 Principe de la mesure en champ lointain

La technique de mesure en champ lointain est utilisée pour mesurer le MFD loin de la zone de Rayleigh. Dans cette partie, le principe de mesure et l'expérimentation effectuée pour cette mesure sont présentés.

Cette technique consiste à mesurer le profil transverse de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle d'émission des fibres microlentillées loin de la zone de Rayleigh. Le banc d'essai et le logiciel développés permettent de remonter aux waists par quatre méthodes. Par la mesure : [5]

- De l'aire effective du profil du faisceau (Effectif Area).
- Du diamètre de mode effectif (effectif Mode diameter).
- Du diamètre de mode à I_{max}/e^2 sur le profil brut et le fit gaussien.
- Par la méthode de mesure de Peterman.

IV.2.1.2.2 Mesure du diamètre du champ de mode en champ lointain

Le champ lointain est défini par une distance z , relativement grande, de l'apex de la microlentille au plan de mesure, estimée par l'approximation $30 \times ZR$ (zone de Rayleigh donnée par l'Eq 64 du chapitre II). Cette approximation a été utilisée pour calculer la distance entre la fibre à mesurer et la fibre multimode reliée au détecteur pour les deux lasers 1,552 μm et 1,309 μm (**Tableau IV 2**).

Le processus de la mesure en champ lointain a été effectué en utilisant deux laser émettant aux longueurs d'onde 1,309 μm et 1,552 μm . Le principe et le dispositif expérimental utilisés pour la mesure en champ lointain sont illustrés dans les **Figure IV 6** et **Figure IV 7**. La lu-

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

mière du laser continu est injectée à l'entrée de la fibre microlentillée. L'intensité lumineuse émergente de la microlentille est relevée en fonction de l'angle d'émission, à l'aide d'une fibre multimode de 62,5/125 μm (diamètre de cœur 62,5 μm). Cette dernière, connectée à un détecteur InGaAs, est mise en rotation autour de la microlentille qui est placée au centre. La mesure est effectuée en déplaçant angulairement la fibre de mesure dans une plage qui dépend de la divergence du faisceau (entre -20° à $+20^\circ$ par rapport à l'axe optique, dans ce travail) à une distance de la sortie de la microlentille qui est estimée, en fonction du MFD attendu et du laser utilisé, pour être en champ lointain (**Tableau IV 2**). Ce secteur angulaire est adapté à la divergence des faisceaux des microlentilles étudiées dans ce travail. La sortie de la microlentille est placée au centre de rotation de la fibre de détection comme indiqué schématiquement dans la **Figure IV 6**. Ainsi le MFD est mesuré en champ lointain, en enregistrant le profil transverse d'intensité et en calculant l'aire effective et le diamètre de mode au niveau du waist par la méthode inverse de Hankel [1], [5], [7]–[9] (**voir Annexe C**).

Tableau IV 2. Distances minimales de mesure entre l'extrémité de la microlentille et la fibre de détection pour être en champ lointain en fonction des deux longueurs d'onde du laser et des diamètres de mode.

MFD (μm) Laser (μm)	4-6	6-8	8-10	>10
	Distances minimales			
1,552	0,58 mm	1,03 mm	1,61 mm	3,16 mm
1,309	0,68 mm	1,22 mm	1,9 mm	3,74 mm

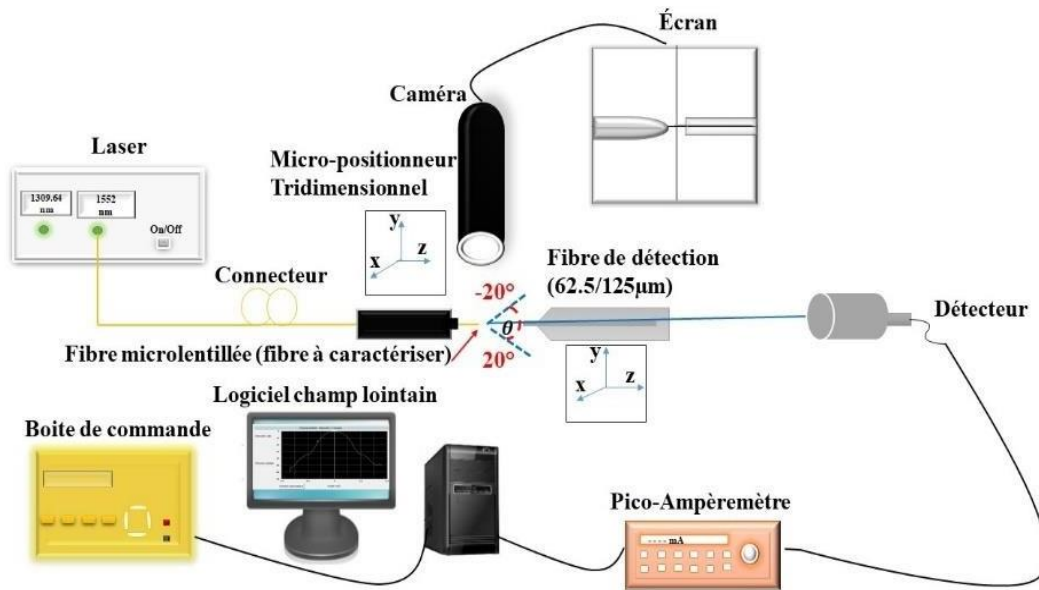


Figure IV 6. Schéma de principe de mesure en champ lointain.

L'enregistrement du profil d'intensité est suivi en temps réel avec une caméra de modèle Sony SSC-M370CE dans le visible pour le contrôle de l'alignement et de la distance entre la microlentille et la fibre de mesure en champ lointain. La vue du dessus est montrée dans les **Figures IV 7 (a), (b), (c) et (d)**.

Le profil d'intensité lumineuse en champ lointain (I) est enregistré en fonction de l'angle d'émission θ pour la longueur d'onde de $1,552 \mu\text{m}$ comme le montre les **Figures IV 6 et 7**. Cette technique de mesure [4] permet de tracer la distribution du champ lointain $I=f(\theta)$ et de calculer par les méthodes décrites au (IV 2.1.2.1) le MFD des microlentilles.



(a)



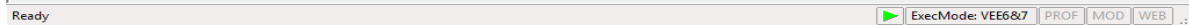
(b)



(d)



(f)



(g)

Figure IV 7. Banc expérimental des étapes de la mesure en champ lointain : étape 1 : (a) et (b) Alignement de la fibre microlentillée face au détecteur (fibre multimode avec un gros cœur); étape 2 : (c), (d), (e) et (f) déplacement du détecteur pour relever le profil de l'intensité en fonction de l'angle; étape 3 : (g) Prise du profil d'intensité.

La distribution d'intensité du champ lointain a été mesurée pour toutes les microlentilles (M1 à M10). Un exemple est donné pour le cas de la microlentille M5 (grand axe) **Figure IV 8**.

On obtient ainsi le MFD en mesurant l'angle θ_0 correspondant à $1/e^2$ du maximum de l'intensité la courbe $I=f(\theta)$ mesurée (voir l'exemple de la **Figure IV 8** cas de la microlentille M5), ou sur le 'fit' gaussien de la courbe mesurée. Le waist est calculé dans l'approximation en champ lointain par $\omega_0 = \lambda / (\pi \cdot \tan \theta_0)$.

En effet, on peut remonter au rayon de mode par le biais de l'expression,

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 \left[1 + \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right]^2 \quad (1)$$

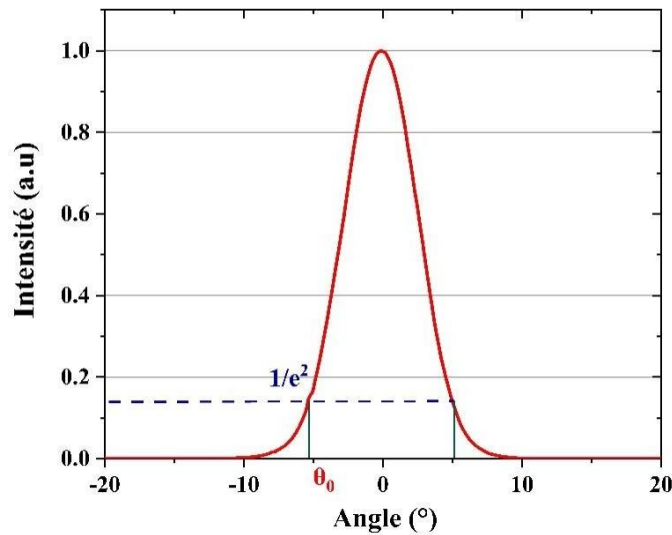


Figure IV 8. Distribution de l'intensité en champ lointain en fonction de l'angle de balayage pour la microlentille M5 le long du grand axe (longueur d'onde $\lambda=1,552 \mu\text{m}$).

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Le champ lointain correspond à une très grande distance z du waist sur l'axe optique (voir **Figure IV 19**). Dans ce cas le terme $\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}$ est très grand devant 1.

Ainsi:

$$\tan \theta = \frac{\omega(z)}{z} \approx \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (2)$$

Cette expression nous permet de déterminer la valeur du "waist" ω_0 du champ proche par la relation approchée suivante valable en champ lointain :

$$\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi \tan \theta} \quad (3)$$

Nous avons déduit également le waist à partir de l'aire effective par la méthode inverse de Hankel ou par la méthode de Petermann [7] comme on peut le voir sur l'interface de calcul dans la **Figure IV 9** ci-dessous, dans le cas de la microlentille M5 (grand axe).

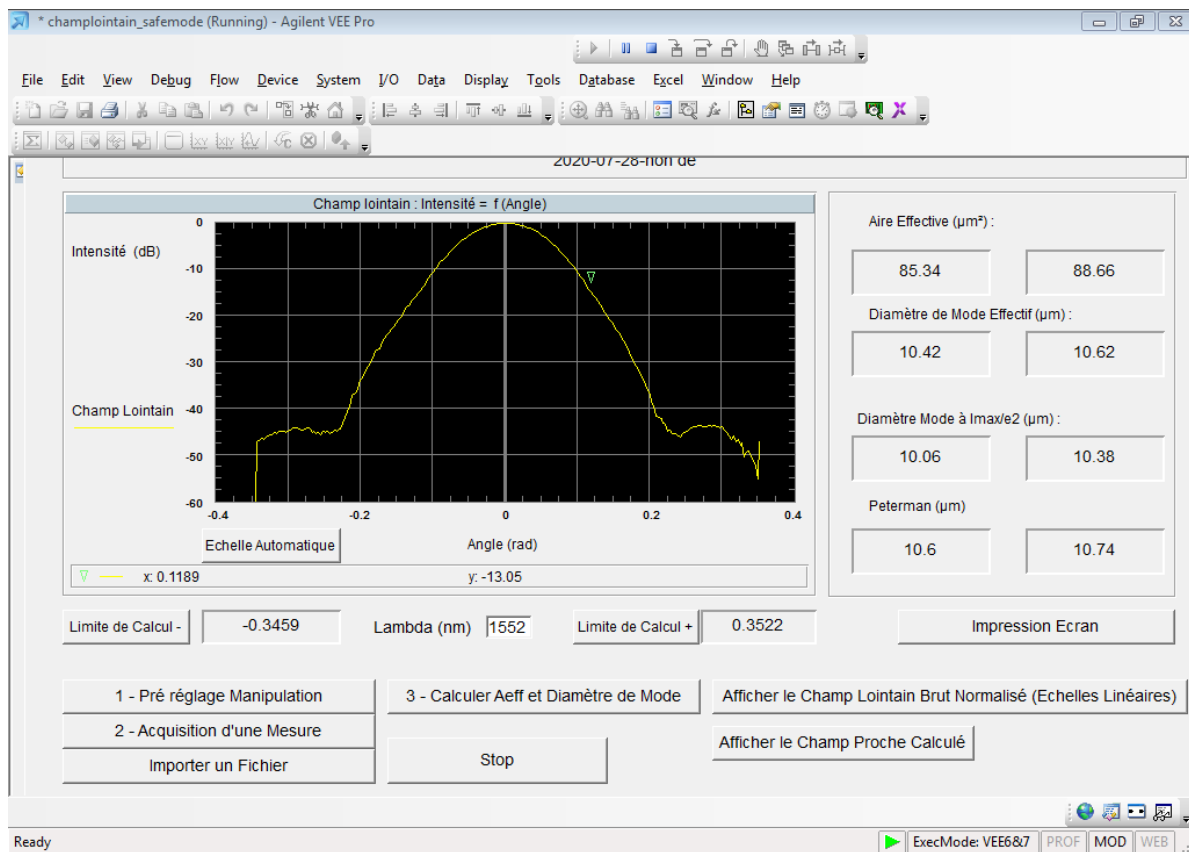


Figure IV 9. Sur cette interface de calcul, est représenté le profil d'intensité en champ lointain : mesure de MFD par les quatre méthodes (cas d'exemple de la microlentille M5 grand axe). Les deux valeurs données pour chaque méthode de mesure correspondent aux valeurs extraites à partir de la partie gauche et droite de la courbe par rapport au maximum d'intensité.

En résumé, le relevé de l'intensité en fonction de l'angle d'émission nous permet de remonter au rayon de mode en champ proche, et à partir de la distribution de l'intensité et, par la méthode inverse de Hankel [1], [9] de remonter au profil d'intensité en champs proche.

IV.2.1.3 Résolution

La résolution est liée au rapport entre le diamètre du détecteur (fibre de mesure) et le rayonnement du faisceau (waist du spot) en champ lointain où la distribution d'intensité est mesurée. Pour un diamètre de champ de mode donné, cette résolution dépend du diamètre du cœur de la fibre multimode et de la distance entre cette fibre multimode et la microlentille.

Dans notre travail, cette distance est comprise entre 1,03-1,60 mm dans le cas du laser 1,552 μm et entre 1,22-1,9 mm dans le cas du laser 1,309 μm , selon le MFD de la microlentille pour être en champ lointain.

Le waist du faisceau en champ lointain ($2\omega(z)$), où la distribution d'intensité est mesurée, dépend de la distance z entre la sortie de la microlentille et le détecteur (la fibre multimode). Pour une distance de 1 mm, la résolution est d'au moins 0,5 μm dans la plage de MFD mesurée. Dans ce travail, cette résolution est de $\pm 0,5 \mu\text{m}$ pour la mesure des MFDs.

Et pour un système de champ lointain donné, plus le diamètre du champ de mode à mesurer est petit, plus l'angle de divergence du faisceau est large, donc meilleure est la résolution.

La résolution est liée aussi à la taille de la surface du détecteur par rapport à la distribution angulaire d'intensité du faisceau. Plus la taille du détecteur est petite, meilleure est la résolution.

De plus, nous avons montré qu'une dynamique d'au moins 40 dB est nécessaire entre le maximum d'intensité et le bruit, pour que le bruit de la mesure ne fausse pas les résultats.

Cette technique de mesure permet l'obtention d'une série de diamètres de modes à la sortie des microlentilles semi-ellipsoïdales avec différents rayons reportées dans les **Tableau IV 3** (à $\lambda=1,309 \mu\text{m}$) et **Tableau IV 4** (à $\lambda=1,552 \mu\text{m}$).

Les **Tableaux IV 3** et **IV 4** représentent les diamètres de modes MFD au niveau du waist mesurés en champ lointain par les quatre méthodes (Aire effective (Effective area), diamètre de mode effectif (Effective mode diameter), diamètre de mode à I_{max} / e^2 (Mode field diameter at I_{max}/e^2), et la méthode de Petermann pour le cas des microlentilles M1-M10 avec les deux longueurs d'onde $\lambda_1=1,309 \mu\text{m}$ et $\lambda_2=1,552 \mu\text{m}$. Dans la mesure où les microlentilles sont bien symétriques, les valeurs mesurées sur le côté gauche et le côté droit de la gaussienne (In-

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

terface de calcul), pour un axe de mesure donné x ou y , sont très proches. Les valeurs reportées sont les moyennes des valeurs de mesure droite et gauche de la gaussienne.

Tableau IV 3. Mesures de diamètres de mode au niveau du waist en champ lointain à $\lambda=1,309 \mu\text{m}$ avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$.

Micro-lentilles	Air effective A (μm^2)		Diamètre de mode effectif μm		Diamètre de mode à I_{max}/e^2 (μm)		Méthode de Peterman (μm)		MFD moyens 4 méthodes		Rapport des MFDs
	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	MFD_y/MFD_x
M1	61,83	48,71	8,86	7,87	8,36	7,91	8,87	7,56	8,69	7,78	0,89
M2	76,02	56,20	9,83	8,45	9,29	8,45	9,36	8,30	9,49	8,40	0,88
M3	71,36	55,48	9,52	8,4	9,37	8,27	9,54	8,37	9,47	8,34	0,88
M4	30,62	26,14	6,24	5,75	5,73	5,42	6,28	5,89	6,08	5,68	0,93
M5	68,59	60,02	9,34	8,73	9,13	8,53	9,41	8,79	9,29	8,68	0,93
M6	102,3	68,26	11,41	9,31	11,13	9,19	11,37	9,3	11,30	9,26	0,81
M7	68,20	59,15	9,31	8,66	9,02	8,25	9,3	8,7	9,21	8,53	0,92
M8	43,58	23,50	7,44	5,47	7,39	5,23	7,37	5,3	7,4	5,33	0,72
M9	66,18	64,75	9,17	9,06	8,86	8,79	9,25	9,11	9,09	8,98	0,98
M10	61,86	56,01	8,88	8,44	8,69	8,3	8,88	8,42	8,81	8,38	0,95

Tableau IV 4. Mesure des diamètres de mode au niveau du waist en champ lointain à $\lambda=1,552 \mu\text{m}$ avec une erreur de mesure de $\pm 0,5 \mu\text{m}$.

Micro-lentilles	Air effective A (μm^2)		Diamètre de mode effectif μm		Diamètre de mode à I_{max}/e^2 (μm)		Méthode de Peterman (μm)		MFD moyens 4 méthodes		Rapport des MFDs
	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	Grand axe	Petit axe	MFD_y/MFD_x
M1	79,46	60,39	10,05	8,76	9,71	8,76	10,08	8,33	9,94	8,61	0,86
M2	86,1	66,52	10,45	9,2	10,11	9,22	10,41	8,9	10,32	9,10	0,88
M3	88,66	63,56	10,62	8,99	10,5	8,92	10,56	8,92	10,56	8,94	0,84
M4	43,51	33,88	7,42	6,56	6,82	6,04	7,48	6,62	7,24	6,40	0,88
M5	87,00	76,39	10,52	9,85	10,22	9,28	10,67	9,78	10,47	9,63	0,91
M6	93,20	79,77	10,89	10,07	10,58	10,01	10,64	9,95	10,70	10,01	0,93
M7	84,14	71,35	10,35	9,53	9,99	9,37	10,5	9,58	10,28	9,49	0,92
M8	50,27	28,81	7,99	6,05	8,03	6,06	7,84	5,84	7,95	5,98	0,75
M9	85,26	83,4	10,42	10,28	10,10	9,93	10,54	10,43	10,35	10,21	0,98
M10	87,8	66,92	10,01	9,22	9,89	9,1	9,89	9,18	9,93	9,16	0,92

Par ailleurs, les valeurs mesurées par les quatre méthodes sont très proches comme le montrent les **Tableaux IV 3** et **IV 4**. Ainsi, les valeurs moyennes de MFD mesurées par les quatre méthodes pour chaque microlentille (M1 à M10) sont données dans l'avant dernière colonne de ces deux tableaux. Une fois la mesure avec le laser $\lambda_1=1,309 \mu\text{m}$ terminée, on procède à la mesure avec le 2^{ème} laser $\lambda_2=1,552 \mu\text{m}$ (**Tableau IV 4**).

L'intensité mesurée en champ lointain en fonction de l'angle de balayage à la sortie de la microlentille (M5) le long du grand axe est illustrée dans la **Figure IV 10**.

L'échelle logarithmique indique des lobes secondaires d'intensité assez faible (en dessous de 40 dB du maximum d'intensité) probablement dus à une faible diffraction à la sortie de la microlentille.

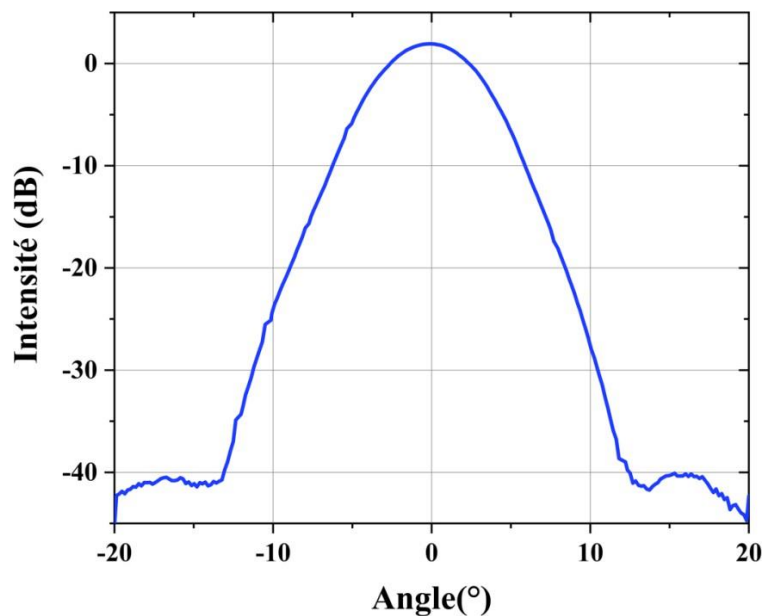


Figure IV 10. Intensité transversale mesurée en champ lointain en fonction de l'angle de balayage à la sortie de la microlentille M5 grand axe.

IV.2.1.4 Discussion

La technique de mesure en champ lointain est possible mais pas la plus adaptée dans ce cas de diamètres de mode assez importants et surtout lorsque le faisceau est elliptique. En effet pour mesurer le MFD elliptique (MFD_x , MFD_y), la fibre doit être positionnée correctement sur chaque axe : un seul axe est mesuré à la fois puis nous faisons tourner la fibre sur le deuxième axe pour faire la mesure.

Mais cette méthode est également intéressante car elle permet de donner des informations supplémentaires sur l'ellipticité du profil des microlentilles en transformant les données en champ lointain en données en champ proche, par calcul à partir du champ lointain.

Avant de conclure, ces résultats de mesures montrent que la technique proposée a permis la fabrication de microlentilles semi-ellipsoïdales avec des rapports d'ellipticité des MFDs compris entre 0,75 et 0,98, prometteurs pour les micro-collimateurs permettant d'adapter un faisceau laser elliptique au mode circulaire d'une fibre. Cependant, le rapport d'ellipticité n'est pas limité à ceux obtenus mais peut être ajusté selon des exigences spécifiques. Une large gamme peut être produite.

Pour finir, les deux techniques de mesure en champ proche et en champ lointain sont capables de montrer l'asymétrie du faisceau dans les directions x et y des microlentilles semi-ellipsoïdales comme prévu.

IV.2.1.4.1 Analyse des résultats des mesures expérimentales et calcul théorique

Dans le chapitre II, nous avons développé notre méthode de calcul analytique pour la caractérisation du diamètre de mode. Nous avons fourni la méthode de calcul utilisée pour calculer le diamètre de mode théorique, et nous avons montré les résultats de ce calcul. Ces résultats sont nécessaires pour valider la théorie et les expérimentations.

Dans cette partie, la caractérisation du diamètre du champ de mode (MFD) en champ proche est comparée aux calculs analytiques théoriques. Cependant des études complémentaires étaient nécessaires, c'est pourquoi nous proposons également une amélioration du rapport d'ellipticité pour obtenir une meilleure correspondance entre théorie et expérience.

Le **Tableau IV 5** compare les MFDs expérimentaux du grand et du petit axe MFD $_x$ et MFD $_y$ mesurés en champ proche (représentés dans la 2^{ème} et 3^{ème} colonne du **Tableau IV 5**) et en champ lointain (5^{ème} et 6^{ème} colonnes) avec les valeurs théoriques des MFD $_x$, MFD $_y$ (8^{ème} et 9^{ème} colonnes) calculées grâce à la méthode ABCD de Kogelnik [2], [10] formant les différents rapports d'ellipticité des MFDs (colonnes 4^{ème}, 7^{ème} et 10^{ème}) des microlentilles référencées dans la 1^{ère} colonne. Pour le calcul de ces points théoriques du MFD, nous avons pris les valeurs des épaisseurs E du **Tableau III 4** (Chapitre III).

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Tableau IV 5. Comparaison des valeurs théoriques des diamètres de mode dans les deux plans x et y des microlentilles semi-ellipsoïdales avec les valeurs expérimentales mesurées (en champ proche et en champ lointain) avec leurs rapports d'ellipticité des MFDs.

Microlentilles	MFD mesuré en champ proche			MFD mesuré en champ lointain (valeurs moyennes des quatre méthodes)			MFD théorique		
	Axe major (μm)	Axe mineur (μm)	MFD_y/MFD_x	Axe major (μm)	Axe mineur (μm)	MFD_y/MFD_x	Axe major (μm)	Axe mineur (μm)	MFD_y/MFD_x
M1	7,23	5,95	0,82	9,94	8,61	0,86	6,57	5,09	0,77
M2	6,52	6,38	0,97	10,32	9,10	0,88	8,85	8,05	0,90
M3	6,24	4,82	0,77	10,56	8,94	0,84	7,63	5,92	0,77
M4	6,81	6,10	0,89	7,24	6,40	0,88	8,33	7,05	0,84
M5	7,09	5,67	0,79	10,47	9,63	0,91	8,80	7,95	0,90
M6	7,80	4,68	0,60	10,70	10,01	0,93	7,60	6,32	0,83
M7	6,81	5,10	0,74	10,28	9,49	0,92	8,08	6,12	0,75
M8	5,10	3,26	0,63	7,95	5,98	0,75	6,44	4,24	0,65
M9	6,58	6,24	0,94	10,35	10,21	0,98	8,85	8,54	0,96
M10	6,95	6,66	0,95	9,93	9,16	0,92	7,57	6,95	0,91

IV.2.1.4.2 Discussion

La représentation des valeurs des MFD_y , MFD_x est illustrée dans la **Figure IV 11** qui rassemble de nombreux résultats de diamètres de modes MFDs en fonction du rayon de courbure pour les différentes microlentilles semi-ellipsoïdales. Nous y avons reporté des valeurs de diamètres de mode MFD mesurées en champ proche et calculées théoriquement en fonction du rayon de courbure des microlentilles pour des épaisseurs données (**Tableau III 4** chapitre III) selon les deux plans transversaux de chaque microlentille (M1-M10).

Nous avons également comparé les MFD_x et MFD_y des microlentilles M1 et M5 mesurées en champ lointain avec les valeurs mesurées en champ proche et calculées théoriquement pour la même microlentille (exemples montrés sur la **Figure IV 11** MFD_x champ lointain (M1, M5) et MFD_y champ lointain (M1, M5)).

On constate que les deux rapports des MFDs de la microlentille M5 mesurés en champ lointain (0,91), et calculés théoriquement (0,90) sont identiques avec une différence pour les valeurs en champ proche (0,79). De même pour la microlentille M1 mesurée en champ lointain

(0,86), et en champ proche (0,82) avec une petite différence avec le rapport d'ellipticité pour le *MFD* théorique calculé (0,77).

Une différence est observée entre les valeurs des *MFDs* de la microlentille M5 mesurées en champs lointains en prenant MFD_x , MFD_y , les valeurs moyennes de la mesure par les quatre méthodes pour la microlentille M5 ($MFD_x = 10,47 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 9,63 \mu\text{m}$) comparé avec les valeurs des *MFDs* mesurées en champs proches ($MFD_x = 7,09 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 5,67 \mu\text{m}$) et les valeurs théoriques des *MFDs* ($MFD_x = 8,8 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 7,95 \mu\text{m}$).

De même, nous remarquons une différence dans le *MFD* de la microlentille M1 mesuré en champ lointain ($MFD_x = 9,94 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 8,61 \mu\text{m}$) par rapport aux valeurs des *MFDs* mesurées en champs proches ($MFD_x = 7,23 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 5,95 \mu\text{m}$) et les valeurs théoriques ($MFD_x = 6,57 \mu\text{m}$), ($MFD_y = 5,09 \mu\text{m}$).

Cela pourrait s'expliquer par le fait que le profil du mode d'intensité transversale des microlentilles n'est pas parfaitement gaussien comme le montrent les lobes secondaires en champ lointain (**Figure IV 10**). Il s'agit en effet d'une approximation, du fait que le mode n'est pas parfaitement gaussien en champ proche, alors que seulement un champ proche gaussien (Gaussian near field) reste gaussien en champ lointain.

Par ailleurs les calculs théoriques ont été menés dans l'approximation paraxiale sans tenir compte des aberrations qui peuvent se produire ainsi que les effets de diffraction. Or ces effets peuvent perturber le faisceau gaussien lors de sa propagation dans la microlentille et donc les diamètres de mode et distances de travail comme montré dans de précédents travaux [20].

La **Figure IV 11** est assez complète et pas facile à comprendre étant donné qu'elle regroupe toutes les valeurs des *MFDs* obtenues pour un rayon de courbure donné dans les deux directions x et y des microlentilles.

Mais d'après le **Tableau IV 5** et la **Figure IV 11**, il apparaît clairement que pour des valeurs des rayons de courbure données, différents *MFDs* ont été obtenus pour différentes valeurs des épaisseurs, ce qui offre une large gamme des *MFDs* tracés sur la **Figure IV 11**. Les valeurs précédées du signe ($\pm$) dans la figure correspondent aux écarts entre les *MFDs* mesurés en champ proche, en champ lointain et calculés théoriquement.

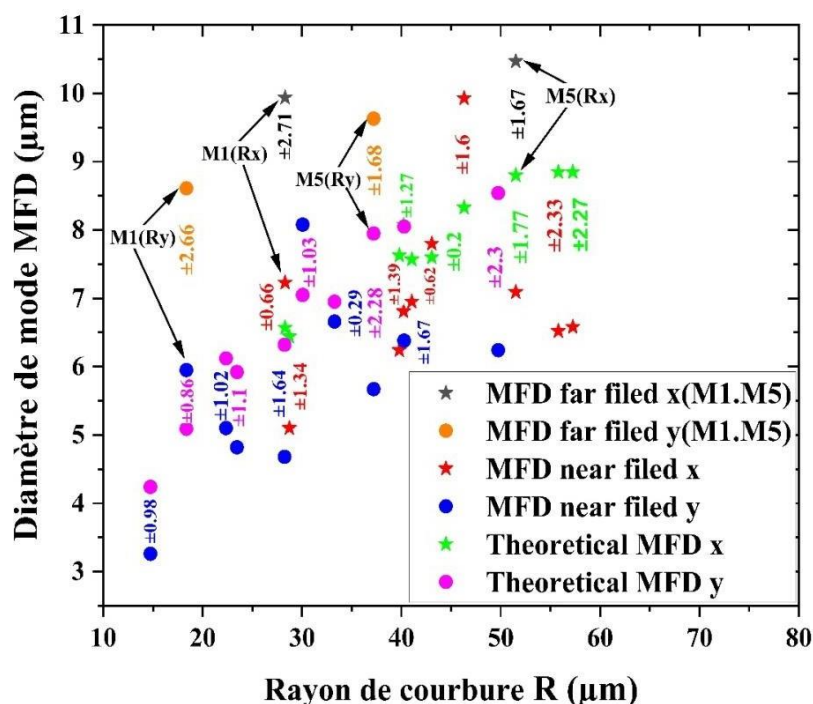


Figure IV 11. Diamètres de modes MFD théoriques et expérimentaux en fonction du rayon de courbure des microlentilles ; pour des épaisseurs données (valeurs du **Tableau III 4** chapitre III).

En conclusion, les rayons de courbure R_x , R_y , les diamètres D_x , D_y , ainsi que les épaisseurs E sont déterminants pour dimensionner les microlentilles avec les rapports d'ellipticité souhaités.

Les valeurs des diamètres de mode représentées dans le **Tableau IV 5** indiquent que les MFDs calculés théoriquement concordent avec ceux mesurés en champ proche mieux qu'en champ lointain avec un intervalle d'erreur compris entre $\pm 0,2 \mu\text{m}$ et $\pm 2,33 \mu\text{m}$. L'écart entre les rapports d'ellipticité MFD_y/MFD_x calculés théoriquement et mesurés en champ proche est entre ± 0 et $\pm 0,07$ (sauf pour M5 et M6).

Ce rapport d'ellipticité est un paramètre très important. En effet les formes géométriques des modes d'une DL et de la SMF sont différentes (elliptique pour la diode laser et circulaire pour le SMF) et leurs dimensions sont également très différentes (de l'ordre de quelques μm de diamètres pour la DL et de $10,5 \mu\text{m}$ pour la SMF). Ainsi, les MFDs restent à optimiser en plus de l'optimisation des rapports d'ellipticité de ces MFDs.

L'intérêt de fabriquer des microlentilles semi-ellipsoïdales au lieu de microlentilles semi-sphériques dépend de la perte de couplage tolérée pour l'application. Un compromis doit être trouvé entre l'intérêt d'améliorer l'efficacité du couplage et le processus de fabrication avancé. La **Figure IV 12** illustre la variation du waist théorique ($2\omega=MFD$) de chaque microlentille, calculée par la méthode de la matrice ABCD [2], [10] à une longueur d'onde $\lambda = 1,552 \mu\text{m}$, en fonction des rayons de courbure mesurés pour des valeurs des épaisseurs E de microlentilles données allant de $11,04$ à $32,34 \mu\text{m}$.

Comme on pouvait s'y attendre, il est montré dans la **Figure IV 12** que le MFD augmente lorsque les rayons de courbure des microlentilles augmentent.

Lorsque l'ellipticité du MFD laser est faible, typiquement pour des rapports d'ellipticité (W_y / W_x) supérieurs à $0,4$; des microlentilles semi-sphériques avec MFD, (ω_{ulens} waist de la microlentille) égale à la moyenne géométrique de MFD du laser ($\omega_{ulens} = (\omega_x \cdot \omega_y)^{1/2}$) conduisent à une perte de couplage inférieure à 1 dB [11]. Dans ce cas il n'est pas forcément judicieux de corriger l'ellipticité du mode avant d'entrer dans la SMF.

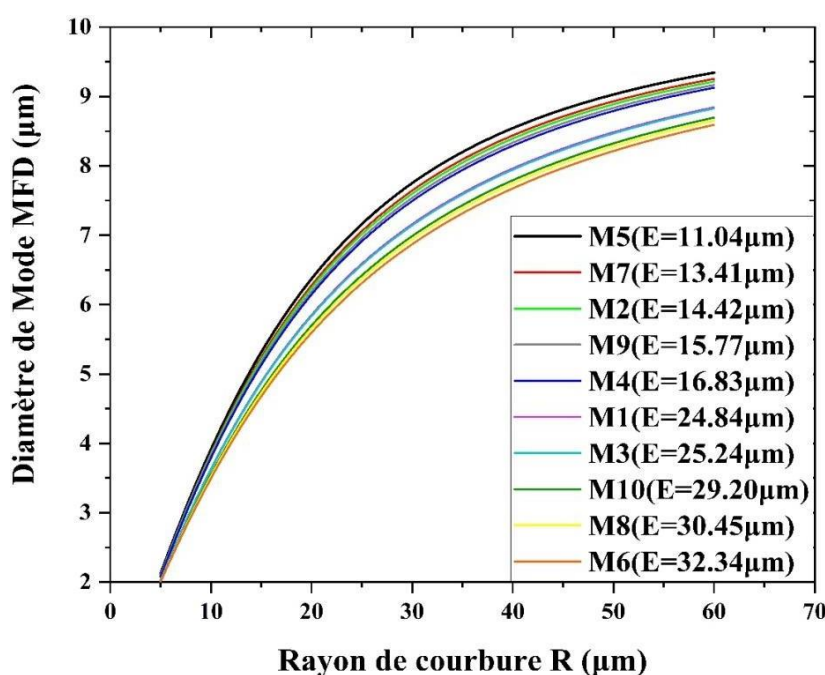


Figure IV 12. Diamètres théoriques du champ du mode MFD en fonction des rayons de courbure pour chaque épaisseur E des microlentilles à $\lambda = 1,552 \mu\text{m}$ (valeurs E du **Tableau III 4** chapitre III).

En revanche, les microlentilles semi-ellipsoïdales présentent un grand intérêt par rapport aux microlentilles semi-sphériques pour améliorer l'efficacité de couplage en cas de *MFD* des lasers très elliptiques.

Bien que les rapports d'ellipticité montrés dans ce travail soient plutôt élevés (faible ellipticité), nous pensons que le procédé de fabrication est adapté pour obtenir des microlentilles semi-ellipsoïdales avec une géométrie très elliptique, meilleures que 0,4.

La **Figure IV 13** représente les valeurs théoriques du waist ($2\omega = \text{MFD}$) (calculées par la matrice ABCD [2], [10]) en fonction des épaisseurs des microlentilles dans les deux plans x, y pour des valeurs des rayons de courbure données à $\lambda = 1,552 \mu\text{m}$.

Selon les valeurs des rayons de courbure R_x, R_y de chaque microlentille fabriquée par cette technique, les valeurs des diamètres de champ de mode (MFD) sont petites lorsque les valeurs des épaisseurs E sont grandes comme dans le cas de la microlentille M3 : pour une épaisseur de $25,24 \mu\text{m}$ (**Tableau 4** chapitre III), les valeurs des diamètres de mode varient dans une plage de $6,24$ à $4,82 \mu\text{m}$ (**Tableau IV 1**) correspondant aux MFD en champ proche dans les plans x et y respectivement.

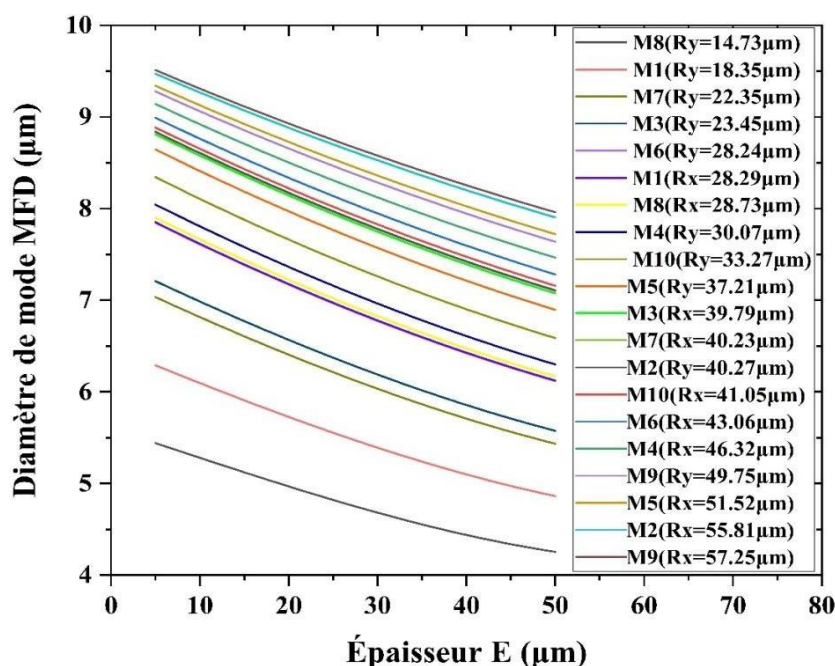


Figure IV 13. Diamètres théoriques du champ de mode en fonction des épaisseurs E pour les rayons de courbure R_x, R_y des (valeurs E du **Tableau 4** chapitre III).

Les valeurs théoriques de la **Figure 11** ont été tracées avec les résultats indiqués dans les **Figures 12** et **13**. Ces courbes mettent en évidence l'intérêt de faire varier l'épaisseur pour un rayon de courbure donné et vice versa, pour réaliser une large gamme de MFD avec ce type de microlentilles. Cela aide à bien comprendre la **Figure précédente IV 11** qui était assez riche en informations.

IV.2.2 Mesure de la distance de travail par la méthode du champ proche

Nous avons étudié dans la partie précédente relative à la caractérisation optique des microlentilles le diamètre de mode des microlentilles (MFD) à e^{-2} de l'intensité maximale du profil latéral d'intensité, et la distance de travail z qui correspond à la distance entre l'extrémité de la microlentille et la position du waist de diamètre de mode $2\omega_0$.

IV.2.2.1 Principe de la mesure

Le banc de mesure en champ proche (représenté dans le schéma de la **Figure IV I**) utilisé pour la caractérisation et la mesure des MFD_s est également exploité pour la mesure des distances de travail z des microlentilles.

On injecte le laser émettant à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ dans la fibre microlentillée, cette fibre est placée sur une platine micro-positionneur (x , y , et z). Un atténuateur est relié au montage pour ne pas saturer la caméra. Un appareil de mesure de déplacements micrométriques de support Melles Griot (**Figure IV 14 (c), (d)**) a été installé sur le banc de mesure, avec le support de la fibre en regard de l'objectif (100x). Il s'agit d'un "Sylvac2" qui permet de faire les mesures sur quelques centimètres avec une précision de l'ordre du micron. Pour effectuer la mesure, il suffit de placer l'extrémité de la sonde sur le bord du support (Melle Griot) et de faire des mesures de distances relativement à un repère indiqué sur l'écran vidéo (comparaison distance de travail objectif/fibre monomode et objectif/microlentilles).

La **Figure IV 14 (d)** représente une image du banc d'essai. A l'aide du logiciel viewer, on visualise la vue transversale de la fibre via la caméra (1) (**Figure IV 15 (a) (SMF)**), et en utilisant le logiciel Scan mode on visualise le spot (vu par l'objectif) sortant de la SMF (**Figure IV 15 (b)**) ou de la microlentille (**Figure IV 16 (b) et (d)**) avec la caméra (2) IR.

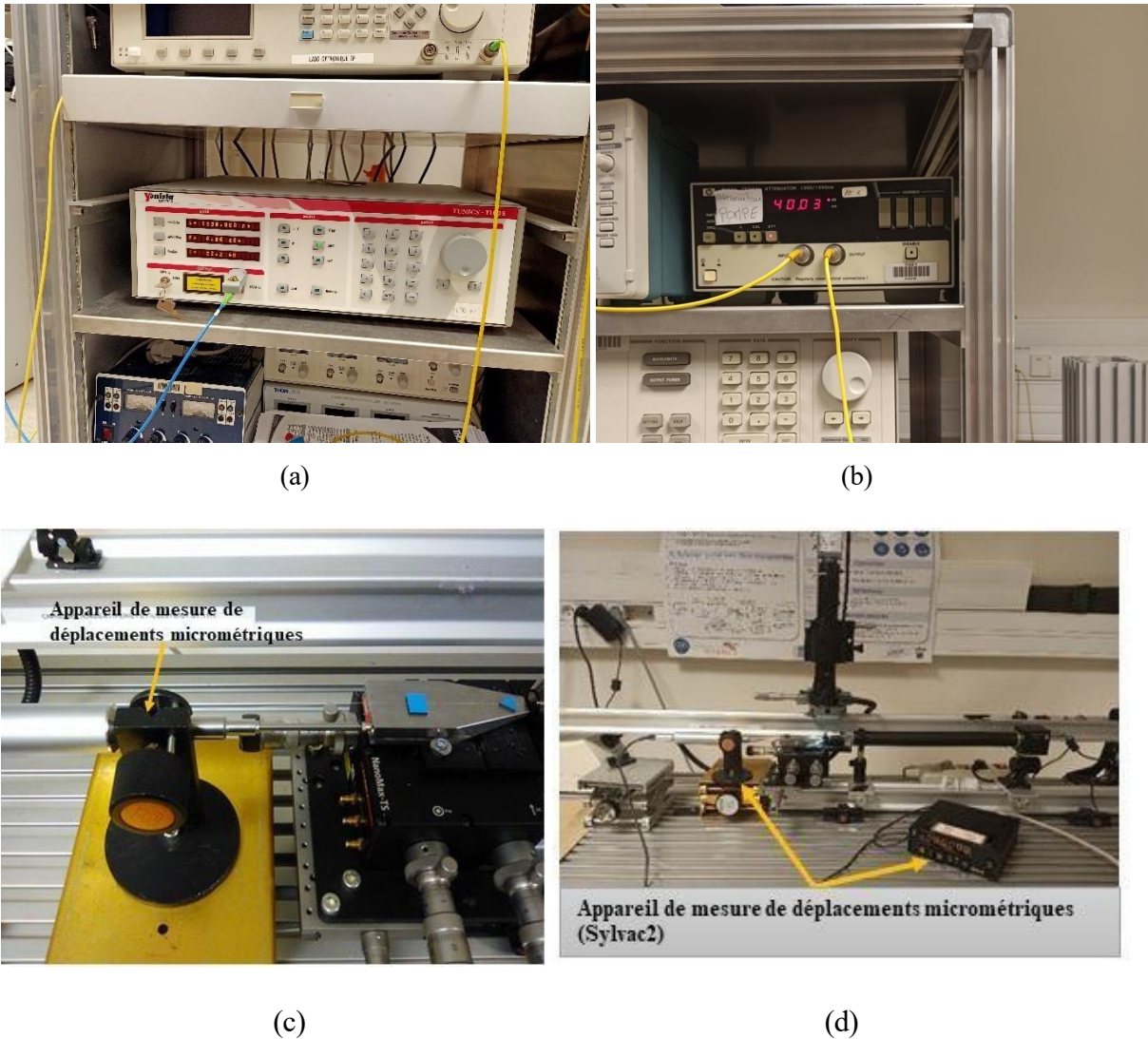


Figure IV 14. Image du banc de mesure de la distance de travail en champ proche: (a) source laser ($1,552 \mu\text{m}$), (b) atténuateur, (c) et (d) système de mesure.

IV.2.2.2 Principe de mesure de la distance de travail d'une fibre SMF clivée

Avant d'effectuer la mesure sur les microlentilles, on a fait la mesure avec une fibre mono-mode clivée sans microlentille pour se fixer une position de référence (où la fibre à mesurer sera placée).

La fibre SMF a été placée sur le banc pour visualiser le spot sur l'écran de l'ordinateur et chercher le maximum de l'intensité. Le spot est localisé à la distance focale de l'objectif (à $150 \mu\text{m}$) -spot vu par l'objectif qui correspond à la distance de travail nulle pour une SMF.

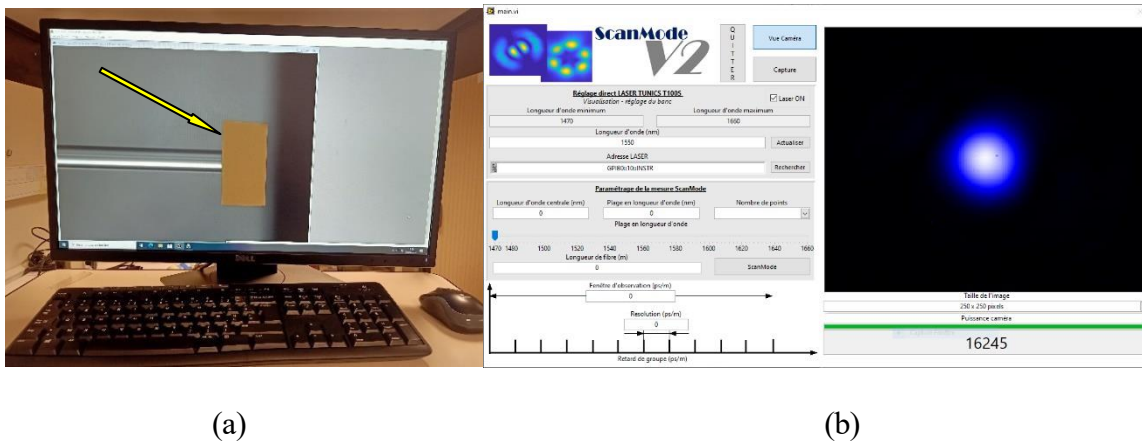


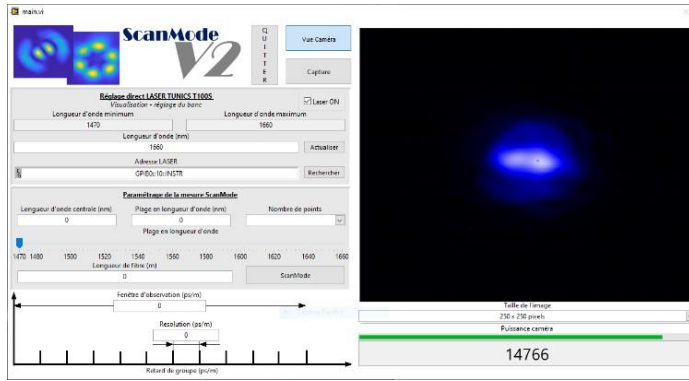
Figure IV 15. (a) vue latérale de la SMF clivée, (b) spot (SMF) visualisé par l'objectif.

Cette position est prise comme point de référence sur l'écran montré sur la **Figure IV 15 (a)** (indiquée par la flèche jaune). L'extrémité de la fibre à mesurer (fibre microlentillée) est, ensuite, placée au point focal de l'objectif (bord gauche rectangle marron) (**Figure IV 16 (a)**). Dans cette position, l'appareil de mesure des déplacements affiche la valeur zéro (**Figure IV 14 (d)**). Le spot de la microlentille visualisé au niveau du plan de référence est représenté dans la **Figure IV 16 (b)**. La distance de travail est déterminée en éloignant la fibre jusqu'à l'obtention d'un spot net et intense comme montré dans la **Figure IV 16 (d)**. La distance de déplacement (**Figure IV 16 (c)**) est lue à l'aide du Sylvac2.

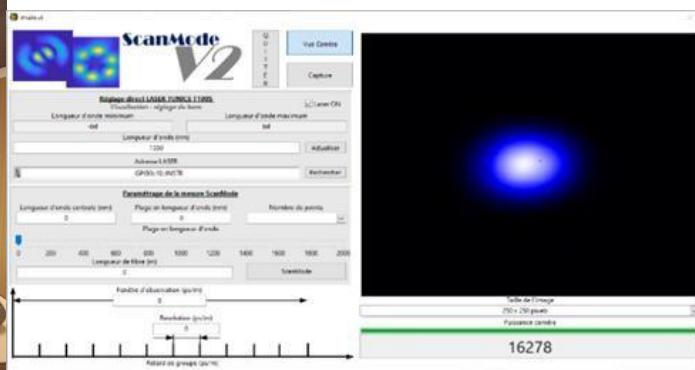
Indication : Un affichage relatif de l'appareil d'une valeur de 0,0005 correspond à 1 μm de déplacement de la fibre : $0,0005 \rightarrow 1\mu\text{m}$.

Une fois les mesures effectuées sur tous les échantillons, les valeurs sont enregistrés pour tracer le profil d'intensité, représenté dans la (**Figure IV 17**).

Les microlentilles étant dotées de deux rayons de courbure suivant les axes x et y , par conséquent ils engendrent deux spots à différentes distances de travail z_x et z_y . Dans notre cas, il a été difficile de les distinguer. Ce qui revient à considérer qu'elles sont très proches ($z_x \approx z_y$). L'écart étant de ($\Delta z = \pm 0,2-2,2 \mu\text{m}$). Les mesures des distances de travail par la méthode du champ proche sont résumées dans le **Tableau IV 6**.



(b)



(d)

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Tableau IV 6. Distances de travail des microlentilles M1-M10 mesurées par la méthode du champ proche.

Microlentilles	Valeurs affichée par l'appareil de mesure (z_x)	Distances de travail z_x (μm)	Valeurs affichées par l'appareil de mesure (z_y)	Distances de travail z_y (μm)	$\Delta_z = z_x - z_y $ (μm)
M1	0,0151	30,2	0,0140	28	2,2
M2	0,0170	34	0,0160	32	2
M3	0,0160	32	0,0150	30	2
M4	0,0144	28,8	0,0146	29,2	0,4
M5	0,0139	27,8	0,0145	29	1,2
M6	0,0175	35	0,0165	33	2
M7	0,0140	28	0,0139	27,8	0,2
M8	0,0150	30	0,0156	31,2	1,2

Le profil de l'intensité émergente de la microlentille M1 est représenté (en 3D) sur la **Figure IV 17 (a, b)** dans deux positions caractéristiques : au niveau du waist **Figure IV (a)** où le profil a une forme gaussienne, et au niveau du plan de référence où le profil est déformé comme on le constate dans la **Figure IV 17 (b)**.

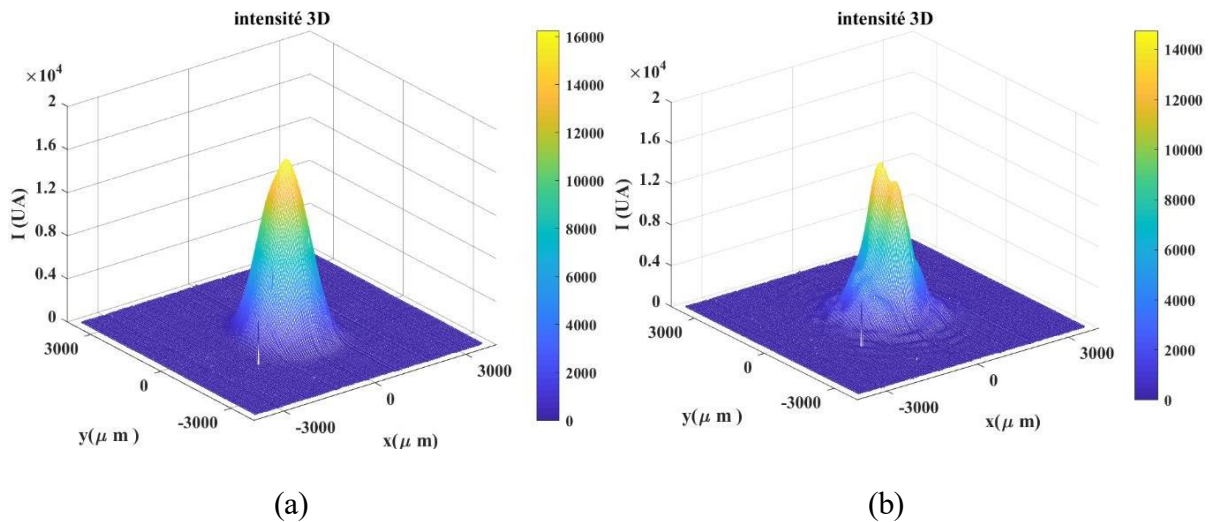


Figure IV 17. Profil d'intensité en 3D de la microlentille M1 : (a) au niveau du waist où le spot est focalisé (profil gaussien), (b) loin du waist au niveau du plan de référence où le profil est déformé.

IV.3 Optique de couplage

IV.3.1 Introduction

Les télécommunications ont connu un grand essor depuis l'avènement du laser qui a permis l'utilisation des fibres optiques comme moyen de propagation des informations. Aujourd'hui, plus de 80 % des communications longue distance sont transportées par fibre optique.

Les fibres optiques monomodes conviennent aux systèmes de transmission à grande capacité avec un espacement important des récepteurs. Cependant, leurs petites tailles de cœur nécessitent un alignement très précis dans le couplage de puissance à partir de sources lumineuses [11].

Le couplage entre composants actifs ou passifs vers une fibre, ou le couplage fibre à fibre intervient à différents niveaux d'un système de télécommunications optiques. Et avec des pertes aussi faibles, les communications par fibre offrent une alternative compétitive aux communications radio et filaires traditionnelles [12].

Bien que le couplage bout à bout est un procédé simple, facilitant la fabrication des coupleurs à diode laser, il donne une faible efficacité de couplage, en raison de l'inadaptation (mismatch) entre les profils modaux de la diode laser (*DL*) et de la fibre monomode [11].

Il existe d'autres critères de perte de couplage tel que : les problèmes liés au raccordement des fibres ainsi que le non alignement des axes des fibres (décalage entre les fibres).

Dans cette partie, nous présentons des notions générales sur le couplage optique. Les formules de l'efficacité de couplage sont ainsi décrites. Une analyse théorique qui prédit l'efficacité de couplage des fibres avec des microlentilles semi-ellipsoïdales de différents rayons de courbures et différents rayons de mode a été rapportée.

Les calculs théoriques de couplage et des distances de travail sont discutés et comparés par la suite aux résultats expérimentaux.

Les effets de décalage et des désalignements transversaux et axiaux sur l'efficacité de couplage relatifs entre les axes des deux fibres : axe de la SMF et axe de la fibre microlentillée sont également traités. Les mesures des tolérances de positionnement et des pertes de couplage optique des microlentilles semi-ellipsoïdales sont également effectuées. Les résultats des mesures sont représentés et comparés théoriquement et expérimentalement. Nous terminons cette partie par une analyse des résultats.

IV.3.2 Théorie de couplage des faisceaux gaussiens

En utilisant l'approximation gaussienne, une analyse pour étudier l'efficacité de couplage entre le mode fondamental dans de telles fibres et les diodes laser à travers les microlentilles a été présentée.

Il existe maintenant une littérature assez abondante sur les caractéristiques de couplage et les pertes de couplage [13], [14]. Pour déterminer la méthode de couplage optimale, diverses expériences sur le couplage entre les diodes laser et les fibres monomodes ont été rapportées dans la littérature [15]–[19], dont le couplage bout à bout [15] ou le couplage utilisant diverses microlentilles [16]. Nous considérons le cas du couplage de deux faisceaux gaussiens avec des paramètres différents comme représenté sur la **Figure IV18**. Soit la distance z_1 entre un plan de référence, choisi arbitrairement, et le waist ω_{01} du premier faisceau et z_2 la distance du waist ω_{02} du deuxième faisceau.

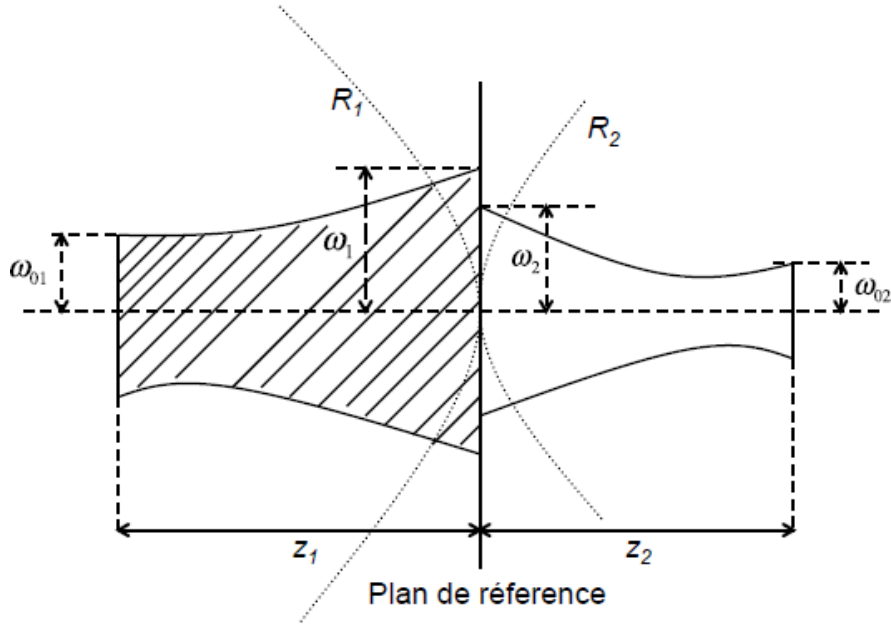


Figure IV 18. Couplage de faisceaux gaussiens [20], [21].

Afin de calculer l'efficacité de couplage du laser à la fibre ou de la fibre avec une autre fibre, il est essentiellement nécessaire de calculer l'intégrale de recouvrement entre le champ de mode fondamental de la fibre et le profil de champ laser incident à travers la combinaison laser-microlentille [13], [22].

Ainsi, l'efficacité de couplage η pour le couplage source-fibre ou fibre-fibre via les microlentilles à l'extrémité de la fibre est exprimée par [13], [22], [23]:

$$\eta = \frac{|\iint \psi_u \psi_f^* dx dy|^2}{\iint |\psi_u|^2 dx dy \iint |\psi_f|^2 dx dy} \quad (4)$$

où ψ_f : le champ de mode fondamental dans une fibre monomode exprimé dans l'équation (76) du chapitre II.

ψ_u : le champ de laser transformé via la microlentille exprimé dans l'équation (77) du chapitre II.

IV.3.2.1 Modes identiques

Le coefficient de couplage η entre deux faisceaux correspond au rapport entre les puissances transmises d'un faisceau à l'autre [24](Eq (5)).

Pour avoir un rendement maximal avec un minimum de pertes, il faut que les rayons de mode de guide ω_{guide} et de la fibre ω_{fibre} soient identiques et parfaitement alignés. L'expression du rendement de couplage pour un alignement parfait se réduit à :

$$\eta = \frac{P_{\text{couplée}}}{P_0} = \frac{4\omega_{\text{guide}}^2 \omega_{\text{fibre}}^2}{(\omega_{\text{guide}}^2 + \omega_{\text{fibre}}^2)^2} \quad (5)$$

Lorsque $\omega_{\text{guide}} = \omega_{\text{fibre}}$, on obtient :

$$\eta = \frac{4\omega_1^4}{(2\omega_1^2)^2} \quad (6)$$

$$\eta = \frac{4\omega_1^4}{4\omega_1^4} \quad (7)$$

$$\eta = 1 \quad (8)$$

L'expression de couplage montre bien que pour avoir une efficacité de couplage maximale $\eta=1$ il faut que les deux modes soient identiques et alignés ($\omega_{\text{guide}} = \omega_{\text{fibre}}$). Si les rayons de modes ω sont différents, les pertes sont élevées.

IV.3.2.2 Couplage optique pour des systèmes décalés et inclinés

Dans le cas du couplage d'un faisceau issu de guides ou de fibres qui est injecté dans d'autres structures optiques, il pourrait y avoir des différences entre les modes conduisant à une mauvaise adaptation des modes qui est à l'origine des pertes de couplage.

Les pertes de couplage α , exprimée en décibel (dB), sont définies comme :

$$\alpha(\text{dB}) = -10 \log \eta \quad (9)$$

où η est le rapport entre puissance de sortie $P_{\text{couplée}}$, et la puissance d'entrée P_0 [24].

IV.3.2.2.1 Optimisation du taux de couplage par l'adaptation des modes

La **Figure IV 19** illustre les paramètres d'un faisceau gaussien : son rayon de mode ω , son rayon de courbure de front d'onde R et son waist ω_0 , ainsi que l'évolution du rayon de mode du faisceau en fonction de sa distance de propagation z . L'adaptation des modes consiste à agrandir ou rétrécir un des deux diamètres de façon à ce qu'ils aient la même taille et le même rayon de courbure de front d'onde.

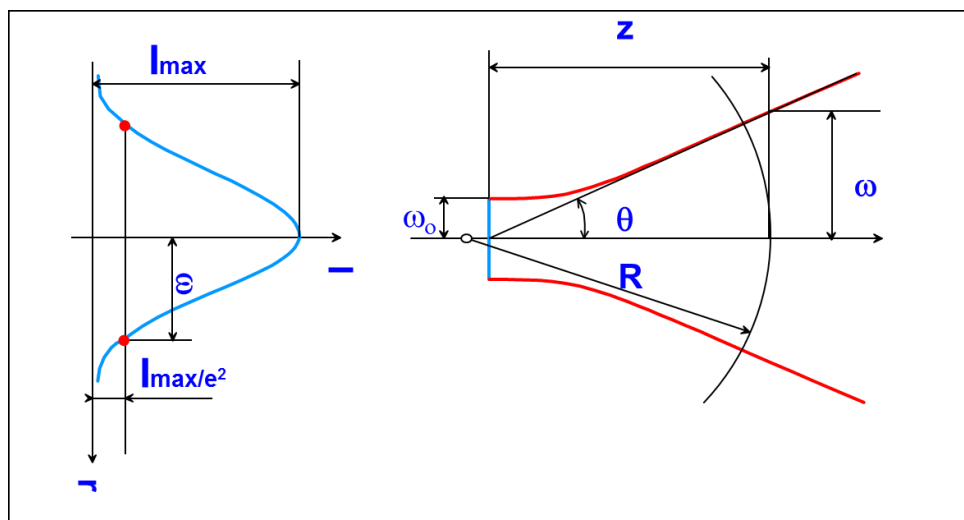


Figure IV 19. Gauche : définition du diamètre de mode ω mesuré à $1/e^2$ du maximum d'intensité I du profil transverse d'un faisceau gaussien. Droite : illustration de l'évolution du diamètre de mode ω et du rayon de courbure du front d'onde R lors de la propagation d'un faisceau gaussien sur une distance z à partir du waist ω_0 où le front d'onde est plan, R est infini. Le faisceau diverge avec un angle θ par rapport à l'axe optique.

IV.3.2.2.2 Tolérances de positionnement et pertes de couplage

En faisant correspondre les deux modes, les faisceaux à coupler peuvent comporter des défauts de positionnement : longitudinaux, transversaux, et angulaires qui seraient aussi responsables de pertes de couplage. Des expressions analytiques qui permettent une estimation des pertes dues à ces désalignements sont également données.

Le couplage entre un faisceau gaussien incident et une fibre monomode en présence de désalignements (avec cumul des pertes) est illustré dans la **Figure IV 20**. Le waist du faisceau incident est ω_1 et le waist du faisceau de la fibre monomode est de ω_0 (**Figure IV 20 (a)**). La distance entre le plan de focalisation du faisceau incident de waist ω_1 et l'extrémité de la fibre est désigné par z .

Le désalignement latéral et angulaire de l'axe de la fibre par rapport à l'axe du faisceau incident sont représentés par x_0 et θ , respectivement (l'axe de la fibre est incliné de l'axe incident d'un angle θ (rad) et est déplacé de l'axe incident de x_0) [12].

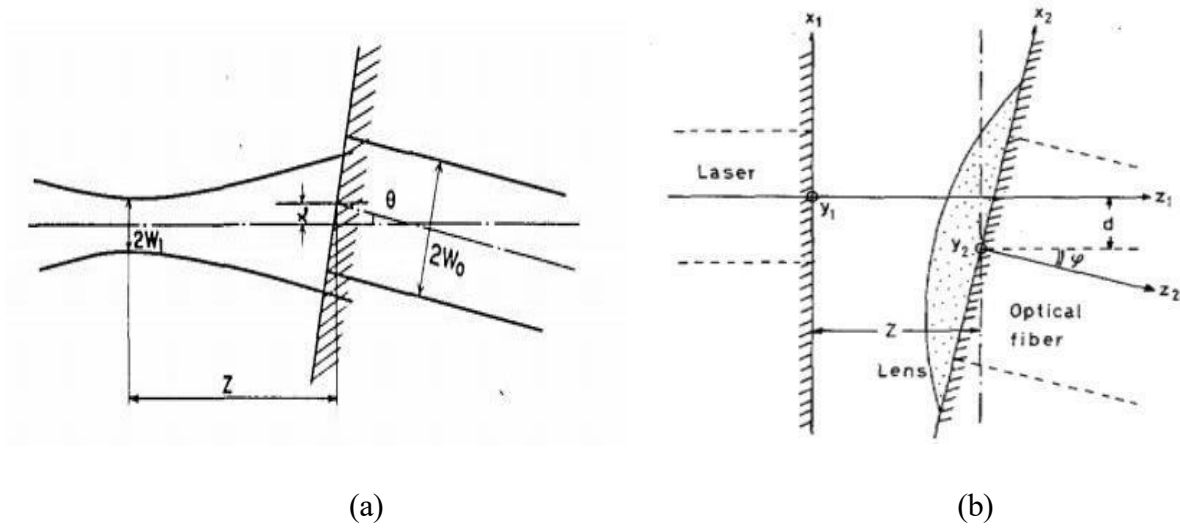


Figure IV 20. (a) Couplage entre deux faisceaux gaussiens [12], (b) Systèmes de coordonnées pour le couplage entre un faisceau laser et une fibre avec une microlentille en présence de tolérances de positionnement [11].

La **Figure IV 20 (b)** représente la configuration de couplage entre une diode laser et une fibre monomode à travers la microlentille. Le plan (x_1, y_1) désigne la facette de sortie du laser et le plan (x_2, y_2) désigne la surface d'extrémité de la fibre. La distance entre les extrémités du laser et de la fibre est notée z . L'axe de la fibre est généralement décalé de l'axe du faisceau laser d'une distance d et incliné par rapport à l'axe du faisceau laser d'un angle θ [11].

Faisceau elliptique

Le faisceau optique sortant de la diode laser a une section transversale elliptique. Les waists du spot du faisceau perpendiculaires $\perp$ et parallèles $\parallel$ au plan de jonction sont supposés être respectivement w_x et w_y .

L'efficacité de couplage entre un faisceau elliptique et un faisceau circulaire est exprimée par le produit de $[\eta(w_x^{\parallel}, \omega_0)]^{1/2}$ et $[\eta(w_y^{\perp}, \omega_0)]^{1/2}$. Le premier correspond à l'efficacité de couplage entre des faisceaux gaussiens dans la direction parallèle à l'axe x dont les rayons de spot sont $w_x^{\parallel}$ et ω_0 . Le deuxième correspond au cas où les rayons de spot sont $w_y^{\perp}$ et ω_0 dans la direction parallèle à l'axe y [12].

Le coefficient de couplage η pour les faisceaux elliptiques peut s'écrire sous la forme [11] :

$$\eta = \eta^{(x)} \cdot \eta^{(y)} \quad (10)$$

$$\eta^{(x)} = \eta_z^{(x)} \cdot \eta_{d,z}^{(x)} \cdot \eta_{\theta,z}^{(x)} \cdot \eta_{\theta,d,z}^{(x)} \quad (11)$$

$$\eta^{(y)} = \eta_z^{(y)} \cdot \eta_{d,z}^{(y)} \cdot \eta_{\theta,z}^{(y)} \cdot \eta_{\theta,d,z}^{(y)} \quad (12)$$

Où $\eta^{(x)}$ et $\eta^{(y)}$ représentent les contributions des composantes x et y pour l'efficacité de couplage. Pour la composante x , $\eta_z^{(x)}$ représente l'efficacité du couplage avec une défocalisation (décalage (axial) sans autre défaut d'alignement, $\eta_{d,z}^{(x)}$ et $\eta_{\theta,z}^{(x)}$ indiquent les effets du décalage latéral d et de l'inclinaison θ , respectivement (selon le plan x), et $\eta_{\theta,d,z}^{(x)}$ indique l'effet combiné d'un décalage latéral d , et d'un défaut angulaire θ , en plus d'un défaut de focalisation (décalage axial z).

La composante $\eta^{(y)}$ se calcule de la même façon que la composante $\eta^{(x)}$.

L'efficacité de couplage bout à bout entre la diode laser et la fibre monomode a été montrée par H. Kogelnik [25], dans laquelle les désalignements latéraux et angulaires sont considérés indépendamment. Dans ce cas, les deux types de désalignement sont supposés être sur le même plan. Les caractéristiques de couplage sont estimées dans l'approximation du faisceau gaussien.

L'efficacité de couplage entre les deux faisceaux gaussiens est calculée comme étant :

$$\eta = k \exp \left(-k \left\{ \frac{\omega_1^2}{2} (1/\omega_1^2 + 1/\omega_0^2) + \pi^2 \theta^2 [\omega_1^2(z) + \omega_0^2] / 2\lambda^2 - x_0 \theta_z / \omega_1^2 \right\} \right) \quad (13)$$

Où

$$k = 4\omega_1^2\omega_0^2 / [(\omega_1^2 + \omega_0^2)^2 + \lambda^2 z^2 / \pi^2] \quad (14)$$

$$\omega_1^2(z) = \omega_1^2 [1 + (\lambda z / \pi \omega_1^2)^2] \quad (15)$$

et λ est la longueur d'onde. En supposant $z = 0$, l'efficacité de couplage η_0 se simplifie en :

$$\eta_0 = k_0 \exp \left\{ -2x_0^2 / (\omega_1^2 + \omega_0^2) - 2\pi^2 \theta^2 \omega_1^2 \omega_0^2 / [\lambda^2 (\omega_1^2 + \omega_0^2)] \right\} \quad (16)$$

Où :

$$k_0 = 4 / [(\omega_1 / \omega_0 + \omega_0 / \omega_1)^2] \quad (17)$$

Les formulations ci-dessus seront utilisées dans la section suivante pour calculer le rendement de couplage et les pertes de couplage en présence de désalignements lors du couplage de la fibre SMF et la microlentille semi-ellipsoïdale dans les deux plans (x et y).

Décalage axial (longitudinal)

Lorsque la sortie de la diode laser est approximée par un simple faisceau gaussien elliptique ; en présence d'un désalignement longitudinal (axial) uniquement (**Figure IV 21**), et en supposant un alignement parfait par ailleurs, le rendement de couplage η , est donné par:

$$\eta_a = \left| \frac{4\omega_{2x}\omega_{2y}}{[(\omega_f^2 + \omega_{2x}^2)^2 + (k_2^2\omega_f^4\omega_{2x}^4)/4R_{2x}^2]}^{\frac{1}{2}} \times \frac{\omega_f^2}{[(\omega_f^2 + \omega_{2x}^2)^2 + (k_2^2\omega_f^4\omega_{2x}^4)/4R_{2x}^2]}^{\frac{1}{2}} \right| \quad (18)$$

où $k_2 = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0}$ est le nombre d'onde dans le milieu de la microlentille, ω_{2x} et ω_{2y} sont les waists transformés par la microlentille et R_{2x} et R_{2y} représentent les rayons de courbure du front d'onde diffracté dans les directions x et y qui dépendent de la distance entre la microlentille et l'extrémité de la fibre.

Tous ces paramètres sont déjà déterminés en utilisant les équations décrites dans le chapitre II pour le mode fondamental dans la fibre ainsi que pour le champ transformé par la microlentille sur la pointe de la fibre [22].

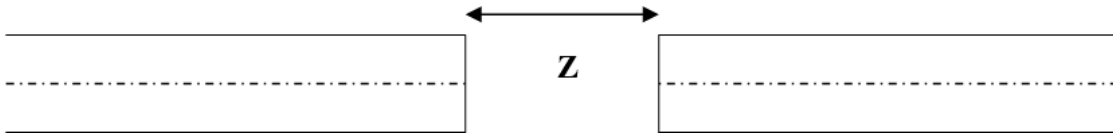


Figure IV 21. Effet d'un décalage axial z .

Décalage latéral (transversal)

Afin d'obtenir l'efficacité de couplage η , en présence d'un décalage transversal dans le plan x - y nous supposons que le centre de la fibre est décalé vers un point ayant des coordonnées (d_1, d_2) comme indiqué sur la **Figure IV 22** [26].

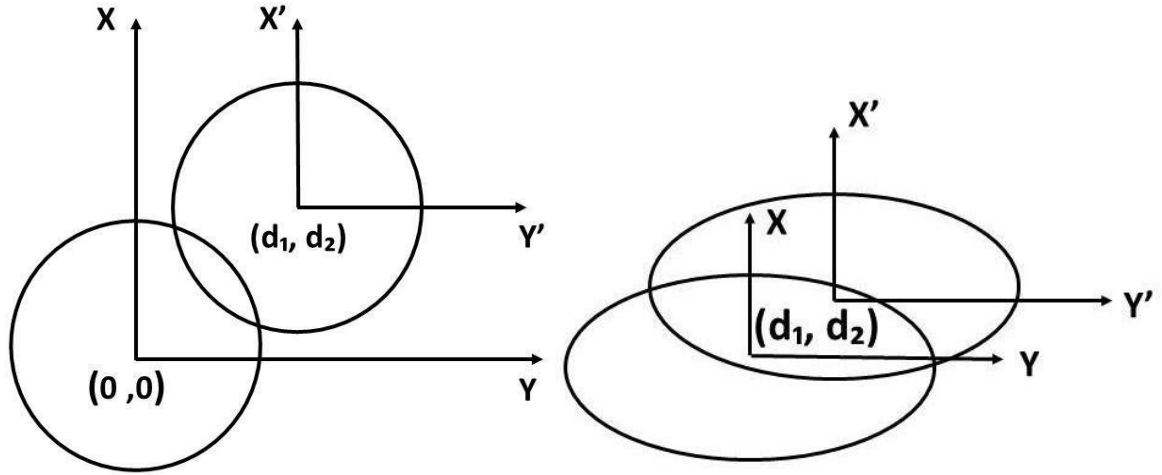


Figure IV 22. Effet d'un décalage latéral d (désalignement transversal) entre deux spots : (a) circulaires, (b) elliptiques.

En conséquence, l'efficacité de couplage η_t est représentée par [22], [26], [27] :

$$\eta_t = \eta \exp \left[\frac{2d_1^2}{\omega_f^2} \frac{\omega_{2x}^2 (\omega_{2x}^2 + \omega_f^2)}{(\omega_f^2 + \omega_{2x}^2)^2 + \frac{(k^2 \omega_{2x}^4 \omega_f^4)}{4R_{2x}^2}} - 1 \right] \exp \left[\frac{2d_2^2}{\omega_f^2} \frac{\omega_{2y}^2 (\omega_{2y}^2 + \omega_f^2)}{(\omega_f^2 + \omega_{2y}^2)^2 + \frac{(k^2 \omega_{2y}^4 \omega_f^4)}{4R_{2y}^2}} - 1 \right] \quad (19)$$

où η pour la fibre à cœur circulaire est donné par l'Eq (4).

Décalage angulaire

Donc en négligeant les autres défauts d'alignement, un défaut de positionnement angulaire θ entre deux faisceaux de même diamètre de mode est formulé comme suit :

$$\eta_\theta = \eta \exp \left[-\frac{k^2 \theta^2}{2} \frac{(\omega_f^2 + \omega_{2x}^2) \omega_{2x}^2 \omega_f^2}{(\omega_f^2 + \omega_{2x}^2)^2 + \frac{(k^2 \omega_{2x}^4 \omega_f^4)}{4R_{2x}^2}} \right] \quad (20)$$

Sur la **Figure IV 23**, le désalignement angulaire d'un petit angle θ entre la face de l'extrémité transformée par la microlentille et l'entrée de la fibre est représenté.

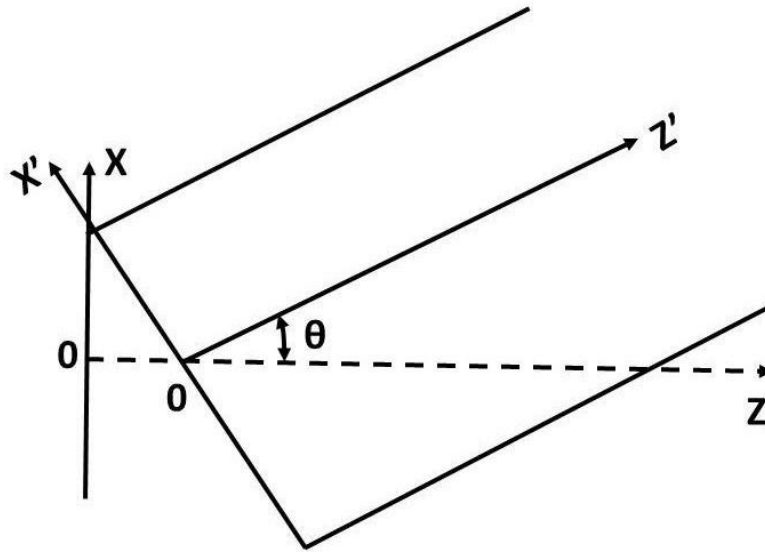


Figure IV 23. Effet d'un décalage angulaire θ entre la face d'entrée transformée de la microlentille et la face d'extrémité de la fibre.



Figure IV 24. Exemple d'un décalage axial et angulaire θ entre deux fibres.

IV.3.2.2.3 Pertes par réflexions de Fresnel

Un autre paramètre qui influe substantiellement sur le couplage est lié aux caractéristiques optiques à l'interface Silice/Polymère.

Donc, il est souvent nécessaire de considérer l'effet de la réflexion externe et interne de la lumière incidente sur une interface entre deux milieux d'indices de réfraction différents [28].

Une analyse quantitative basée sur les formules de Fresnel donne le facteur de transmission optique représentant la fraction de la puissance incidente qui sera transmise dans la fibre [29].

En effet, les réflexions de Fresnel pour notre cas se produisent lorsque la lumière passe d'un milieu d'indice $n_a = 1$ (air) à un milieu d'indice n_p (microlentille en polymère PDMS), et de la microlentille au cœur de la fibre d'indice n_c .

Où ρ_{ap} , ρ_{pc} , sont les coefficients de réflexion du dioptre air-polymère et polymère-cœur, et T le coefficient de transmission. Les relations qui relient ces paramètres peuvent être exprimées comme suit dans l'approximation de l'incidence normale [30], [31]:

$$\rho_{ap} = [(n_p - n_a)/(n_p + n_a)]^2 \quad (21)$$

$$\rho_{pc} = [(n_c - n_p)/(n_c + n_p)]^2 \quad (22)$$

$$T = (1 - \rho_{ap})(1 - \rho_{pc}) \quad (23)$$

Dans ce cas, l'efficacité de couplage η , s'écrit comme le produit [26]:

$$\eta_T = \eta T \quad (24)$$

Où η est l'efficacité de couplage du système (Eq 4).

IV.3.3 Microlentilles de couplage et propagation des faisceaux gaussiens

Parce qu'une diode laser a un grand angle de divergence de faisceau (40°-60°) perpendiculaire au plan de jonction liée à un petit diamètre de mode, une efficacité de couplage élevée entre le laser et la fibre monomode de diamètre plus gros ne peut pas être obtenue pour le couplage bout à bout. De plus, la tolérance d'alignement latéral du laser par rapport à l'axe de la fibre est aussi faible que 1 μm pour une perte supplémentaire typique de 1 dB. Ce sont les difficultés de fabrication d'une connexion laser à fibre monomode.

Afin de réaliser un système de transmission à fibre optique à haut débit et à longue distance, une connexion rigide avec une efficacité de couplage élevée entre la diode laser et la fibre monomode est une condition préalable. Ceci est effectué en utilisant des microlentilles à l'extrémité des SMF.

La réalisation de microlentilles directement sur les extrémités des fibres monomodes est devenue utile en raison de leur capacité à produire une efficacité de couplage élevée [32].

Plusieurs équipes ont exploré ce champ de recherche afin de comprendre les facteurs clés liés à l'amélioration de l'efficacité de couplage en utilisant les microlentilles soit sur l'extrémité de la fibre [15], [16] ou en les plaçant avant la facette de sortie du laser [12]. Les études faites sont à la fois théoriques et expérimentales.

IV.3.3.1 Etat de l'art sur le couplage de faisceaux lumineux dans la fibre optique à travers les microlentilles

Dans les précédents chapitres (chapitre II et III), nous avons décrit le procédé de conception et de fabrication des microlentilles semi-ellipsoïdales à l'extrémité des fibres monomodes pour le couplage fibre-fibre ou fibre laser.

Sur la base de la matrice ABCD énoncée dans le chapitre II sur le calcul des paramètres des faisceaux gaussiens sous approximation paraxiale, la méthode de détermination des ω_{2x} , ω_{2y} et R_{2x} , R_{2y} en fonction de ω_{1x} , ω_{1y} et R_1 par le formalisme matriciel ABCD a été présentée [22].

Cette méthode vise à simplifier les calculs de l'efficacité de couplage sous approximation paraxiale qui conduit à une prédiction du couplage optique simple et correcte [33]–[35].

Le traitement de cette partie est crucial pour la conception des composants optiques (tels que les microlentilles). L'optimisation de ces paramètres est un garant d'un couplage optique optimal, et corrige les aberrations dans certains cas de microlentilles, notamment asphériques.

Cependant, pour augmenter l'efficacité de couplage entre ces composants, il est nécessaire de prendre en considération l'adaptation modale et l'alignement axial.

Afin de comprendre les faisceaux laser et énumérer les matrices de rayons de plusieurs systèmes optiques [2], [36] (déjà décrit dans le chapitre II), nous rapportons une étude théorique simple pour le couplage entre les lasers et les fibres monomodes via différents types de microlentilles fabriquées sur leurs extrémités (déjà existantes dans la littérature (voir chapitre I)) en utilisant la loi ABCD [32], [33], [37]–[40]. Les concepts des rayons sont décrits brièvement par [2], [36].

En 1986, une analyse pour étudier l'excitation de la microlentille en forme de boule (ball lens) dans les fibres monomodes à cœur elliptique par un laser avec des rayons de spot $w_x = 0,78 \mu\text{m}$ et $w_y = 1.26 \mu\text{m}$ a été présentée par Sarkar, S. N et al [13]. Des expressions analytiques pour déterminer le couplage et les désalignements sont également données dans la littérature en utilisant la méthode de la matrice ABCD sous approximation paraxiale [41]. La perte de couplage en fonction de l'ellipticité du cœur (entre le laser à mode elliptique ($w_x = 0,78 \mu\text{m}$ et $w_y = 1.26 \mu\text{m}$) et les fibres monomodes à cœur elliptique ayant des diamètres de cœur ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$) F1 : (9,8 x 9,7), F2 : (8,0 x 4,8) et F3 (6,9 x 2,9) et la même fréquence normalisée $V=1,4$ a été calculée pour les trois fibres : elle est de 0,255 dB pour la fibre à saut d'indice F1 qui a une faible ellipticité du cœur (1%). Cette perte de couplage diminue fortement à 0,093 dB et 0,014 dB pour les fibres F2 et F3 qui ont une non-circularité typique du cœur (CNC) de 50 % et 81,6 %, respectivement. Ces résultats montrent clairement que la perte diminue lorsque la non-circularité du cœur (CNC) de la fibre et ses diamètres de mode se rapprochent de ceux du laser, où : $CNC = 2(a-b) / (a + b)$, où a et b sont les longueurs des demi-grands et demi-petits axes de l'ellipse.

À des fins de comparaison, la perte de couplage due à l'aboutement du laser directement sur la fibre sans aucune microlentille intermédiaire a été aussi calculée, les résultats sont de 12,61 dB pour la fibre F1, de 6,83 dB pour la fibre F2 et 3,66 dB pour la fibre F3. Ces pertes sont nettement supérieures à celles obtenues par couplage via une microlentille.

Il a été déjà montré que les résultats de cette étude sont importants dans la conception des diodes laser pour les coupleurs de fibres à cœur elliptique, les connecteurs de fibres elliptiques et ainsi pour la conception des optiques (designing optimum launch optics) dans le but d'obtenir une efficacité de couplage maximale dans les capteurs à fibres optiques à maintien de polarisation ainsi que dans les systèmes de communication à fibres optiques [13].

Dans le même contexte, une étude théorique de couplage optique impliquant une diode laser (DL) et une fibre monomode à saut d'indice à cœur elliptique avec des microlentilles hémisphériques (par M. C. Kundu et al. [14] (2006)) a été rapportée. Cette étude consiste en en une diode laser avec une longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$ (avec $w_{Ix}=0,843 \mu\text{m}$ et $w_{Iy}=0,857 \mu\text{m}$), couplée à [13], [22] des fibres à saut d'indice à cœur elliptique, ayant des diamètres de cœur ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$) de 9,8 x 9,7, 8,0 x 4,8 et 6,9 x 2,9, respectivement, et ayant ainsi différents waists ω_{fx} et ω_{fy} .

L'efficacité de couplage maximale trouvée avec la microlentille hémisphérique est de 70,3 % (soit 1,53 dB de pertes de couplage) qui se produit pour un rayon de la microlentille $RL = 10,5 \mu\text{m}$ pour la fibre monomode à cœur elliptique avec les diamètres de modes ω_{fx} et ω_{fy} de 8,32 et 8,35 μm , respectivement.

La même prédiction théorique a été répétée pour deux autres fibres à saut d'indice à cœur elliptique avec ω_{fx} de 3,73 μm et ω_{fy} de 4,50 μm pour la 2^{ème} fibre ; et ω_{fx} 2,20 μm et ω_{fy} 3,17 μm pour la 3^{ème} fibre. Dans ce cas, l'efficacité de couplage maximale estimée est de 70 % (soit 1,55 dB de pertes) avec un rayon de la microlentille hémisphérique $RL = 6 \mu\text{m}$ (2^{ème} fibre) et 68 % (soit 1,68 dB de pertes) pour la 3^{ème} fibre qui se produit pour $RL = 4 \mu\text{m}$.

En 2007, la prédiction théorique de l'efficacité du couplage d'une diode laser ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, $w_{Lx} = 1.081 \mu\text{m}$, $w_{Ly} = 1.161 \mu\text{m}$) à une fibre monomode à saut d'indice à cœur elliptique via une microlentille hyperbolique a été rapportée et par S. Mukhopadhyay et S. Gangopadhyay [42], [43], en utilisant la matrice ABCD dans l'approximation paraxiale, ainsi que les distributions de champ gaussiennes pour la source et la fibre.

Les fibres monomodes à cœur elliptique ont déjà attiré beaucoup d'attention pour leurs applications dans la conservation des polarisations, et donc cette analyse sera extrêmement importante dans les communications optiques cohérentes, les capteurs à fibre optique, etc. Sur la base de la matrice ABCD formulée pour la réfraction sous approximation paraxiale, des expressions analytiques impliquant très peu de calculs sont présentées et évaluées pour de telles efficacités de couplage.

Dans ce contexte, [13] trois fibres à saut d'indice à cœur elliptique sont utilisées numérotées 1, 2 et 3, ayant le même nombre $V=1,4$, mais des diamètres de cœur différents (9,8 x 9,7, 8,0 x 4,8 et 6,9 x 2,9 μm), respectivement et donc différents ω_{fx} , ω_{fy} .

La variation de l'efficacité de couplage en fonction de la distance focale effective pour les trois fibres a été représentée [42], [43]. Par rapport à une fibre monomode à cœur circulaire, il a été déjà montré par J. John et al (1994) [38], S. Gangopadhyay et al (1996) [33] (1997) [44], que l'efficacité de couplage est estimée pour une fibre monomode à cœur circulaire ayant une ω_f de l'ordre de 8,34 μm , qui se trouve être la moyenne de ω_{fx} et de ω_{fy} de la fibre 1 ayant $\omega_{fx} = 8,32 \mu\text{m}$ et $\omega_{fy} = 8,35 \mu\text{m}$.

Dans ce cas, le rendement maximal trouvé est de 99,55 %, qui se produit à une distance focale effective de 22,5 μm . Il a été constaté que ces estimations correspondent parfaitement aux résultats trouvés pour la fibre 1, et donc la validité de ce formalisme est vérifiée.

Pour une 2^{ème} fibre, ayant $\omega_{fx} = 3,73\mu\text{m}$ et $\omega_{fy} = 4,5\mu\text{m}$, l'efficacité de couplage trouvée est de 96,63 %, ce qui se produit à une distance focale effective de 10,0 μm .

Aussi, l'efficacité de couplage maximale calculée dans le cas de la fibre 3, ayant $\omega_{fx} = 2,20\mu\text{m}$ et $\omega_{fy} = 3,17\mu\text{m}$ est de 94,23%, ce qui se produit à une distance focale effective de 7,5 μm .

Les études sur les microlentilles hyperboliques [33], [44], [45] et hémisphériques [26], [34], [46] à l'extrémité des fibres monomodes à cœur circulaire ont déjà été développées dans les années 90 (1996, 1997 et 1998). En effet, grâce à l'utilisation de la matrice ABCD, l'analyse de l'efficacité de couplage pour la réfraction par une interface hyperbolique et hémisphérique a donné d'excellents résultats [13], [33], [34], [43]–[45], [47]. Des expressions analytiques pour l'efficacité de couplage à travers ce système sont formulées et évaluées à l'aide de ces calculs [42], [47].

Cette investigation théorique fondée sur le couplage via des microlentilles hyperboliques et hémisphériques est extrêmement utile dans la conception des microlentilles avec des configurations appropriées adaptées en optique de couplage en bout des fibres pour obtenir une efficacité de couplage maximale, et d'autre part pour la conception des systèmes de couplage optimale impliquant les fibres monomodes à cœur circulaire, et même elliptique pour les applications de capteurs à fibre optique à maintien de polarisation et également dans les systèmes de communication cohérents par fibre optique etc [13], [42], [47].

La loi ABCD a été également utilisée par M. Thual et al. [3], [21], [48]–[50] pour étudier la propagation de faisceaux gaussiens dans des microlentilles à base de tronçons de silice (SI) et de fibre à gradient d'indice (GRAD) sur fibre monomode (MO), nommées GRADISSIMO® [51] lorsqu'elles se terminent par un profil plan, ou GRADHYP [52] lorsqu'elles sont terminées par un profil hyperbolique. La loi ABCD a permis de calculer l'influence de la longueur des tronçons de silice et de gradient d'indice de ces microlentilles, ainsi que l'épaisseur de la lentille de profil hyperbolique sur l'efficacité de couplage avec des lasers ou autres composants. Elle permet aussi la détermination des paramètres tels que les diamètres du mode et les distances de travail du faisceau gaussien traversant ces microlentilles (conçues et développées au sein de l'Institut FOTON). La variation de ces paramètres est étudiée en fonction de la distance de travail.

Cette méthode de calcul est bénéfique non seulement pour la détermination des paramètres des microlentilles déjà réalisées, mais aussi pour connaître les valeurs des paramètres théoriques à prendre en compte lors de la fabrication des microlentilles.

La méthode des matrices ABCD a aussi été utilisée pour caractériser analytiquement la propagation des faisceaux gaussiens dans les fibres à gradient d'indice (GIF) dans le but d'étudier l'efficacité de couplage et d'analyser la réflectance des connecteurs à faisceau élargi à gradient d'indice [53].

En 2010, une étude théorique de couplage optique impliquant une diode laser (*DL*) et une fibre monomode à saut d'indice à cœur elliptique via une microlentille conique inversée (an upside down tapered lens) à l'extrémité de la fibre a été montrée et étudiée par Mukhopadhyay, S et al. [54]. Ce type de microlentille a déjà été étudié en 1998 (S.K. Mondal et al.) [55] avec des fibres monomodes à saut d'indice à cœur non elliptique. Des expressions analytiques pour l'efficacité de couplage avec et sans décalages transversaux et angulaires sont formulées en utilisant la matrice ABCD pour cette microlentille en se basant sur la distribution de champ gaussien. Le formalisme est très simple par rapport aux autres méthodes existantes. Cette analyse théorique, peut également être traitée comme une prescription simple et nouvelle pour choisir les paramètres appropriés pour la conception d'une microlentille conique inversée. Il en résulte que cette technique de calcul s'est montrée efficace dans diverses applications, notamment celles concernées par la conservation de la polarisation dans le domaine des communications optiques cohérentes [54], [55].

En 2012, la méthode de la matrice ABCD a été utilisée par A. Keshavarz et al. pour simplifier le calcul théorique de l'efficacité de couplage des faisceaux laser Hermite-Cosh-Gaussien élégant (EHChG) via une fibre monomode (SMF) avec une microlentille quadrique formée sur la pointe de la fibre (types de surfaces quadriques : elliptiques, hyperboliques et paraboliques). Les paramètres de structure de la fibre microlentillée ont été optimisés par simulation numérique. Cette microlentille a été utilisée afin d'obtenir une efficacité de couplage maximale.

Les résultats peuvent donner des suggestions pour la conception des microlentilles appropriées qui seront utiles pour la fabrication de ce type de surface (interface quadrique) afin de coupler le faisceau laser EHChG à une SMF [56].

En 2016, un formalisme théorique simple et précis qui utilise la matrice ABCD sous approximation paraxiale a été utilisé par S. Mukhopadhyay pour l'évaluation de l'efficacité de couplage des deux diodes laser (*DL*) émettant de la lumière de longueur d'onde $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ (avec $w_{1x} = 1,081 \mu\text{m}$, $w_{1y} = 1,161 \mu\text{m}$) et ($\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ avec $w_{1x} = 0,843 \mu\text{m}$, $w_{1y} = 0,857 \mu\text{m}$) sur la pointe d'une fibre monomode à saut d'indice à cœur elliptique (ECSISMF) via une microlen-

tille à interface quadrique QML [57]. Les expressions analytiques utilisées sont prescrites. Le rendement de couplage annoncé peut atteindre 96,23 % pour la longueur d'onde $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et 98,63 % pour $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$.

Cette analyse sera extrêmement importante et utile pour la fabrication des microlentilles à interface quadrique à l'extrémité des fibres à cœurs elliptiques, afin d'obtenir une efficacité de couplage maximale dans les capteurs à fibre optique à maintien de polarisation ainsi que dans les systèmes de communication à fibre optique.

Dans la même année (en 2016) Zaboub et al. ont proposé une forme d'une microlentille hémisphérique en PDMS intégrée en bout de fibre où est, d'abord, inscrite une micro-cavité réalisée par usinage chimique en utilisant l'acide fluorhydrique [58]. Cette configuration optimise encore plus l'efficacité du couplage en se basant sur le calcul de couplage réalisé à partir de l'étude de la propagation du faisceau gaussien à travers le micro-collimateur par la loi ABCD. Les caractéristiques optiques, y compris la largeur du faisceau et la distance de travail sont déterminées. Cette technique offre la possibilité d'obtenir les micro-collimateurs souhaités, qui peuvent donc être intégrés dans des systèmes de détection ou de balayage optique [31], [59].

En 2017, le couplage optique impliquant l'excitation de la diode laser (*DL*) à une fibre mono-mode à gradient d'indice à cœur circulaire (CCGISMF circular core graded index single mode fiber) via une microlentille à interface quadrique QIML sur sa pointe avec différentes longueurs focales est théoriquement formulé et étudié par S. Mukhopadhyay dans le cadre du formalisme ABCD prescrit pour les QIML [56], [57], [60].

Ce formalisme a été utilisé en approximation paraxiale pour analyser l'efficacité de couplage théorique, basée sur l'approximation du faisceau gaussien. L'analyse a rapporté de nouveaux résultats significatifs. Une efficacité de couplage maximale de 98,19 % en l'absence de désalignements est obtenue pour le couplage de la CCGISMF pour la Diode laser (*DL*) émettant de la lumière de longueur d'onde $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ($w_{lx} = 0,843 \mu\text{m}$, $w_{ly} = 0,857 \mu\text{m}$). Pour la diode laser (*DL*) émettant de la lumière de longueur d'onde $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ($w_{lx} = 1.081 \mu\text{m}$, $w_{ly} = 1.161 \mu\text{m}$), l'efficacité de couplage maximale est de 99,20 %.

Ces résultats sont adéquats pour former et fabriquer les QIML souhaitées à l'extrémité des fibres. Les paramètres sont optimisés de manière à donner un rendement de couplage maximal pour ces fibres CCGISMF [10].

En effet, il a été montré que la prédiction de couplage optique dans le cas d'une QIML sur la pointe de CCSISMF [56], [60] ainsi que sur la pointe de ECSISMF [57] a donné d'excellents résultats en utilisant ce formalisme matriciel simple ABCD.

L'excellent accord de calcul montré par S. Mukhopadhyay [10] dans le cas des microlentilles QIML comme les microlentilles hyperboliques [61], hémisphériques [62], paraboliques [63] certifie la justesse de ce formalisme simple qui est exécutable avec un simple calcul.

En 2020, le couplage optique impliquant l'injection d'une Diode Laser (*LD*) dans une fibre monomode à gradient d'indice à cœur circulaire via une microlentille cylindrique a été développé par Roy, K et al. [40] en se basant sur le formalisme matriciel ABCD. L'efficacité de couplage maximale obtenue dans le cas de la diode laser (*DL*) émettant $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ avec $w_{lx} = 0,843 \mu\text{m}$, $w_{ly} = 0,857 \mu\text{m}$ est 72,19% et 88,99% en utilisant une diode laser émettant une longueur d'onde $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ (avec $w_{lx} = 1,081 \mu\text{m}$, $w_{ly} = 1,161 \mu\text{m}$). Les résultats obtenus sont extrêmement utiles avec ce type des microlentilles, largement utilisées en raison de leur efficacité de couplage élevée [64], [65]. Cette prédiction s'est avérée bénéfique pour les applications de couplage dans le domaine de la technologie optique.

En 2022, une étude théorique de couplage d'une microlentille avec un profil parabolique réalisée en polydiméthylsiloxane (PDMS) à l'extrémité d'une fibre optique monomode (SMF 9/125) a été présentée par Z. Bouhafs et al. [66]. Le comportement de la propagation optique à travers cette microlentille a été étudié et calculé à l'aide de la méthode de la matrice de transformation ABCD, les principales caractéristiques telles que le waist et la distance de travail sont déterminées. Les performances de couplage et de correction des aberrations sphériques offertes par cette microlentille par rapport à d'autres microlentilles de forme équivalente ont été montrées. Les valeurs de couplage obtenues sont : 98% à la longueur d'onde $\lambda = 1,310 \mu\text{m}$ et 98.9% à $\lambda = 1,550 \mu\text{m}$.

Toutes ces études rapportées visent à améliorer l'efficacité du couplage et les calculs basés sur cette méthode de transformation matricielle ABCD ont simplifié l'évaluation du taux du couplage. Cela a été largement adopté dans les fibres optiques qui comprenaient des microlentilles à leurs extrémités. En utilisant ces matrices, une variété de problèmes pratiques qui impliquent de telles surfaces peuvent être facilement résolus.

IV.3.4 Etude de Couplage optique des fibres via la microlentille semi-ellipsoïdale

Lorsque les tailles de spot du faisceau laser w_x et w_y , parallèles aux axes du plan (x et y), sont différentes [11], il est préférable de prévoir deux rayons différents de la microlentille dans les deux directions (x et y) pour améliorer l'efficacité du couplage.

Comme déjà montré précédemment, diverses études sur le couplage des diodes laser avec des fibres monomodes ont déjà été rapportées relatives à l'utilisation des microlentilles notamment dans le cadre de ce travail où une microlentille semi-ellipsoïdale a été placée à l'extrémité de la SMF pour mieux focaliser et adapter les modes du laser et de la fibre.

Pour connaître l'intérêt de l'insertion des microlentilles semi-ellipsoïdales à l'extrémité des fibres sur l'efficacité de couplage entre les composants optiques, il est intéressant d'étudier le couplage des fibres SMF via cette forme pour mieux caractériser le faisceau. Les expressions analytiques pour déterminer l'efficacité de couplage [13], [62] ont été utilisées.

L'efficacité du couplage et les tolérances de positionnement entre la fibre monomode et les microlentilles sont décrites. Les pertes de couplage en présence des possibles décalages transversaux et axiaux sont aussi présentées.

IV.3.4.1 Mesure de couplage optique

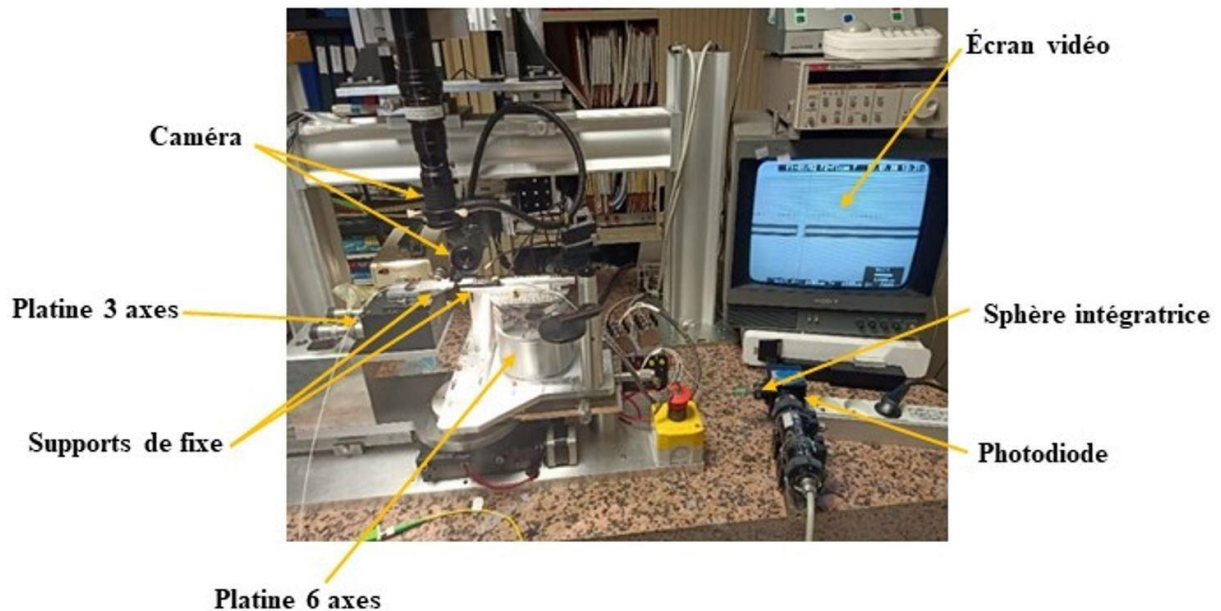
Le banc de mesure utilisé permet de faire des mesures d'efficacité de couplage d'une part et aussi des mesures de diamètre de mode en champ lointain. Nous avons préalablement mesuré les diamètres du mode des microlentilles par la méthode du champ lointain (IV.2.1.2). Nous présentons ici la caractérisation du couplage des microlentilles semi-ellipsoïdales adaptées à la longueur d'onde de $1,55\text{ }\mu\text{m}$. L'intérêt de ces microlentilles est de ne pas avoir les mêmes rayons de courbure dans un plan et dans l'autre (axe majeur x , axe mineur y), formant ainsi un faisceau elliptique. Ces microlentilles sont ainsi destinées à améliorer le rendement de couplage entre fibre SMF et lasers à mode elliptique. Cependant la caractérisation des microlentilles devant une fibre monomode (SMF) clivée que nous présentons ici permet d'évaluer les performances de couplage de celles-ci.

Le banc utilisé pour la mesure de couplage est composé (voir **Figure IV 25**) :

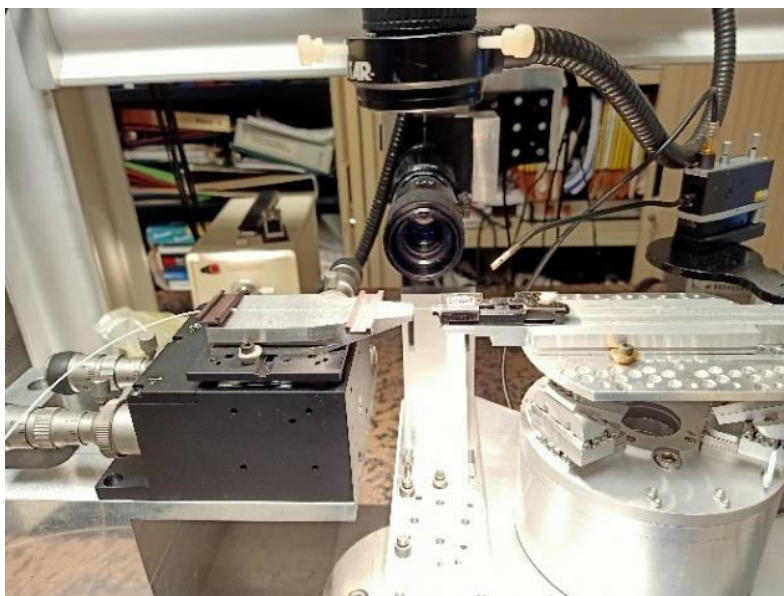
- D'une source laser (HP 81553 SM) émettant à la longueur d'onde de $1,55\text{ }\mu\text{m}$ pour injecter la puissance dans la fibre (SMF).
- D'un support de fibre, avec un micro-positionneur réglable sur 3 axes x , y , et z pour placer la SMF clivée.
- D'une platine de positionnement, motorisée réglable sur 6 axes (x , y , z , R_x , R_y et R_z) (placée à droite pour placer la fibre à mesurer).

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

- Deux caméras dans le visible (Moticam 580 -5.0 MP) pour visualiser les éléments couplés (vue de dessus et vue de coté) à travers deux systèmes optiques de grossissement (MAGNAZOOM) (12x).
- Deux systèmes d'éclairage (NAVITAR) pour les caméras.
- D'une sphère intégratrice pour collecter le maximum de puissance par la photodiode.
- D'un radiomètre relié à un détecteur avec la sphère intégratrice pour mesurer la puissance couplée.
- D'un logiciel SmarAct scan pour gérer les déplacements micrométriques de la platine par l'intermédiaire d'un PC, il permet aussi d'allumer le laser injecté dans la mono-mode.
- D'un PC relié à ce banc.



(a)



(b)

Figure IV 25. (a) Banc de mesure de couplage SMF-SMF, (b) Zoom du montage des deux platines : côté droit platine motorisée 6 axes, côté gauche micro-positionneur réglable sur 3 axes.

Dans un premier temps le banc et la méthode de mesure sont validés par un couplage et des tolérances de positionnement entre deux fibres SMF. Les fibres utilisées pour le couplage SMF-SMF sont des fibres monomodes 9 /125 μm avec un diamètre de mode ($2\omega_f=10,5 \mu\text{m}$). Le banc de mesure de couplage SMF-SMF est montré sur la **Figure IV 25**. Les deux fibres SMF sont placées en face l'une de l'autre sur les deux platines. La puissance initiale P_0 injectée dans la SMF a été mesurée en plaçant la fibre directement en face de détecteur.

Avant de lancer la mesure, toutes les positions sur le programme SmarAct scanning doivent être à 0 ($T_x, T_y, T_z, R_x, R_y, R_z$) (les positions de référence). En lançant le programme, la platine effectue un mouvement dans les 6 directions (x, y, z, R_x, R_y, R_z) pour la réinitialisation du système (position 0). Après la réinitialisation, les deux fibres sont visualisées sur les deux écrans, à travers les deux caméras (vue de dessous et coté).

Un premier réglage manuel est d'abord effectué pour optimiser le couplage en utilisant les micro-déplacements de la platine (x, y, z).

IV.3.4.1.1 Etapes de mesure

- Réglage des caméras

- Réglage de centre de rotation de la platine (ce réglage est indispensable dans le cas des tolérances angulaires)
- Mesure de couplage optique
- Mesure des tolérances de positionnement

Réglage des deux caméras

Pour mesurer le rendement de couplage et les tolérances de positionnement entre les éléments à coupler, il faut un alignement rigoureux entre la fibre microlentillée et la fibre monomode clivée qui est en face.

Réglage du centre de rotation de la platine

Pour des tolérances de positionnement angulaires, et avant de commencer la mesure, un réglage du centre de rotation de la platine 1 (à 6 axes) sur laquelle la fibre microlentillée a été placée est nécessaire. Cela permet de positionner l'extrémité de la fibre à mesurer sur le centre de rotation de la platine motorisée.

Le but de ce réglage est d'amener le centre de rotation O de la platine 6 axes (x, y, z, R_x (Roulis), R_y (Tangage) et R_z (Cap)) au niveau de l'extrémité de la fibre "Ex" (**Figure IV 26**) pour qu'elle puisse effectuer une rotation autour de son extrémité et non par rapport à un autre centre de rotation qui se trouve quelque part dont on ne connaît pas le centre de rotation mécanique (la position sur l'écran de visualisation), sachant que la platine a un centre de rotation qui se trouve en son milieu (**Voir le principe de réglage en détails dans l'Annexe D**).

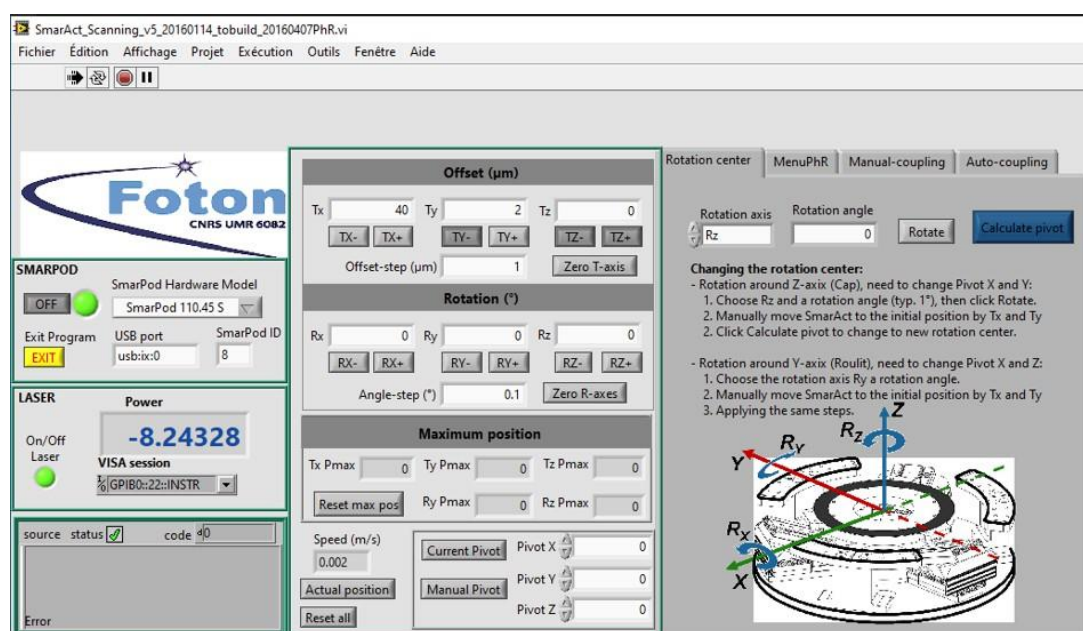


Figure IV 26. Programme de réglage du centre de rotation de la platine avec le schéma des axes.

IV.3.4.2 Couplage fibre microlentillée vers fibre -SMF

Les mesures de couplage optiques fibre-fibre et des tolérances de positionnement sont effectuées à l'aide d'une platine 6 axes motorisée axes (x , y , z , Rx , Ry et Rz).

Le programme utilisé pour la mesure contient 6 étapes :

- Démarrer (Clic sur le bouton Démarrer, Confirmation, Déplacer le moteur en position initiale)
- Initialisation pico ampèremètre
- Initialisation mesures
- Déplacement
- Sauvegarde
- Arrêt
- Traitement des données

IV.3.4.3 Principe de mesure de couplage fibre à fibre

Pour effectuer la mesure de couplage il faut que:

- La fibre SMF soit bien clivée pour ne pas avoir des pertes supplémentaires.
- Les deux fibres, (SMF clivée, fibre microlentillée) soient alignées l'une en face de l'autre.

A l'aide du logiciel, on allume le laser et on injecte le signal dans la fibre monomode. La puissance injectée dans la SMF à partir de la source laser est envoyée vers la fibre microlentillée. L'extrémité non lentillée de cette dernière est reliée au détecteur (la photodiode) avec la sphère intégratrice.

L'objectif de ce programme est de commander les déplacements de l'hexapode, platine comprenant 6 axes (x , y , z , Rx , Ry , et Rz), axe optique, latéral, vertical et les rotations associées de façon à optimiser la puissance reçue dans la fibre dans laquelle on injecte et qui est reliée au détecteur. La puissance qui sort de la fibre comprenant la microlentille elliptique est mesurée

sur l'afficheur du radiomètre. Notons que l'axe optique est ici l'axe x (notation mécanique du constructeur de la platine).

Les déplacements micrométriques de la fibre microlentillée sont contrôlés par le logiciel Smar Act Scanning (PC), développé à l'Institut Foton, pour chercher automatiquement la position en x , y et z pour laquelle la puissance couplée est maximale.

Ce banc de couplage permet aussi de mesurer les tolérances de positionnements axiales, latérales et même angulaires, en déplaçant x ou y à la position z optimisée, et z pour la position x ou y optimisée ainsi qu'en déplaçant y pour la position x ou z optimisée.

Le logiciel Smar Act Scanning permet de faire deux types de couplage : un couplage automatique et un couplage semi manuel.

IV.3.4.3.1 Auto-couplage (auto-coupling)

L'auto-couplage permet de chercher automatiquement la position où le max se trouve en optimisant le couplage dans les 3 directions (x , y et z).

Après l'alignement des deux fibres et après avoir mis les intervalles et le pas de mesure pour chaque axe (x , y et z), la recherche automatique (l'auto-coupling) est lancée autour de la position optimisée manuellement à l'aide de ces micro-positionneurs.

En lançant l'auto-coupling, le programme commence sa recherche de maximum de puissance couplée pour différentes translations autour des positions choisies, à partir d'une position T , notée T_{start} jusqu'à une position notée T_{end} : $(T_{x\ start}-T_{x\ end})$ sur l'axe optique x , $(T_{y\ start}-T_{y\ end})$ sur l'axe horizontal y et $(T_{z\ start}-T_{z\ end})$ sur l'axe vertical z .

Le logiciel fait un premier balayage sur les deux axes du plan transverse à l'axe optique (y et z) ; il cherche le max puis il avance d'un pas préalablement fixé en T_x (axe optique de la platine), il cherche le max dans le 2^{ème} plan, il avance d'un autre pas, il cherche le max et avance encore. Il s'arrête quand il atteint la fin de l'intervalle de mesure ($\pm$ la valeur de butée) et l'optimum sera obtenu à une distance z de l'extrémité de la fibre SMF fixe sur l'axe optique. Cette distance que l'on peut lire sur l'interface du logiciel correspond à la distance de travail. La distance de travail est nulle $z=0\ \mu\text{m}$ pour une SMF.

Le couplage automatique permet de définir les intervalles de mesures autour desquelles le maximum se trouve : sur l'axe x (start-end), axe y (start-end) et axe z (start-end), comme on

peut le voir sur la **Figure IV 27** dans le cas de couplage automatique SMF-SMF. Quand le couplage est terminé, le max se trouve près de la position 0 ($\pm 5\mu\text{m}$ la valeur de la butée).

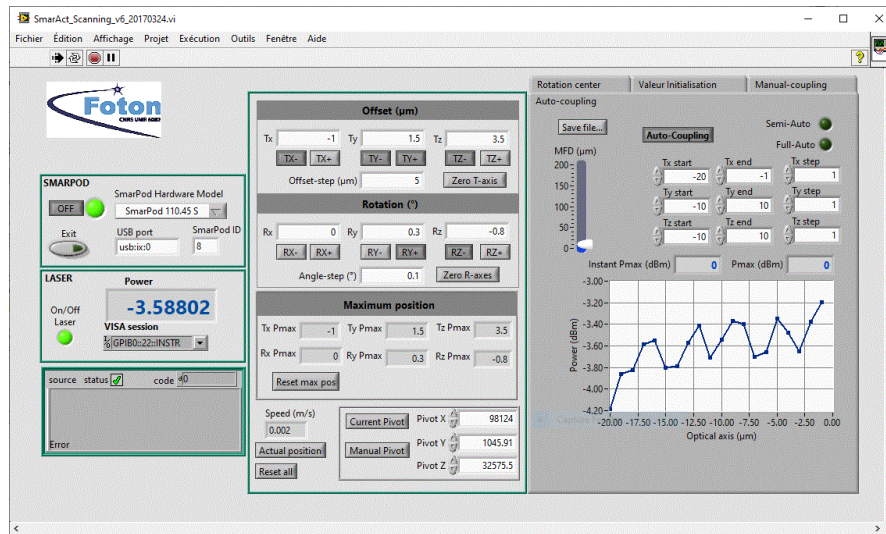


Figure IV 27. Couplage automatique SMF-SMF.

On peut diminuer le pas (jusqu'à une valeur de $0,1 \mu\text{m}$) pour affiner la recherche et avoir un maximum plus précis, mais le temps de mesure sera plus long.

IV.3.4.3.2 Couplage semi manuel (manuel coupling)

Une fois le couplage automatique (auto-coupling) terminé, on procède au couplage semi manuel qui consiste à lancer des recherches automatiques de couplage et des tolérances de positionnement sur chaque axe séparément. La recherche de maximum est effectuée autour de la position trouvée par l'auto-coupling selon les axes x , y , et z .

La recherche du max est lancée en premier sur l'axe optique. La valeur de la butée (software) prise est ($\pm 5 \mu\text{m}$). Cette butée sert à éviter le contact entre les deux fibres.

Une fois le maximum trouvé, la distance de travail est déduite sur l'axe optique (nulle pour la SMF) et la valeur de la puissance maximale est affichée sur le logiciel à la position $P_{x \text{ max}}$.

Le couplage manuel est ensuite lancé en y et en z à partir de cette distance sur l'axe mécanique x où le max a été trouvé, pour chercher le maximum et optimiser encore latéralement et verticalement sur l'axe y et z .

IV.3.5 Tolérances de positionnement et perte de couplage (SMF-SMF)

Dans cette partie les mesures des tolérances de positionnement latérales (x , y) et axiales (z) ainsi que les pertes de couplage entre deux fibres monomodes sont effectuées.

Le centre de rotation n'étant pas garanti comme ponctuel d'un point de vue mécanique par le constructeur de la platine 6 axes, nous n'avons pas effectué de mesure de décalage angulaire expérimentalement. Par conséquent, nous limiterons notre attention uniquement aux études des trois désalignements mentionnés ci-dessus (transversal (x, y) et longitudinal (z)).

Pour la SMF, le maximum de couplage est juste à la sortie de la 2^{ème} SMF ($z=0$). Donc le maximum de couplage est obtenu quand les deux fibres sont presque en contact (le plus proche possible). Comme montré sur la **Figure IV 28**.



Figure IV 28. Effet d'un décalage axial, (a) vue de dessus, (b) vue de côté.

IV.3.5.1 Mesure des tolérances de positionnement axiales (T_z)

Dans l'expérimentation de couplage, l'axe mécanique (x) figurant sur le schéma de Smar Act Scanning (**Figure IV 29**) est l'axe optique (z). Les tolérances de positionnement axiales entre les deux fibres monomodes de même diamètre de mode ($2\omega_f=10,5 \mu\text{m}$) sont mesurées à une distance ($z=30 \mu\text{m}$) représentée dans la **Figure IV 29**. Le maximum de la puissance couplée mesurée par le logiciel Smar Act est -3.18 dBm. Des réflexions multiples sont générées par la cavité Fabry-Perot, elles apparaissent à chaque fois que deux fibres sont mises face à face dans une procédure de mesure de tolérance suivant l'axe optique, comme montré sur la courbe de la figure.

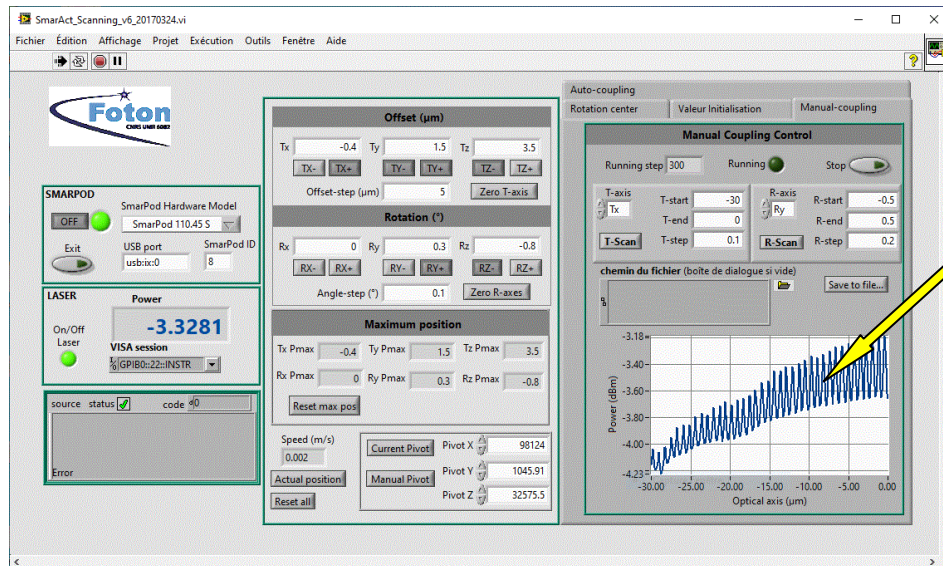


Figure IV 29. Tolérances de positionnement axiale pour le couplage des deux fibres monomodes $2\omega_f=10,5 \mu\text{m}$.

Cette mesure illustre bien les interférences constructives à chaque fois que la longueur de la cavité Fabry Perot, c'est-à-dire la distance entre les deux fibres est égale à un multiple entier de demi-longueur d'onde ($1,55/2 \mu\text{m}$).

Les courbes théoriques et expérimentales de la variation des pertes de couplage en fonction de décalage axial sont tracées et représentés dans la **Figure IV 30**.

Les pertes mesurées normalisées sont moyennées et représentées sur la courbe en bleu (les valeurs moyennes min-max de chaque pic).

En comparant les courbes des tolérances axiales mesurées avec les tolérances calculées théoriquement (courbes tracées en utilisant les équations (14) [12] on remarque un décalage entre la courbe moyenne mesurée (en bleu) et la courbe théorique (en vert) avec un écart de ($\pm 0,23 \text{ dB}$) à la position maximale ($z=0$). Ce décalage s'explique par le fait qu'en pratique les tolérances sur l'axe optique sont lancées sans optimisation sur les autres axes x et y , par conséquent des pertes supplémentaires dues à un décalage latéral sur (x ou y) qui sont générés.

En plus des pertes générées par ces tolérances, il existe aussi les pertes de Fresnel qui ne sont pas incluses dans le calcul. Elles sont de l'ordre de ($0,27\sim 0,30 \text{ dB}$) pour la fibre monomode représentées sur la même figure par la courbe en noir. Ainsi les pertes théoriques et mesurées sont en bon accord (sauf au niveau de l'allure du fait que les résonances Fabry Perot ne sont pas tracées sur les courbes théoriques).

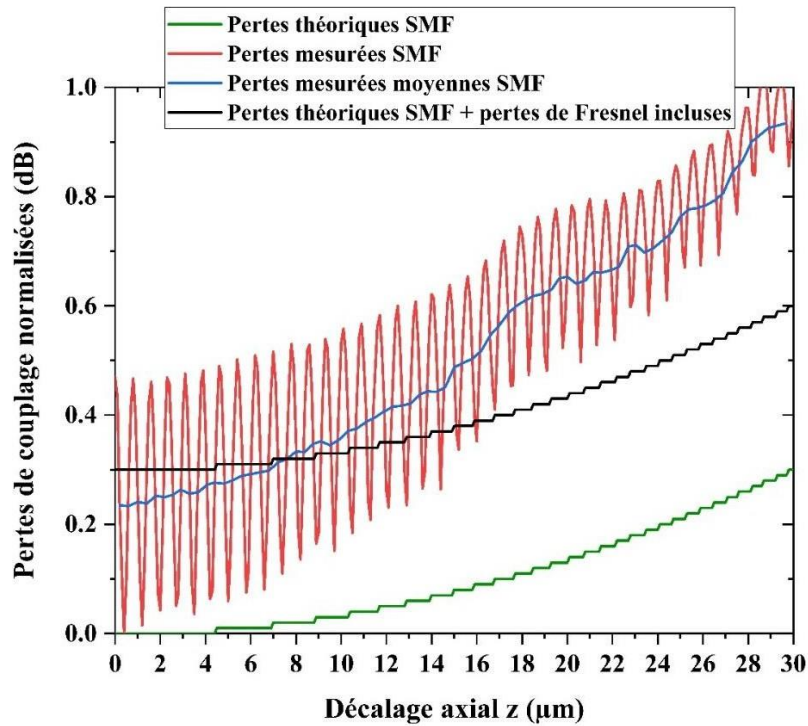


Figure IV 30. Pertes de couplage SMF-SMF pour un décalage axial z .

IV.3.5.2 Mesure des tolérances de positionnement latérales (T_y , T_x)

Il est également possible de faire des mesures de tolérances de positionnement suivant l'axe x et suivant l'axe y (**Figure IV 31**). En supposant un alignement parfait sur l'un des deux axes, dans ce cas ($T_x=0$), et sur l'axe optique ($T_z = 0$), c'est-à-dire que le beam waist incident est situé à l'extrémité de la fibre, la puissance maximale couplée est -3,46 dBm lors d'une recherche de max avec un déplacement de (-10 μm à +10 μm) sur l'axe y (comme montré sur la courbe de la Figure IV 31). Puisque les deux fibres SMF-SMF sont à symétrie circulaire, les tolérances sur l'axe y , sont les mêmes que sur l'axe x .

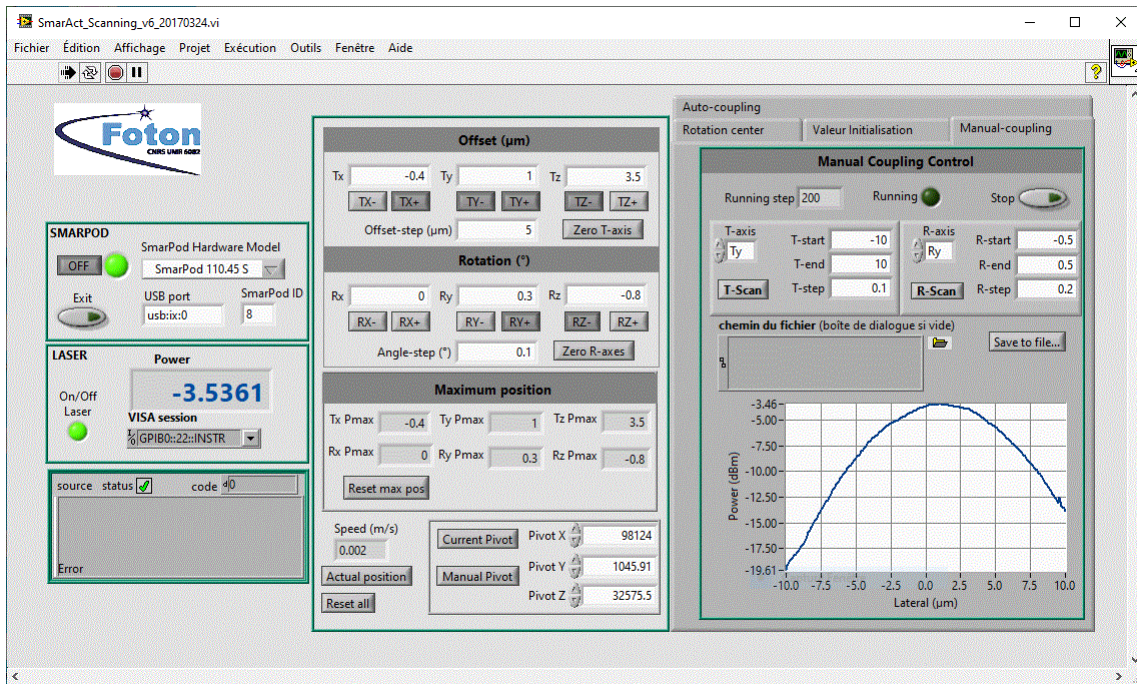


Figure IV 31. Tolérances de positionnement latéral (T_y) pour le couplage SMF-SMF ($2\omega_f = 10,5 \mu\text{m}$).

Les deux courbes théorique et expérimentale des pertes de couplage normalisées provoquées par un désalignement latéral en y pour le couplage entre deux fibres monomode SMF sont représentées sur la **Figure IV 32**, les pertes théoriques sont calculées à partir de l'équation (13).

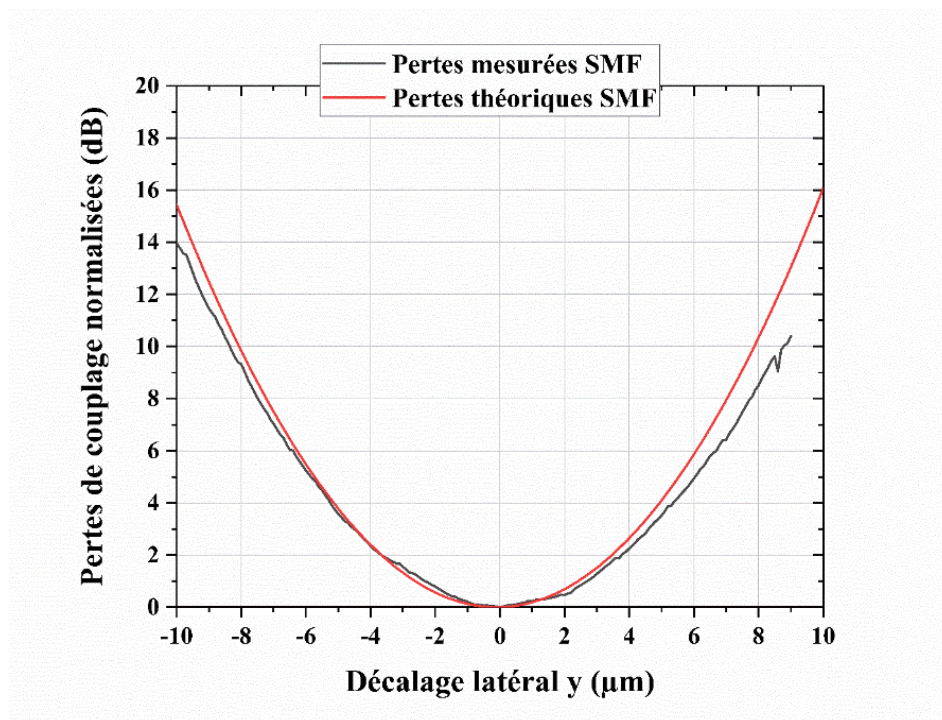


Figure IV 32. Pertes de couplage normalisées théoriques et expérimentales pour un décalage latéral en y .

D'après les deux courbes, on constate qu'un défaut latéral de $2,5 \mu\text{m}$ entre deux fibres monomodes conduit à 1 dB de pertes pour la courbe théorique. Expérimentalement, un défaut latéral de $2,7 \mu\text{m}$ entre deux fibres monomodes conduit à 1 dB de pertes additionnelles par rapport au couplage optimal. L'écart entre les deux tolérances est $\Delta T_y = \pm 0,2 \mu\text{m}$ (**Tableau IV 7**).

Le **Tableau IV 7**, représente les puissances couplées et les pertes de couplage mesurées en absence d'un décalage axial sur l'axe (z), latéral sur les axes (x, y) représentées dans la colonne 3 et 4 du tableau. Les deux fibres présentent une perte de couplage de 0,03 dB.

Lors d'une recherche de l'optimum avec un déplacement de $-10 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ latéralement (x, y), et un déplacement de $0 \mu\text{m}$ à $30 \mu\text{m}$ sur l'axe optique (z) entre les deux fibres monomodes SMF-SMF, on trouve quasiment la même puissance sur les trois axes ($\pm 0,5 \text{ dBm}$). Les pertes mesurées sont de l'ordre de 0,14-0,19 dB (colonne 6). D'après les mesures, dans l'ordre de l'erreur de mesure ($\pm 0,5 \text{ dB}$), on obtient presque la même perte pour les trois tolérances (T_x, T_y et T_z). C-à-d l'optimum est le même pour les trois cas.

Tableau IV 7. Mesures de la puissance couplée et des pertes de couplage SMF-SMF : en supposant un alignement parfait sur les trois axes (colonnes 3 et 4) ; lors d'une recherche du maximum de $-10 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ pour les tolérances latérales (T_y, T_x) et de $0 \mu\text{m}$ - $30 \mu\text{m}$ pour un décalage axial (T_z) (colonnes 5 et 6).

	Puissance injectée P_0 (dBm)	Puissance couplée P_i (dBm)	Pertes de couplage $P=(P_0-P_i)$ (dB)	Puissance maximale mesurée lors d'une recherche de max P_i (x,y,z) (dBm)			Pertes mesurée $P(x,y,z)$ (dB)			Décalage pour 1dB de perte par rapport à l'optimum (μm)	
				P_{ix}	P_{iy}	P_{iz}	P_x	P_y	P_z	$T_{y \text{ théo}}$	$T_{y \text{ mes}}$
SMF-SMF	-3,24	-3,27	0,03	-3,41	-3,46	-3,46	0,14	0,19	0,19	2,5	2,7

IV.3.5.3 Interprétation des résultats

D'après les résultats, on constate que les tolérances de positionnement axiales sont les moins critiques puisqu'il faut s'écarter de plus de 30 μm de la position optimale pour augmenter les pertes de 1 dB comme montré sur la courbe de la **Figure IV 30**.

Parce que les deux modes des fibres SMF-SMF sont identiques, et dans les conditions d'alignement optimales ($T_z=0$, $T_x=0$, $T_y=0$ et $\theta=0$), le rendement de couplage théorique SMF-SMF est maximum ($\eta=1$) sans tenir compte des pertes de réflexion de Fresnel.

IV.3.6 Couplage SMF-Microlentilles semi-ellipsoïdales

L'intérêt de faire le couplage (microlentilles-SMF) est de montrer l'aspect elliptique du faisceau et trouver la distance de travail des microlentilles où se trouve le maximum de puissance couplée.

La fibre monomode utilisée est une SMF 9 /125 μm dont le waist du faisceau est $\omega_f = 5,25$ μm . Le banc utilisé pour le couplage des deux fibres à travers la microlentille semi-ellipsoïdale est illustré dans la **Figure IV 33**. Il s'agit du même banc que celui validé par le couplage entre deux SMF. Notons qu'il est possible d'effectuer des mesures de distances de travail sur le même banc. La **Figure IV 33 (a)** représente une vue de côté (caméra sur le côté) des deux fibres et **(b)** vue de dessus (caméra de dessus), sachant que pour cette vue, l'image sur l'écran est inversée : sur le banc, fibre microlentillée côté droit et SMF côté gauche.



Figure IV 33. Réglage et alignement des deux fibres à mesurer (SMF et microlentille) : (a) vue de côté axe (y) (caméra sur le côté) (b) vue de dessus axe (z) (caméra de dessus).

IV.3.6.1 Mesure de la distance de travail et du taux de couplage

Pour mesurer le couplage, nous avons aligné la microlentille en face de la fibre monomode clivée. On a effectué d'abord une recherche manuelle en agissant sur les axes de la platine (x , y et z), et si le signal est suffisant, de l'ordre de la dizaine de μW , on peut lancer la recherche du maximum avec le programme Smart Act Scanning.

Pour les mesures des tolérances de positionnement, le couplage manuel a été lancé en déplaçant horizontalement et verticalement la fibre et en cherchant le maximum de couplage axe par axe (x , y et z). Ainsi, le programme cherche le maximum de puissance récupérée et en déduit la distance de travail.

On a commencé par le déplacement sur l'axe optique Tz (qui est l'axe mécanique x sur le banc) pour déterminer la distance z où le max se trouve. Ensuite, on a lancé le couplage manuel suivant l'axe y (déplacement vertical) à partir de cette distance, puis sur l'axe horizontal x (qui est l'axe mécanique z de la platine).

Pour le calcul théorique du rendement de couplage η et des pertes dans un plan donné x (grand axe) ou y (petit axe) de la microlentille, on a utilisé les expressions analytiques simplifiées de [25], [36] pour chaque plan de la microlentille en présence des désalignements possibles.

IV.3.6.1.1 Mesure des tolérances de positionnement et pertes de couplage (SMF-Microlentilles semi-ellipsoïdales)

IV.3.6.1.1.1 Mesure des tolérances de positionnement axiales (longitudinal) Tz

L'effet du désalignement longitudinal sur l'efficacité de couplage η a été considéré, la fibre microlentillée et la SMF clivée sont maintenues parfaitement alignées par rapport aux décalages transversaux (x , y) (**Figure IV 34**). Les tolérances de positionnement axiales sont calculées pour chaque axe de la microlentille (grand axe x) et (petit axe y), le spot se focalise presque dans le même endroit ($z_x \approx z_y \pm \Delta z$), les résultats de mesures et les résultats théoriques des distances de travail sont résumés dans le **Tableau IV 8**.

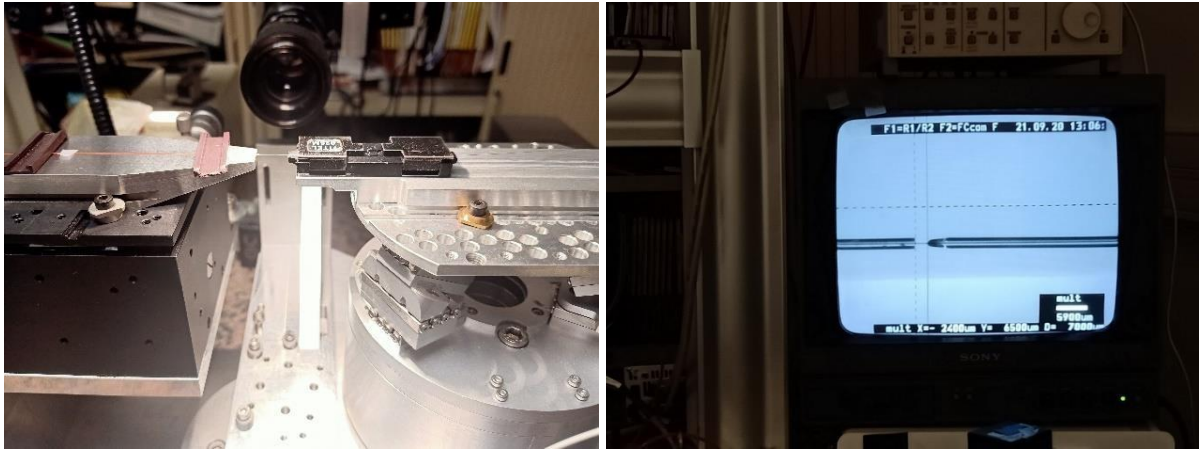


Figure IV 34. Décalage axial z entre la SMF et la microlentille : agrandissement de l'image au niveau de la jonction.

Les courbes théoriques sont tracées à partir des valeurs moyennes des rayons de modes dans les deux plans de la microlentille $\sqrt{\omega_x \omega_y}$ où les tailles des spots sortant des microlentilles sont calculées à partir des matrices ABCD (**Tableau 4** chapitre II).

La perte de couplage entre la fibre monomode (SMF) et la fibre avec la semi-ellipsoïdale M1 due à un décalage axial a été calculée, et les résultats de pertes théoriques calculées à partir des diamètres de modes mesurés en champ proche d'une part et en champ lointain d'autre part ainsi que les résultats des pertes mesurées sont indiqués dans les courbes de la **Figure IV 35**. La courbe des pertes moyennes pour les résonances Fabry Perot est aussi tracée dans la même figure (courbe en couleur rouge).

L'effet de l'augmentation de décalage axial sur la perte de couplage mesurée pour la microlentille M1 montre que la perte de couplage minimale diminue avec l'augmentation de décalage axial autour de la distance de travail $z = 30 \mu\text{m}$ (0,065 dB) par rapport aux pertes moyennes (courbe en rouge sur la Figure IV 35).

Les écarts entre les tolérances théoriques et mesurées autour de la distance de travail sont de 0,065 dB pour la microlentille M1.

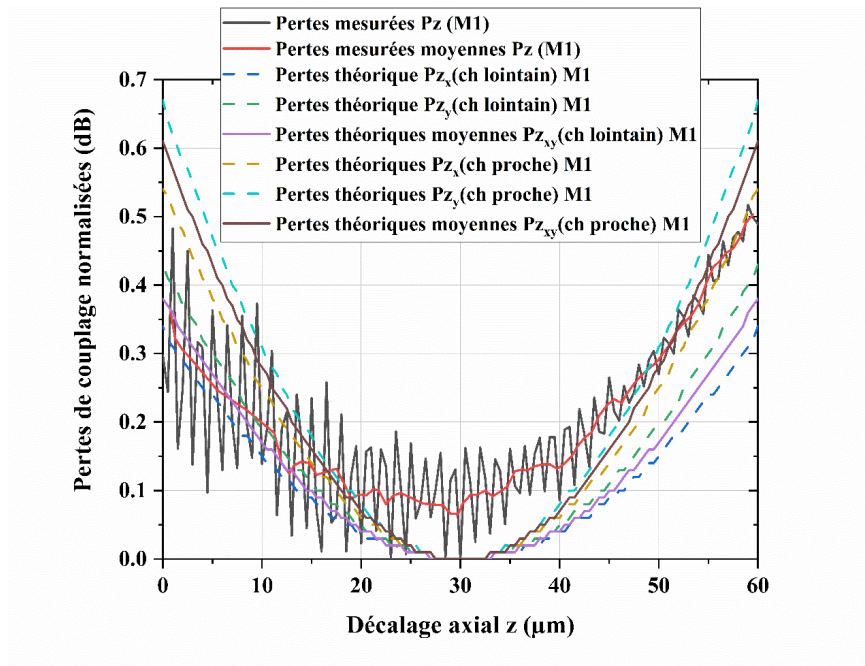


Figure IV 35. Pertes de couplage normalisées dues à un décalage axial z entre la fibre monomode (SMF) et la fibre avec la microlentille M1 : pertes théoriques calculées à partir des diamètres de modes mesurés en champ proche d’une part et en champ lointain d’autre part sur chaque axe (majeur et mineur) et pertes mesurées.

Le décalage entre les courbes théoriques (tracées à partir des diamètres de modes mesurés en champ proche et en champ lointain) et les courbes mesurées résulte d’une combinaison de deux effets : les mesures de diamètres de mode en champ lointain ne sont pas les mêmes qu’en champ proche. De plus on n’a pas optimisé le couplage dans le plan latéral. Cela est dû aussi aux réflexions de Fresnel de l’ordre de ($\pm 0,3$ dB), pour deux dioptries traversés en entrée et en sortie de fibre, qui ne sont pas incluses dans le calcul.

IV.3.6.1.1.2 Mesure des distances de travail

Les distances de travail théoriques (calculées à partir des matrices ABCD [33], [34], [44], [54]) et mesurées sont résumées dans le **Tableau IV 8**.

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Tableau IV 8. Distances de travail théoriques et mesurées M1-M8.

Micro-lentilles	Distances de Travail théoriques $z_{théo} (\mu m)$		Distances de Travail mesurées $z_m (\mu m)$		Écart entre les distances de travail théoriques et mesurées $\Delta z (\mu m)$		Écart entre les distances de travail Δz_x (grand axe) et Δz_y (petit axe) (μm)	
							Théoriques	Mesurées
	$z_{xthéo}$	$z_{ythéo}$	z_{xm}	z_{ym}	$\Delta_{zx} = z_{xthéo} - z_{xm} $	$\Delta_{zy} = z_{ythéo} - z_{ym} $	$\Delta_{zthéo} = z_x - z_y $	$\Delta_{zm} = z_x - z_y $
M1	30,91	27,54	30	28,5	0,91	0,96	3,37	1,5
M2	25,98	28,28	26,8	27,6	0,82	0,68	2,3	0,8
M3	31,54	29,86	33	30	1,46	0,14	1,68	3
M4	28,26	29,60	28,5	30	0,24	0,4	1,34	1,5
M5	25,30	27,79	24,9	28,6	0,4	0,81	2,49	3,7
M6	33,74	32,31	33	32,40	0,74	0,09	1,43	0,6
M7	28,02	28,34	27,5	29	0,52	0,66	0,32	1,5
M8	32,05	25,19	30,50	29,00	1,55	3,81	6,89	1,5

D'après les résultats du **Tableau IV 8**, l'écart (Δz) entre les distances de travail mesurées (z_x , z_y) dans les deux plans des microlentilles est entre (0,6-1,5 μm) pour les microlentilles M1, M2, M4, M6, M7 et M8. Pour les microlentilles M3 et M5 l'écart (Δz) est plus grand (entre 3-3,7 μm).

Étant donné que les tailles de spot des microlentilles M1-M10 sont différentes dans un axe et dans l'autre (x , y), nous avons constaté que pour chaque microlentille, il existe une position optimale par rapport à la SMF, dans laquelle l'efficacité de couplage est maximale si la fibre avec la microlentille semi-ellipsoïdale est placée au niveau du plan image paraxial correspondant.

Pour mieux comprendre l'impact des paramètres des microlentilles sur l'efficacité de couplage, la variation de chaque paramètre par rapport à un autre a été étudiée.

La **Figure IV 36** représente la variation de la distance de travail des microlentilles M1-M10, calculées par la méthode des matrices ABCD [2], [10] à une longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, en fonction des rayons de courbure R_x, R_y pour des épaisseurs E de microlentilles données.

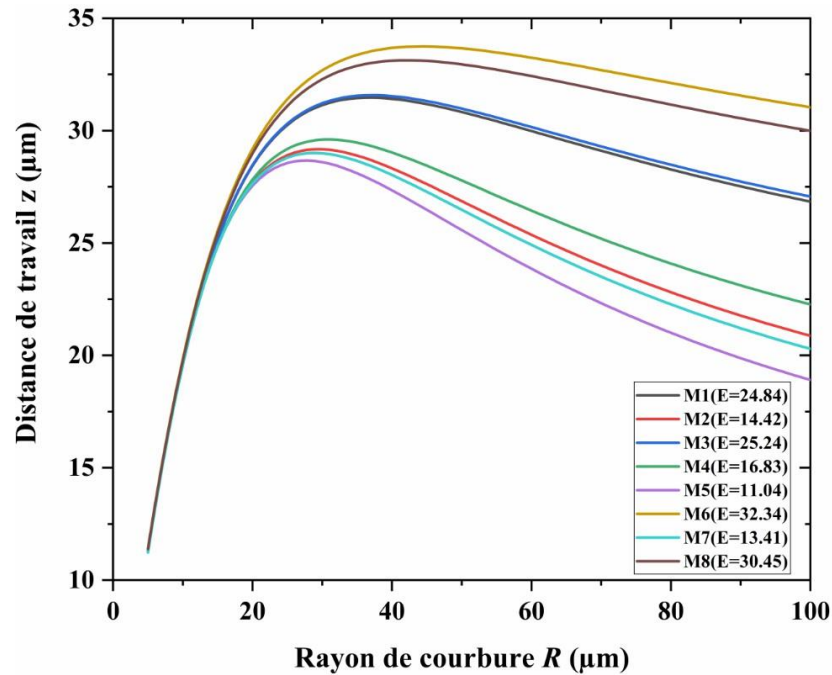


Figure IV 36. Distances de travail théoriques calculées par la méthode ABCD en fonction du rayon de courbure R des microlentilles pour différentes épaisseurs de microlentilles E données.

De même on a étudié la variation des distances de travail théoriques en fonction de l'épaisseur E pour des rayons de courbure (R_x, R_y) donnés comme illustré dans la **Figure IV 37**. Les courbes en traits continu correspondent aux distances de travail suivant l'axe majeur (z_x), et les courbes pointillées correspondent aux distances de travail suivant l'axe mineur (z_y).

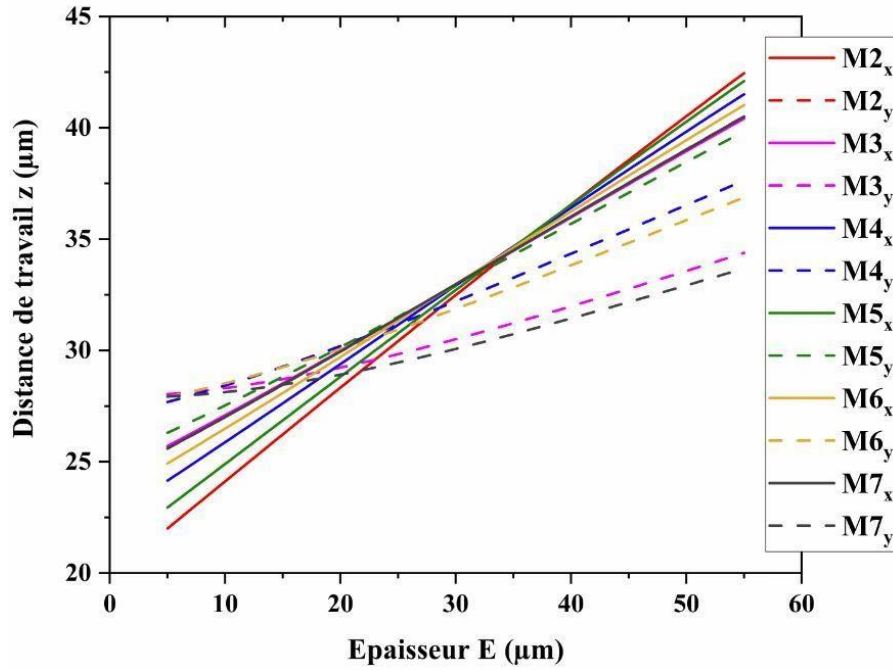


Figure IV 37. Distance de travail théorique calculée par la méthode ABCD en fonction de l'épaisseur E des microlentilles M2-M7 en tenant compte des différents rayons de courbure R_x ou R_y .

IV.3.6.1.1.3 Discussion

La **Figure IV 36** montre que la distance de travail augmente lorsque le rayon de courbure des microlentilles augmente jusqu'à une valeur maximale, et diminue ensuite. Cette variation est causée par la valeur limite de l'épaisseur pour chaque microlentille, qui évolue relativement entre (11,04 - 32,34 μm) pour les microlentilles fabriquées M1-M10.

Par exemple pour la microlentille M1, la distance de travail augmente partiellement jusqu'à 31,65 μm en fonction des rayons de courbure R_x , R_y pour une épaisseur donnée ($E=24,8 \mu\text{m}$) puis elle diminue.

Et d'après les courbes tracées dans la **Figure IV 37**, on constate que pour des rayons de courbure donnés (R_x , R_y), la distance de travail z augmente lorsque l'épaisseur de la microlentille augmente.

Pour la variation de la distance de travail en fonction de l'épaisseur on remarque d'après les courbes tracées, que pour chaque microlentille de rayons (R_x , R_y), il existe un seul plan image qui focalise les deux fronts d'onde en un seul spot pour les deux plans (x , y) de chaque microlentille ($\pm\Delta z$).

Cette étude nous permet de faire une simulation et de définir la valeur exacte de l'épaisseur c.-à-d. la quantité du PDMS qu'il faut déposer lors de la procédure de dépôt du PDMS et qui correspond à un rayon de courbure donné pour focaliser le faisceau dans un même endroit, distance de travail ($z_x \approx z_y$) et par conséquent de minimiser au maximum les aberrations d'astigmatisme.

On peut faire aussi une étude inverse pour définir le rayon de courbure et l'épaisseur pour lesquelles une grande aberration d'astigmatisme sera formée et par conséquent déterminer la marge d'erreur Δz pour laquelle $z_x \neq z_y$ pour ne pas dépasser cette limite.

Comme montré dans la courbe de la **Figure IV 38** et le **Tableau IV 8**, prenant le cas de la microlentille M7, dont l'épaisseur est $13,41\mu\text{m}$; l'écart entre les deux distances de travail est $\Delta z = \pm 0,32\mu\text{m}$. On remarque d'après la courbe que : pour la même microlentille avec les rayons de courbure donnés ($R_x=40,23\mu\text{m}$ et $R_y=22,35$), l'épaisseur optimale pour que la fibre soit maintenue au plan d'image optimal est $E=15\mu\text{m}$. La distance de travail optimale dans ce cas est ($z_x = z_y = 28,46\mu\text{m}$). L'écart entre les deux distances de travail ($z_x = 28,02\mu\text{m}$, $z_y = 28,34\mu\text{m}$) avec l'épaisseur de la microlentille ($E=13,41\mu\text{m}$) est $\Delta z = 0,32\mu\text{m}$. Les écarts par rapport à la distance de travail optimale ($z=28,46\mu\text{m}$) avec l'épaisseur optimale ($E=15\mu\text{m}$) sont $\Delta z_x = \pm 0,44\mu\text{m}$ et $\Delta z_y = \pm 0,12\mu\text{m}$. L'écart moyen possible est $\Delta z_{xy} = \pm 0,28\mu\text{m}$.

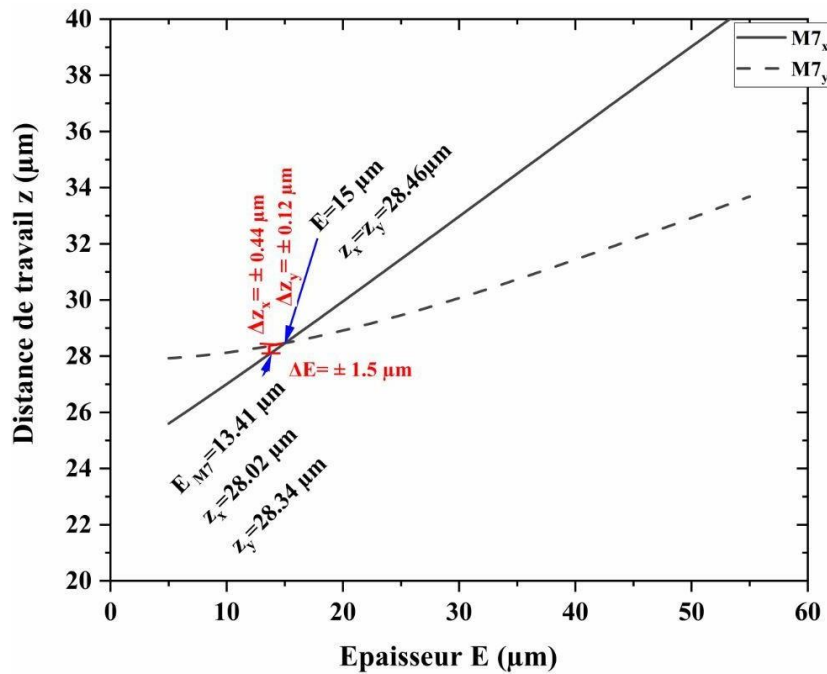


Figure IV 38. Distance de travail en fonction de l'épaisseur E (microlentilles M7) pour des rayons de courbures R_x ($40,23\mu\text{m}$) et R_y ($22,35\mu\text{m}$) fixés.

IV.3.6.1.1.4 Tolérances de positionnement latérales

La Figure IV 39 représente la vue d'un décalage latéral x .



Figure IV 39. Vue de dessus de la microlentille M1 (grand axe) en présence d'un décalage latéral (x).

Les tolérances de positionnement latéral T_y suivant le grand axe de la microlentille M1 sont représentées dans la Figure IV 40.

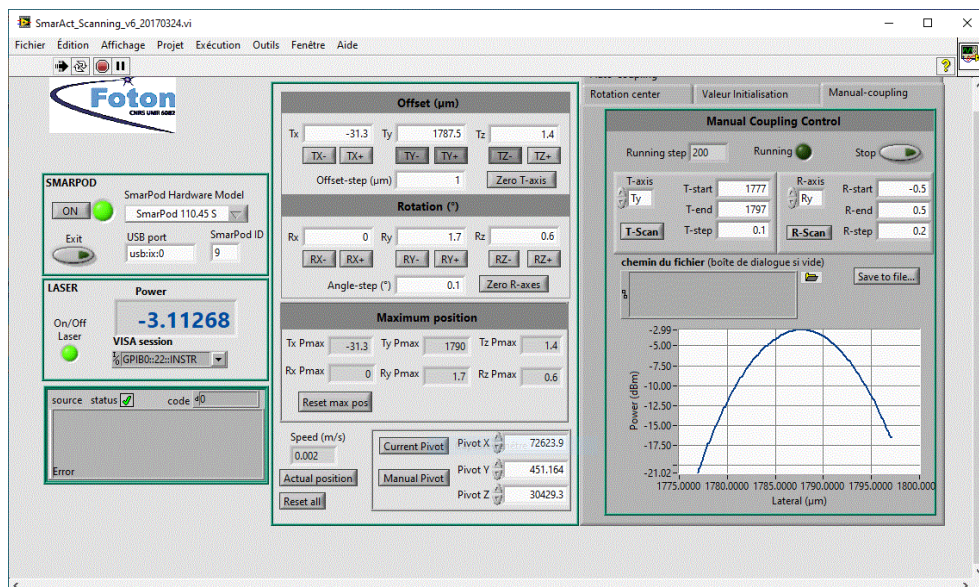


Figure IV 40. Tolérances de positionnement latéral pour le couplage SMF ($\omega_f=5.25 \mu\text{m}$)-microlentille M1 (grand axe $\omega_x=4.97 \mu\text{m}$).

Les courbes théoriques et expérimentales des pertes de couplage SMF-fibre microlentillée M1 selon l'axe majeur et l'axe mineur de la M1 pour un décalage latéral (T_x , T_y), sont représentées dans les **Figures IV 41** et **IV 42**.

La courbe en couleur noire correspond aux pertes de couplage normalisées mesurées pour un décalage donné (-10 μm à 10 μm) selon le grand axe de la M1. Nous avons tracé sur la même figure (courbe en rouge et en bleu) les pertes de couplage avec les valeurs des waists mesurés en champ lointain (pour $\omega_x=4,97 \mu\text{m}$) et en champ proche (pour $\omega_x=3,61 \mu\text{m}$) (**Figure IV 41**).

De même, la courbe des pertes de couplage mesurées normalisées pour un décalage latéral selon le petit axe y de la microlentille M1 est tracée (en couleur noire) et comparée avec la courbe tracée à partir des waists mesurés en champ proche $\omega_y= 2,97 \mu\text{m}$ (courbe en bleu) et en champ lointain (courbe en rouge) pour une valeur du waist mesurée $\omega_y=4.30 \mu\text{m}$ (**Figure IV 42**).

Ces résultats montrent clairement que la perte de couplage augmente avec l'augmentation du désalignement transversal pour un décalage (de -10 μm à 10 μm). La même analyse a été appliquée aux autres microlentilles (voir **Annexe E**) et les résultats sont résumés dans le **Tableau IV 11**.

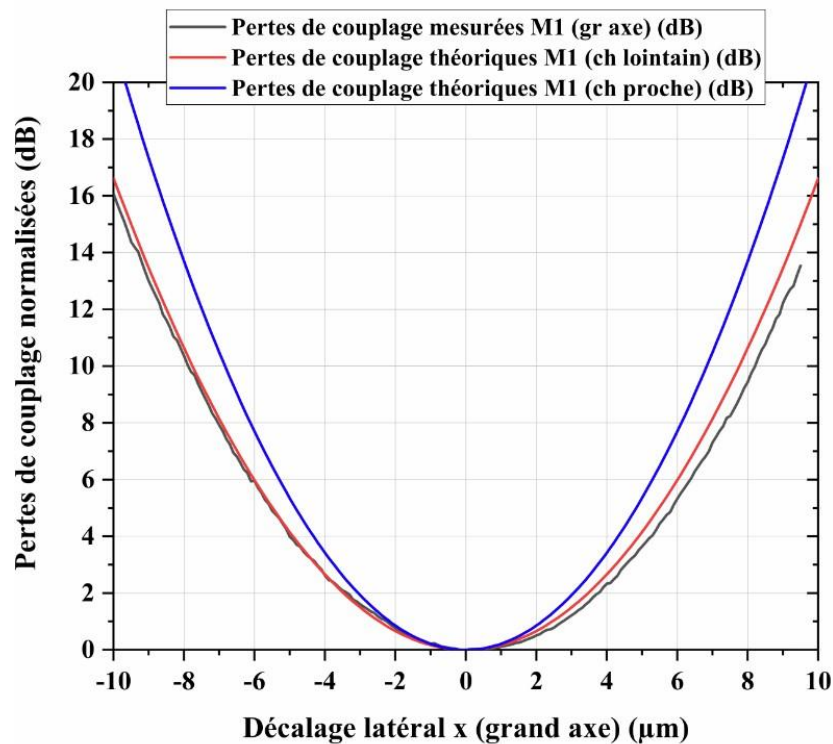


Figure IV 41. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)).

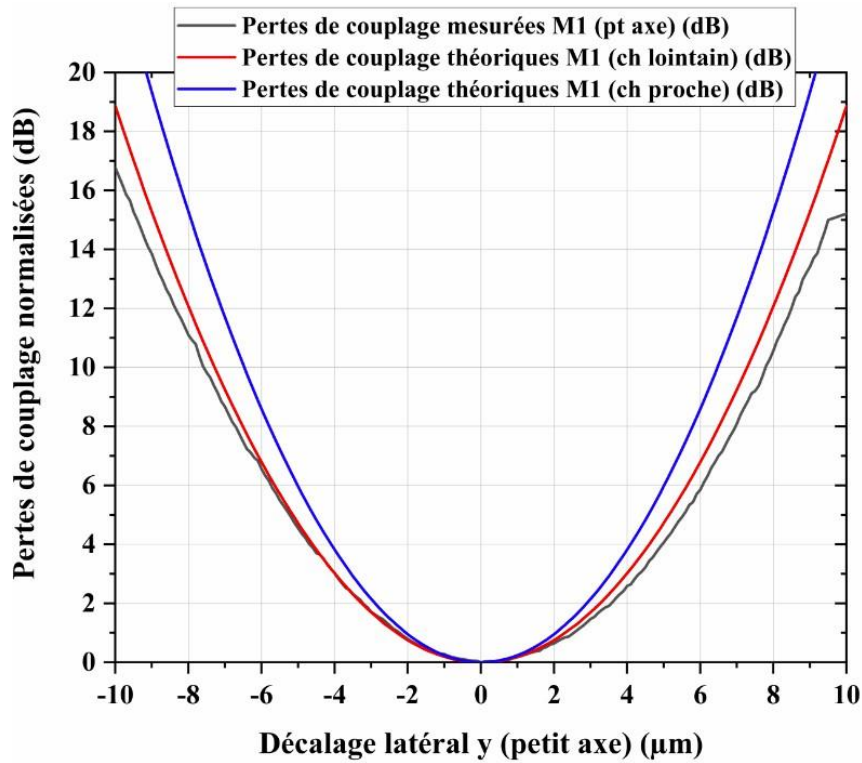


Figure IV 42. Pertes de couplage normalisées en présence de décalages latérales (petit axe (y)).

D'après les résultats, on voit qu'il y a un décalage entre les pertes mesurées et les pertes théoriques. Ce décalage est plus important pour les pertes calculées à partir des waists mesurés en champ proche qu'en champ lointain pour la microlentille M1. Ceci incite à penser que les diamètres de mode mesurés en champ lointain sont plus proches des valeurs réelles. Le décalage est dû aux pertes de Fresnel qui ne sont pas incluses dans les valeurs calculées théoriquement, et aussi à la marge d'erreur entre les rayons de modes mesurés en champ proche et en champ lointain qui est de ($\pm 2,71 \mu\text{m}$ pour le grand axe) et de ($\pm 2,66 \mu\text{m}$ pour le petit axe). En plus pour les pertes théoriques, les pertes supplémentaires dues aux autres défauts d'alignement ne sont pas prises en considération.

Cette courbe montre clairement que la fibre avec la microlentille M1 offre une plus grande tolérance de perte de couplage aux désalignements transversaux pour les rayons de mode mesurés en champ lointain qu'en champ proche. Ces écarts sont dus à la différence entre les valeurs des rayons de modes mesurés en champ proche (**Tableau IV 1**) et en champ lointain (**Tableau IV 4**). On peut remarquer aussi que les pertes sont plus importantes selon le petit axe que selon le grand axe. Les rayons de modes des microlentilles pour l'axe majeur et l'axe mineur ainsi que les moyennes géométriques des modes sont donnés dans le **Tableau IV 9**.

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Les tolérances de positionnement à 1 dB du maximum de couplage sur le grand axe x et le petit axe y des microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8, sont résumées dans **Tableau IV 10**.

Tableau IV 9. Rayons de mode (ω_x, ω_y) mesurés en champ proche et en champ lointain des microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8 et moyennes géométriques calculées à partir de ces rayons de mode.

	Rayon de mode (μm)					
	Champ proche			Champ lointain		
	ω_x	ω_y	$\sqrt{\omega_x \omega_y}$	ω_x	ω_y	$\sqrt{\omega_x \omega_y}$
M1	3,61	2,97	3,27	4,97	4,30	4,62
M3	3,12	2,41	2,74	5,28	4,47	4,85
M4	4,96	4,04	4,47	3,62	3,2	3,40
M5	3,54	2,83	3,16	5,23	4,81	5,02
M7	3,4	2,55	2,94	5,14	4,74	4,93
M8	2,55	1,63	2,03	3,975	2,99	3,44

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Tableau IV 10. Tolérances de positionnement à 1 dB du max pour les microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8.

	Rayon de mode (μm)				Tolérances de positionnement (mesurées) à 1 dB du max (μm)		Tolérances de positionnement théoriques à 1 dB du max (μm)				Ecart entre les tolérances de positionnement théoriques et mesurées (μm) $\Delta T = T_{Théo} - T_m $					
	Champ proche		Champ lointain		Gr axe	Pt axe	A partir des (ω_x, ω_y) mesurées en champ proche		A partir des (ω_x, ω_y) mesurée en champ lointain		A partir des (ω_x, ω_y) mesurée en champ proche		A partir des (ω_x, ω_y) mesurée en champ lointain			
	ω_x	ω_y	ω_x	ω_y			T_x	T_y	$T\omega_{xp}$	$T\omega_{yp}$	$T\omega_{xl}$	$T\omega_{yl}$	$ T_{\omega xp} - T_x $	$ T_{\omega yp} - T_y $	$ T_{\omega xl} - T_x $	$ T_{\omega yl} - T_y $
M1	3,61	2,97	4,97	4,3	2,3	2,6	2,2	2,1	2,5	2,3	± 0,1	± 0,5	± 0,2	± 0,3		
M3	3,12	2,41	5,28	4,47	2,6	2,4	2,1	2	2,5	2,3	± 0,6	± 0,4	± 0,1	± 0,1		
M4	4,96	4,04	3,62	3,2	2,6	2,3	2,5	2,2	2,2	2,1	± 0,1	± 0,1	± 0,4	± 0,2		
M7	3,4	2,55	5,14	4,74	2,7	2,5	2,2	2	2,5	2,4	± 0,5	± 0,5	± 0,2	± 0,1		
M8	2,55	1,63	3,97	2,99	2,1	2,2	2	1,9	2,2	2,1	± 0,1	± 0,3	± 0,1	± 0,1		

Afin de vérifier si le profil de la microlentille est asymétrique, on a superposé les deux courbes des pertes de couplage mesurées entre la SMF et la face d'entrée de la fibre microlentillée provoquées par le désalignement transversal de la fibre dans les deux directions parallèle et perpendiculaire au plan de jonction (grand et petit axe x, y des microlentilles M1, M4, M7 et M8) comme montré dans la **Figure IV 43** pour le cas de la M1. Les courbes des pertes pour les autres microlentilles M3, M4, M7 et M8 selon les deux axes (grand axe x et petit axe y) sont montrées dans l'**Annexe E**. L'écart entre les tolérances de positionnement mesurées à 1 dB du max pour les microlentilles est entre 0,1 μm -0,3 μm .

La courbe tracée en couleur verte correspond à la variation des pertes pour l'axe majeur (x). Sur la même figure la courbe en couleur orange représente la variation des pertes de couplage

avec le désalignement transversal pour l'axe mineur (y). L'écart entre les deux courbes par rapport à la valeur optimale est de (0,25 dB). Cela s'explique par le fait que le mode de la microlentille est elliptique alors que celui de la fibre est circulaire. Les pertes selon les deux axes mineur et majeur ne sont pas identiques, ce qui confirme que la microlentille est dissymétrique. Pour 1 dB de pertes, le décalage entre les tolérances x et y est $0,3 \mu\text{m}$. Malgré qu'on couple une sphère (SMF) devant une ellipse (microlentille semi-ellipsoïdale), l'écart entre les pertes mesurées selon le grand et le petit axe reste plus ou moins faible. Cet écart dépend de plusieurs paramètres :

- La façon de faire tourner la fibre pour être exactement sur le 2^{ème} axe (à 90° du premier) et sur un axe de l'ellipse, ce qui va fausser non seulement les rapports d'ellipticité et les diamètres de mode mais aussi les résultats des pertes de couplage.
- La précision de la mesure du rendement de couplage qui est liée au pas élémentaire du déplacement de ($0,1-0,5 \mu\text{m}$) et à l'incertitude de la mesure de puissance à la sphère intégratrice estimée à ($\pm 0,02-0,15 \text{ dBm}$).
- Les incertitudes sur la reproductibilité de la mesure (entre 0 et $\pm 0,6 \text{ dBm}$).

La perte causée par le décalage de la fibre parallèlement au plan de jonction suivra le même type de variation mais de manière moins sensible selon le grand axe puisque la zone de recouvrement de deux ellipses diminue plus fortement chaque fois qu'il y a un décalage le long d'un axe par rapport à un autre (du petit axe ou grand axe). Tout dépend des paramètres géométriques (de l'épaisseur et de rayon de courbure) du semi-ellipsoïde et aussi du rapport d'ellipticité entre l'axe majeur et l'axe mineur.

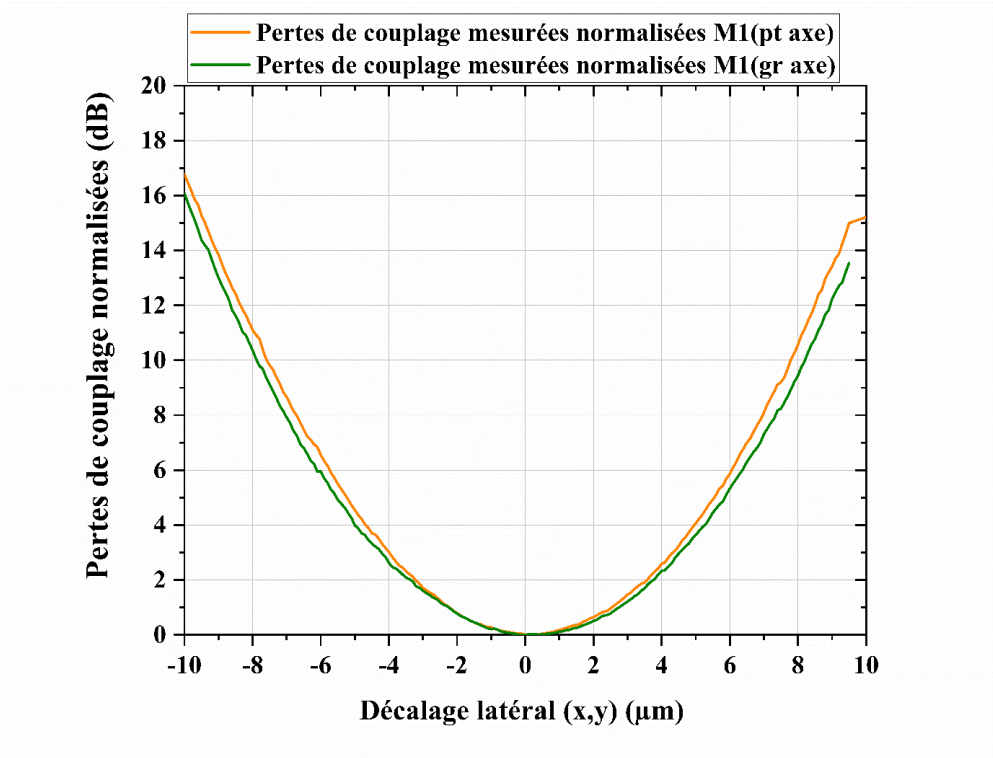


Figure IV 43. Pertes de couplage grand et petit axe de la micro-lentille M1 devant la SMF.

IV.3.6.1.1.5 Évaluation de la perte due aux réflexions de Fresnel

Les équations (19, 20, et 21) sont utilisées pour calculer les pertes de Fresnel qui se produisent lors du passage de la lumière à travers la micro-lentille en polymère ($n_{\text{PDMS}}=1,418$). Il a été déjà montré [31], [59] que le PDMS est le matériau le plus approprié pour la fabrication des micro-lentilles grâce à ses caractéristiques optiques (transparence, souplesse...etc). En plus, il présente de faibles réflexions de Fresnel ($\sim 3\%$ de puissance réfléchie) en le comparant avec d'autres types de polymères tel que le SU8 dont l'indice $n_{\text{SU8}}=1,57$ et qui représente une puissance réfléchie de $\sim 5,2\%$).

IV.3.6.1.1.6 Résultats et discussions

Les pertes mesurées et les pertes théoriques (obtenues pour des rayons de modes mesurés en champ proche et en champ lointain ω_x , ω_y) selon les deux axes des micro-lentilles (M1, M3, M4 et M7) sont représentées dans le Tableau IV 11. Comme le montre le tableau, l'écart entre la théorie et l'expérience est compris entre (0,21-1,69 dB).

Chapitre IV. Caractérisation Optique et Couplage

Tableau IV 11. Mesure de couplage, des tolérances de positionnement et pertes de couplage pour les microlentilles M1, M3, M4, M7 et M8.

Microlentilles	Puissance de la SMF injectrice P_0 (dBm)	Puissance couplée SMF-microlentille P_i (dBm)	Pertes de couplage mesurées devant une SMF	Pertes théoriques devant une SMF pour un décalage par rapport à la position optimale $P_{théo}$ (dB)		Ecart entre théorie et expérience $\Delta P = P_{théo} - P_m $ (dB)	
				Moyenne géométrique $\sqrt{\omega_x \omega_y}$ des ω mesurées en Champ proche	Moyenne géométrique $\sqrt{\omega_x \omega_y}$ des ω mesurées en Champ lointain	$\Delta P_{ch\ proche}$	$\Delta P_{ch\ lointai}$
M1	-2,24	-2,89	0,65	0,94	0,07	0,29	0,58
M3	-2,35	-3,52	1,17	1,72	0,03	0,55	1,14
M4	-2,24	-3,24	1	0,11	0,80	0,89	0,2
M7	-2,36	-3,95	1,59	1,38	0,02	0,21	1,57
M8	-2,24	-3,99	1,75	3,44	0,75	1,69	1

Les résultats théoriques et expérimentaux montrent que les défauts de positionnement dépendent de la taille des diamètres de modes. Ceci est dû au fait que le rendement de couplage est égal à l'intégrale de recouvrement des champs des modes couplés. Plus ils sont grands, plus les défauts sont négligeables latéralement et axialement [3]. Le schéma de la **Figure IV 44** montre la comparaison des tolérances de positionnements en x entre les petits et les gros modes. Pour les gros modes, le déplacement en x provoquera moins de pertes que pour les petits modes.

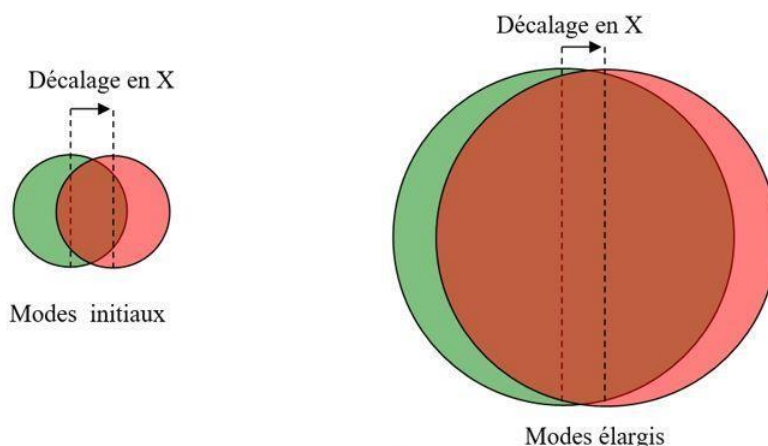


Figure IV 44. Décalage en x en fonction des diamètres de modes [3].

D'après les **Tableaux IV 9** et **IV 11**, on constate que plus le rayon de mode de la microlentille se rapproche de celui de la SMF ($\omega_f = 5,25 \mu\text{m}$) c.-à-d. plus l'ellipticité est faible moins les pertes sont faibles. La perte de couplage due à la désadaptation des modes (circulaires pour la SMF) et (elliptique pour les microlentilles) augmente lorsque le rayon de mode de la microlentille (ω_x, ω_y) est plus petit que la valeur du waist de la SMF, ce qui montre l'ellipticité du faisceau qui sort de la microlentille semi-ellipsoïdale. De la même façon, ceci se montre bien en théorie, le rendement de couplage étant le résultat de l'intégrale de recouvrement des champs à coupler.

Comme dans le cas de la microlentille M8, nous avons obtenu environ 3,44 dB de pertes de couplage avec $\sqrt{\omega_x \omega_y} = 3,39 \mu\text{m}$ (les pertes de Fresnel sont prises en compte).

L'écart entre les pertes théoriques et les pertes mesurées se traduit par le fait qu'en théorie on n'a pas pris un mode totalement elliptique. On a pris la moyenne géométrique des deux waist (grand et petit axe) $\sqrt{\omega_x \omega_y}$ ce qui est proche du mode d'une SMF, en plus des incertitudes sur les puissances mesurées qui sont de l'ordre de (0,02-0,15 dBm).

IV.4 Conclusion chapitre IV

Dans la première partie de ce chapitre, la caractérisation optique des diamètres de mode des diodes laser à faisceau asymétrique (MFD asymmetric beam laser diodes) par injection de lumière et la détermination de l'asymétrie du faisceau à la sortie de la microlentille sont discutées. La méthode de fabrication proposée permet de contrôler le rapport d'ellipticité en ajus-

tant la vitesse de polissage lors de l'étape de micro-usinage mécanique pour obtenir des rayons de courbure et des épaisseurs optimales formant des diamètres de mode $MFDs$ dans une plage de $3,26\text{ }\mu\text{m}$ à $9,93\text{ }\mu\text{m}$ et des rapports d'ellipticité $MFDy/MFDx$ entre 0,60-0,97 mesurés en champ proche.

Ces valeurs sont encore assez faibles, mais nous pensons que la méthode est prometteuse pour obtenir des rapports de $MFDs$ correspondant à des microlentilles plus elliptiques. Le procédé étant basé sur une opération de polissage, par conséquent, il ne présente pas de difficulté technologique particulière. Nous sommes convaincus qu'il convient à un processus de fabrication reproductible et à faible coût car il est assez simple.

En conclusion, la nouvelle structure d'extrémité de fibre en forme semi-ellipsoïdale proposée est prometteuse pour obtenir une efficacité de couplage élevée entre les faisceaux laser elliptiques ou guide d'ondes pour des applications de communication à fibres optiques et pour de nombreuses applications dans d'autres gammes de longueurs d'onde.

Ainsi, le but reste donc d'optimiser les paramètres opto-géométriques, non seulement le waist caractérisé dans ce travail, mais aussi la distance de travail.

Dans la dernière partie de ce chapitre, et en utilisant l'optique de couplage, la méthode pour coupler les fibres monomodes SMF ($\omega_f=5.25\text{ }\mu\text{m}$) via les microlentilles semi-ellipsoïdales a été rapportée. Plusieurs paramètres ont été étudiés.

Cette étude a pour but de montrer l'influence de l'insertion de la microlentille semi-ellipsoïdale à l'extrémité de fibre sur le couplage optique, de mesurer le taux de couplage devant une fibre monomode, et déduire les distances de travail z des microlentilles.

Les expressions analytiques utilisées pour le couplage qui dépendent des rayons de mode des microlentilles et des distances de travail sont prescrites.

L'efficacité du couplage a été également analysée théoriquement et expérimentalement à la longueur d'onde de $1,5\text{ }\mu\text{m}$ et les résultats des pertes de couplage et de tolérances de positionnement (axiales et latérales) devant des fibres SMF sont également présentés et discutés. Les mesures ont été effectuées pour différentes microlentilles de différents paramètres optiques (ω , z) et géométriques (R_x , R_y , E) à l'aide d'une platine 6 axes motorisée. L'intérêt de faire les mesures des tolérances de positionnement pour la microlentille semi-ellipsoïdale est que lorsqu'on connaît la puissance à tous les niveaux, on peut déduire les pertes de couplages. Une

comparaison des résultats est faite pour comprendre les écarts de couplage optique entre la théorie et l'expérience.

Les résultats théoriques sur les caractéristiques de couplage entre la fibre monomode et les fibres avec les microlentilles ont montré une efficacité de couplage théorique de (0,79%-0,99%) dans le cas des microlentilles qui ont une faible ellipticité (M2, M5, M6) pour des valeurs des rayons de mode du faisceau (mesurés en champ lointain). L'efficacité de couplage est entre (0,45%-0,79%) pour les valeurs des ω du faisceau (mesurées en champ proche) pour des rapports d'ellipticité un peu grands (cas des microlentilles M3, M4, M7 et M8). Et d'après les résultats, on en conclut que plus les rayons de mode des microlentilles se rapprochent de la valeur du waist d'une SMF $\omega_f=5.25$ plus l'efficacité de couplage sera grande (en supposant un alignement parfait).

Le couplage des fibres monomodes SMF-SMF ($\omega_f=5.25 \mu\text{m}$) a été aussi étudié et les résultats théoriques et expérimentaux sont présentés et comparés.

L'effet de décalage axial et latéral sur les variations des pertes de couplage SMF-SMF et SMF-fibre microlentillée s'est avéré similaire et les résultats montrent que les fibres sont plus tolérantes à un désalignement selon l'axe optique z, moins de pertes sont observées par rapport au décalage latéral.

Ces mesures de tolérances de positionnement permettent aussi de vérifier les valeurs des diamètres de mode des microlentilles étant donné que celles-ci en dépendent. Plus le diamètre de mode est grand plus les pertes sont faibles pour un désalignement latéral ou axial donné.

Cette investigation sera extrêmement utile pour les concepteurs des microlentilles dans le domaine de l'optique de couplage parce que c'est une méthode appropriée, permettant d'étudier le couplage avec les diodes laser à émission asymétrique et de caractériser les microlentilles et aussi de choisir les paramètres optimaux appropriés avant la fabrication.

Annexe C

Méthode de Petermann et transformé de Hankel

La méthode inverse de Hankel consiste à transformer les données obtenues en champ lointain pour obtenir les données en champ proche. Par conséquent, le champ proche NFP (near field pattern) peut être déterminé en déterminant le champ lointain FFP (far field pattern). L'aire effective et le diamètre de mode de la microlentille peuvent ainsi être calculés grâce à cette méthode.

La relation entre les distributions de champ électrique de NFP et FFP d'une fibre optique monomode s'exprime selon la théorie de la diffraction de Kirchhoff. Elle est liée à celle de NF par [67]–[69] :

$$FFP = F(\theta) a \int_0^{\infty} R(r) J_0(kr \sin \theta) r dr \quad (25)$$

Où $F(\theta)$ et $R(r)$ sont les distributions de champ électrique de FFP et NFP, respectivement,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (λ : longueur d'onde), r est la distance radiale à partir de l'axe de la fibre sur la face d'extrémité de la fibre, J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, et θ est l'angle de rayonnement.

$F(\theta)$ peut être déterminé en mesurant $|F(\theta)|^2$ qui représente le champ lointain FFP.

La relation est illustrée schématiquement sur la **Figure IV 45** dans laquelle les numéros de référence 8, 9 et 10 représentent respectivement la fibre optique, le cœur et l'extrémité de la fibre optique à partir de laquelle le faisceau est émis, et le numéro de la référence 11 représente le plan sur lequel le FFP est observé.

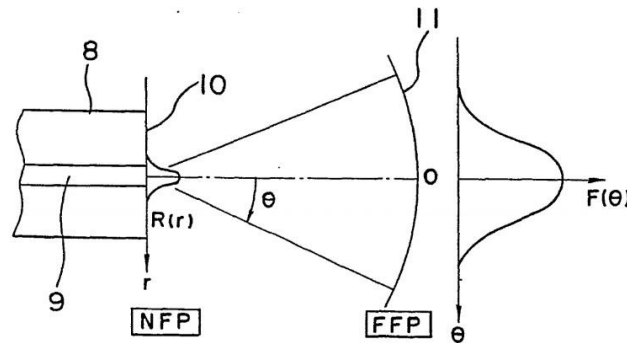


Figure IV 45. Diagramme montrant la relation entre NFP (near field pattern) et FFP (far field pattern) [9].

Par conséquent, les distributions d'intensité NF et FF sont simplement données par $R^2(r)$ et $F^2(\theta)$, respectivement, et les dimensions du champ de mode peuvent être définies à partir de la largeur de l'un de ces modèles d'intensité. Ainsi, deux définitions du MFD peuvent apparaître.

la première est la *NF MFD* d_n proportionnelle à la largeur (rms with) de la distribution de la NF [8]:

$$d_n = 2\sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^\infty |R(r)|^2 r^3 dr}{\int_0^\infty |R(r)|^2 r dr} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

Considérant que le faisceau lumineux émis par une fibre monomode est limité par la diffraction et que sa largeur angulaire est approximativement donnée par l'inverse de sa largeur radiale (cette relation est exacte lorsque des faisceaux gaussiens sont impliqués), on peut considérer alternativement la largeur ω_{ff} de modèle d'intensité FF:

$$\omega_{ff} = \left\{ \frac{\int_0^\infty |F(\theta)|^2 \theta^3 d\theta}{\int_0^\infty |F(\theta)|^2 \theta d\theta} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

Puisque ω_{ff} est la dimension d'une longueur réciproque, le paramètre *FF MFD* d_f est donné par:

$$d_f = \frac{2\sqrt{2}}{\omega_{ff}} \left\{ \frac{\int_0^\infty |R(r)|^2 r^3 dr}{\int_0^\infty |R(r)|^2 r dr} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Les équations (IV 26), (IV 27) sont connues dans la littérature sous les définitions de «Pettermann I» et de «Pettermann II» du MFD [7], [8], [70], [71], respectivement ; et d_f donne également la définition du MFD [72].

Le champ proche $R(r)$ est calculé en fonction du champ lointain $F(\theta)$ à l'aide de la transformée inverse de Hankel comme suit :

$$NFP = R(r) a \int_0^\infty F(\theta) J_0(kr \sin \theta) \sin 2\theta d\theta \quad (29)$$

Le waist ω_0 est calculé en fonction du champ proche, à l'aide de la formule :

$$\omega_0^2 = \frac{\int_0^\infty |R(r)|^2 r^3 dr}{\int_0^\infty |R(r)|^2 r dr} \quad (30)$$

Où: $|R(r)|^2$ est le champ proche

Annexe D

Réglage de centre de rotation de la platine 6 axes

On place la fibre avec son support sur la platine motorisée. Avant de commencer le réglage il est nécessaire de :

1- S'assurer que toutes les positions T_x , T_y , T_z (translations) et tous les angles R_x , R_y et R_z de rotation de la platine dans le logiciel Smar Act Scanning sont à zéro.

2- Visualiser la fibre avec les deux caméras sur les deux écrans (2 vues : de dessus et de vue coté) et on repère l'extrémité de la fibre sur ces deux écrans :

-Camera 1 vue de dessus, placer l'extrémité de la fibre sur un repère D de l'écran de visualisation.

-Camera 2 vue de côté, placer l'extrémité de la fibre sur un repère C de l'écran de visualisation.

On place l'extrémité de la fibre au premier repère sur le 1er écran (caméra 1) (R_z). Sur l'autre vue (caméra 2) on met un deuxième repère qui nous a servi à régler le centre de rotation (R_y).

Réglage du centre de rotation en modifiant le CAP – R_z :

3- Visualiser la fibre avec la caméra vue de Dessus sur son repère D

4-A l'aide du programme, générer un petit angle en R_z : L'extrémité de la fibre se trouve alors en E'(R_z) à l'écran.

5-A l'aide de programme Smar Act Scanning, replacer l'extrémité de la fibre de ce point Ex' vers le point Ex en agissant sur les réglages y et x en prenant garde de ne modifier ni la translation z (axe mécanique de la platine) ni R_z .

6- Le logiciel enregistre les coordonnées (de combien il l'a bougé), il calcule les pivots en x, y, et z) à partir de vecteur de déplacement. Les valeurs de PivotX et de PivotY sont alors modifiées mais celle de PivotZ elle ne change pas. Donc il déplace le centre de rotation à ces coordonnées-là. Le calcul de ces points pivot nous permet d'en déduire les coordonnées de ce

point E_x auquel on souhaite amener le centre de rotation du système. À partir de ça on sait calculer où il doit apporter le centre de rotation.

Donc la fibre a été amenée au centre de rotation de système qui est l'endroit où on va mettre la fibre à mesurer comme montré sur la **Figure IV 45**.

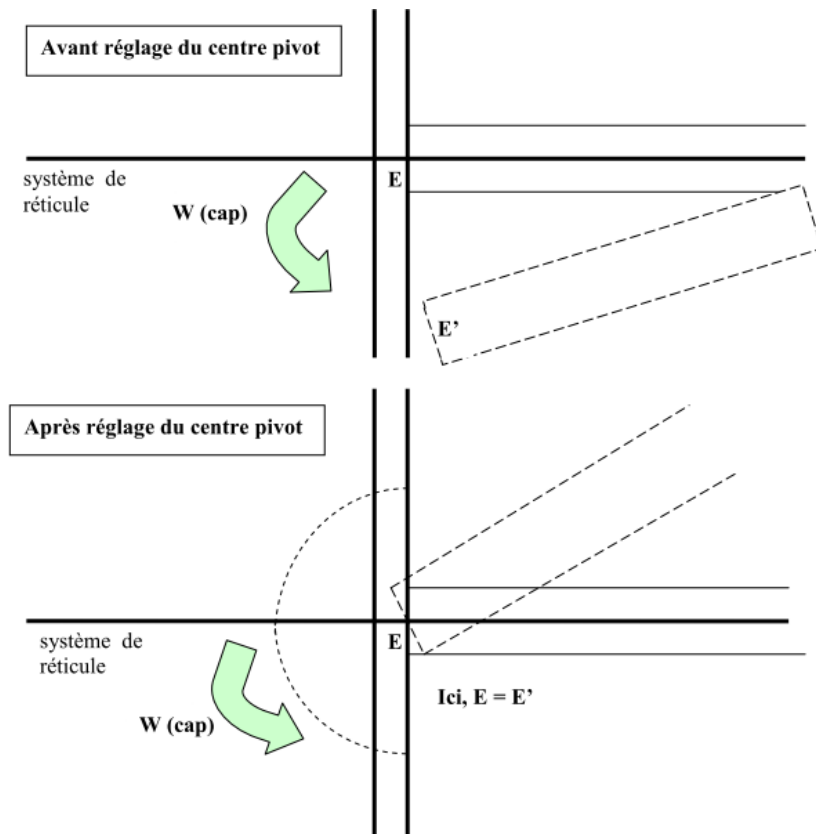


Figure IV 46. Réglage du centre de rotation de la platine.

Annexe E

Pertes de couplage pour les microlentilles M3, M4, M7 et M8 en présence des décalages axiaux (z) et latéraux (x, y)

Microlentille M3

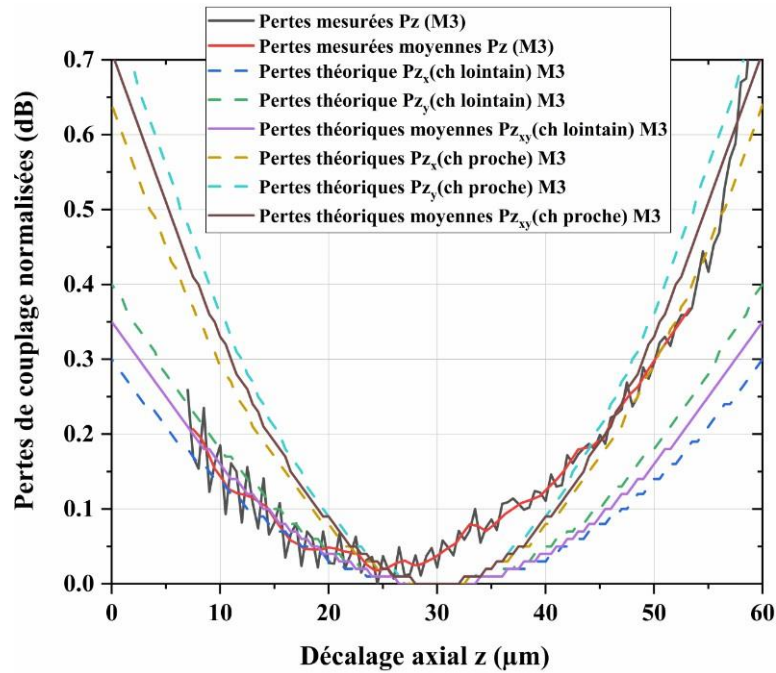


Figure IV 47. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M3) dues à un décalage axial z .

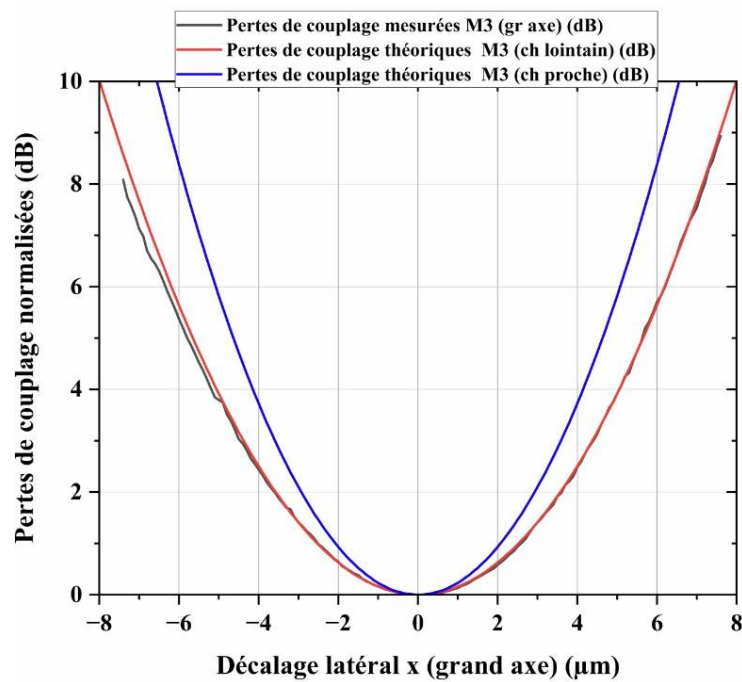


Figure IV 48. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M3.

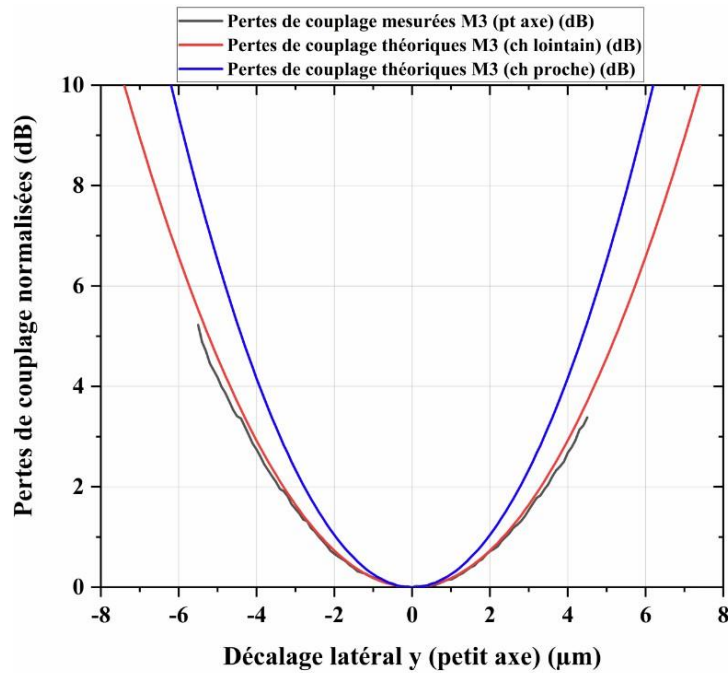


Figure IV 49. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M3.

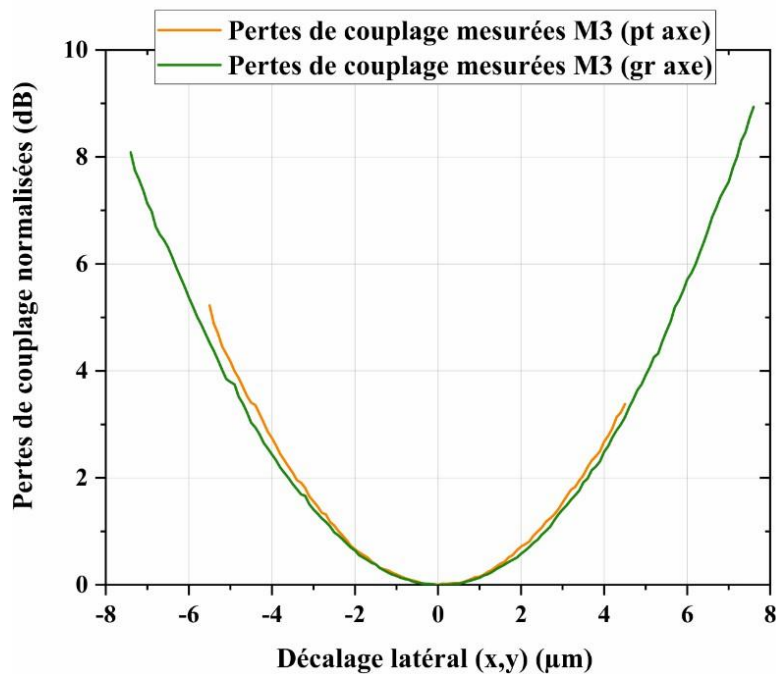


Figure IV 50. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille (M3) devant la SMF.

Microlentille M4

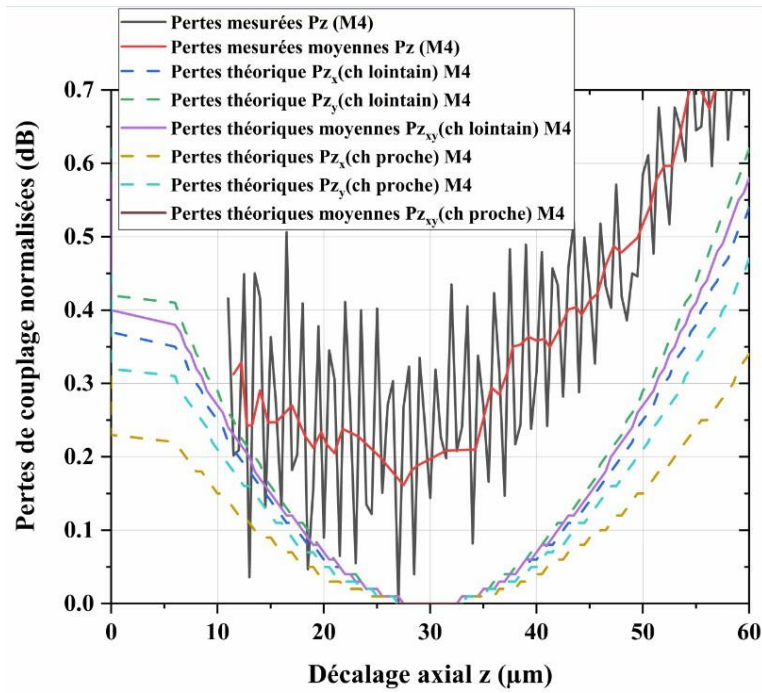


Figure IV 51. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M4) dues à un décalage axial z .

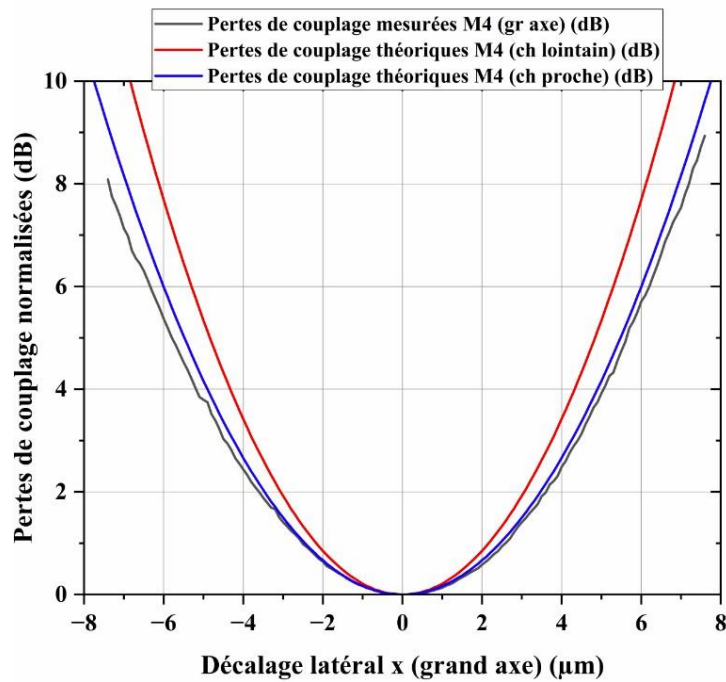


Figure IV 52. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M4.

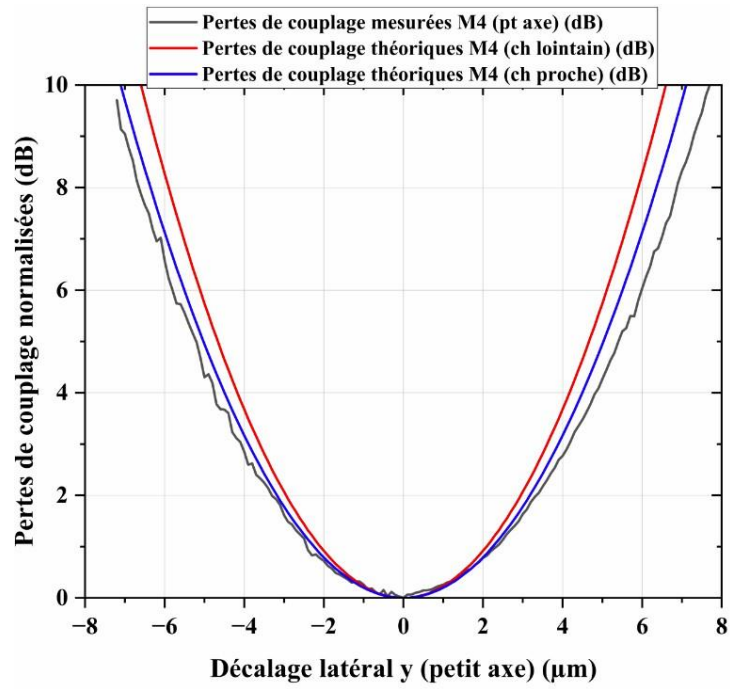


Figure IV 53. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M4.

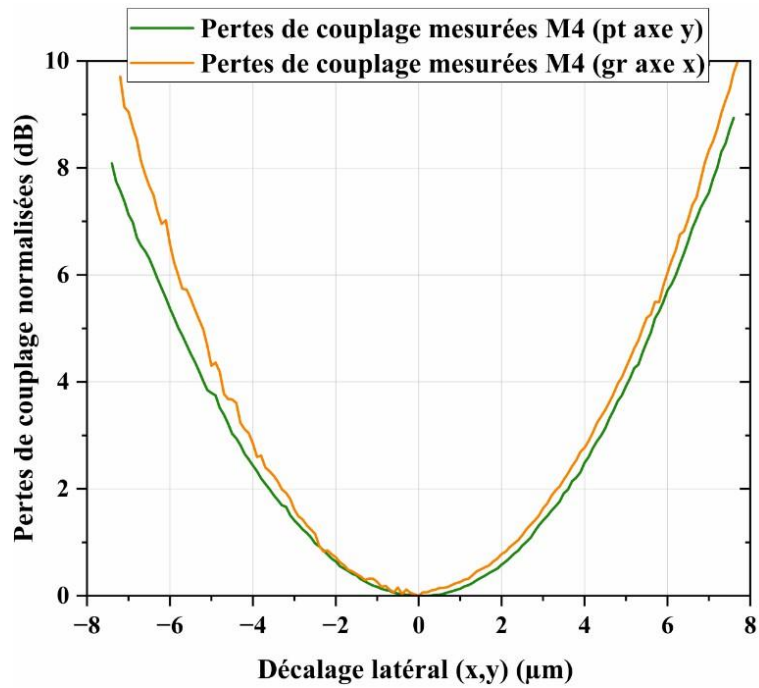


Figure IV 54. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M4 devant la SMF.

Microlentille M7

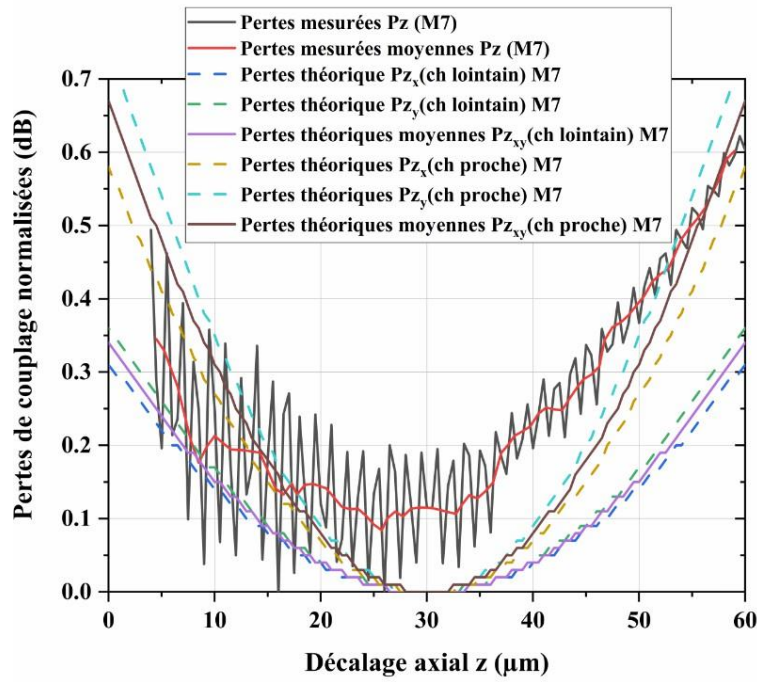


Figure IV 55. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M7) dues à un décalage axial z .

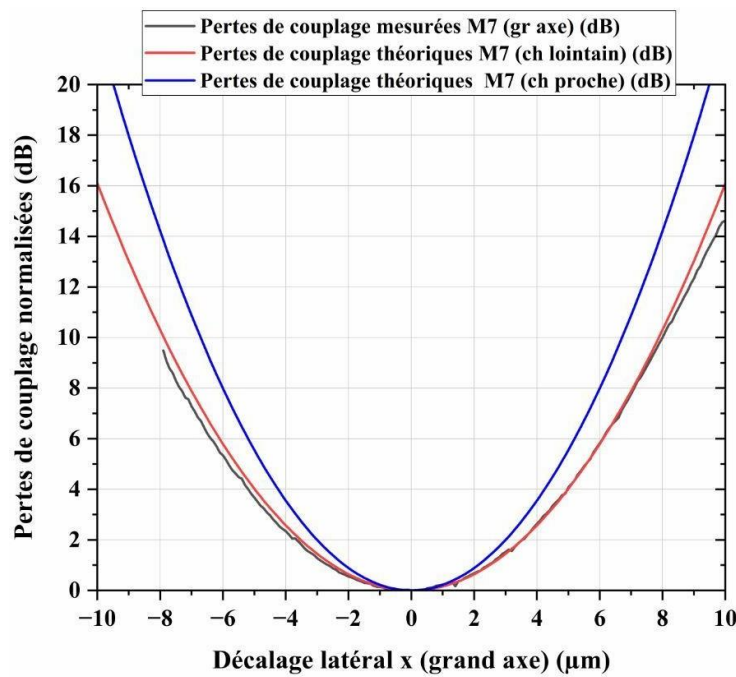


Figure IV 56. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M7.

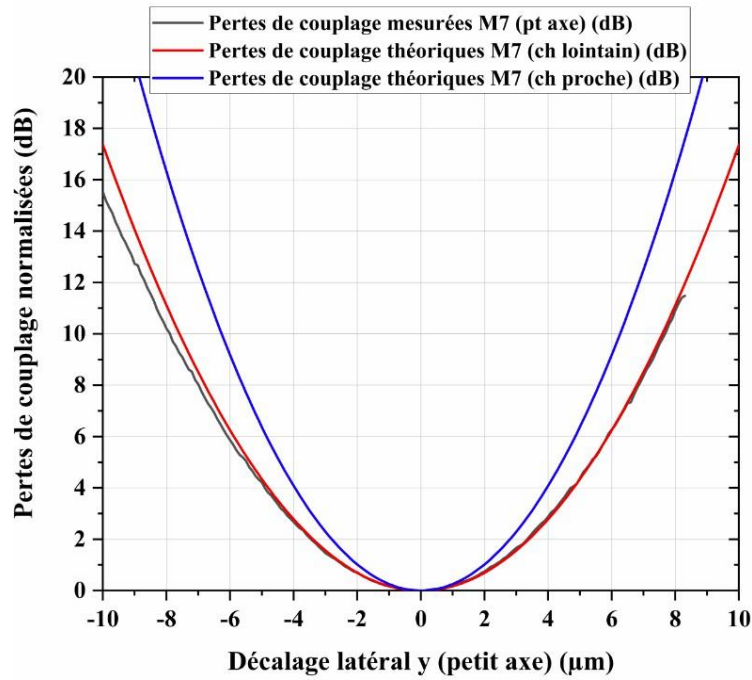


Figure IV 57. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M7.

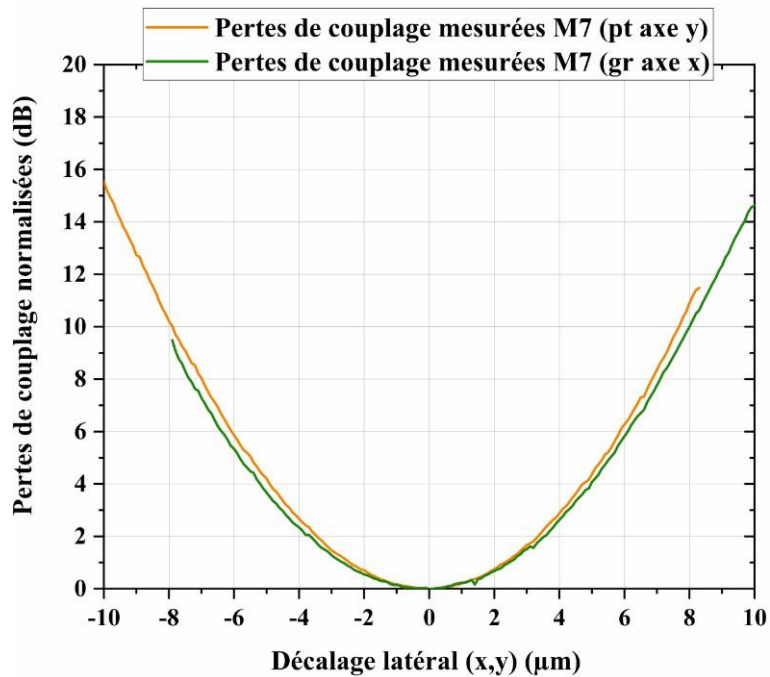


Figure IV 58. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M7 devant la SMF.

Microlentille M8

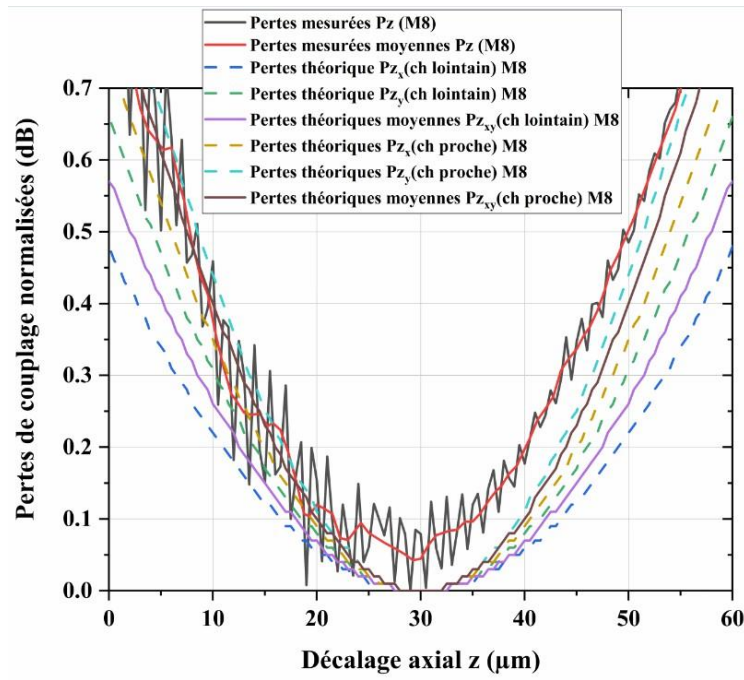


Figure IV 59. Pertes de couplage normalisées de la microlentille (M8) dues à un décalage axial z .

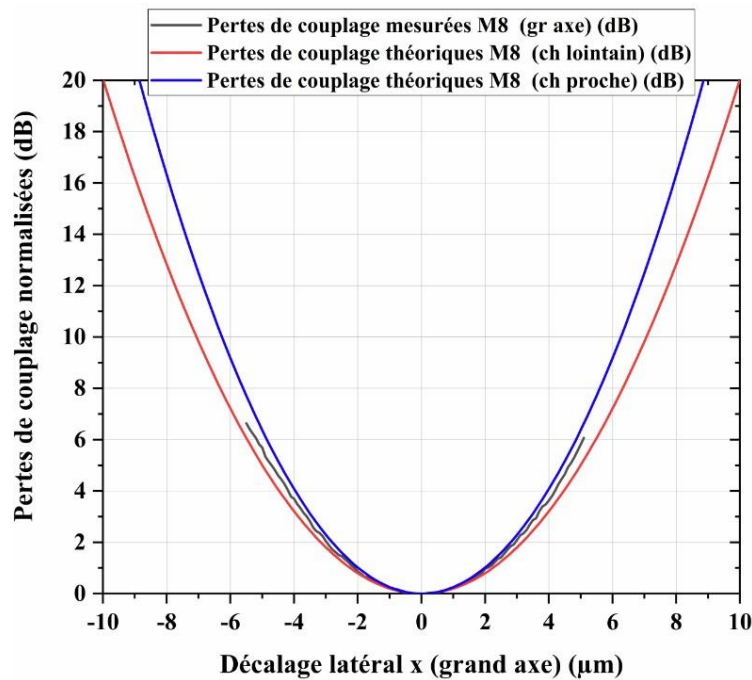


Figure IV 60. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (grand axe (x)) M8.

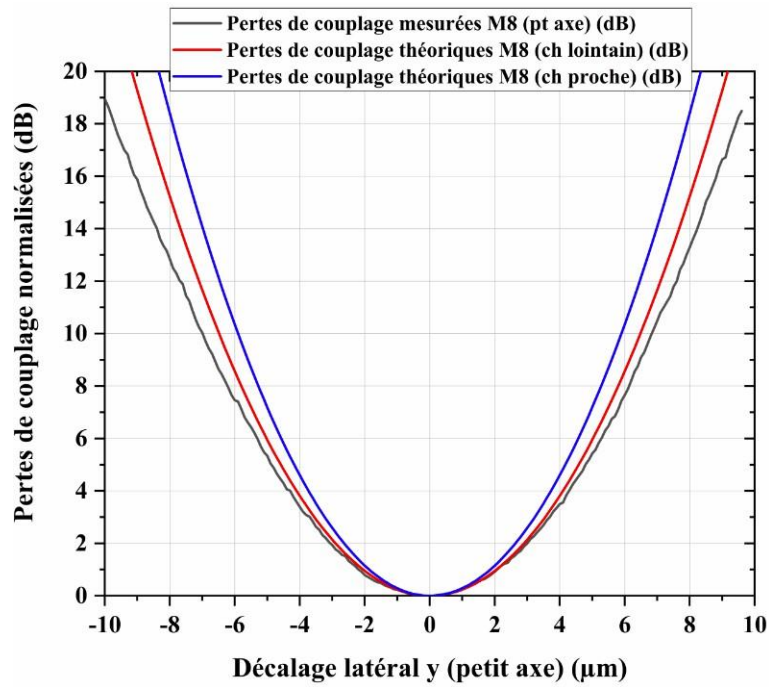


Figure IV 61. Pertes de couplage normalisées en présence des tolérances de positionnement latérales (petit axe (y)) M8.

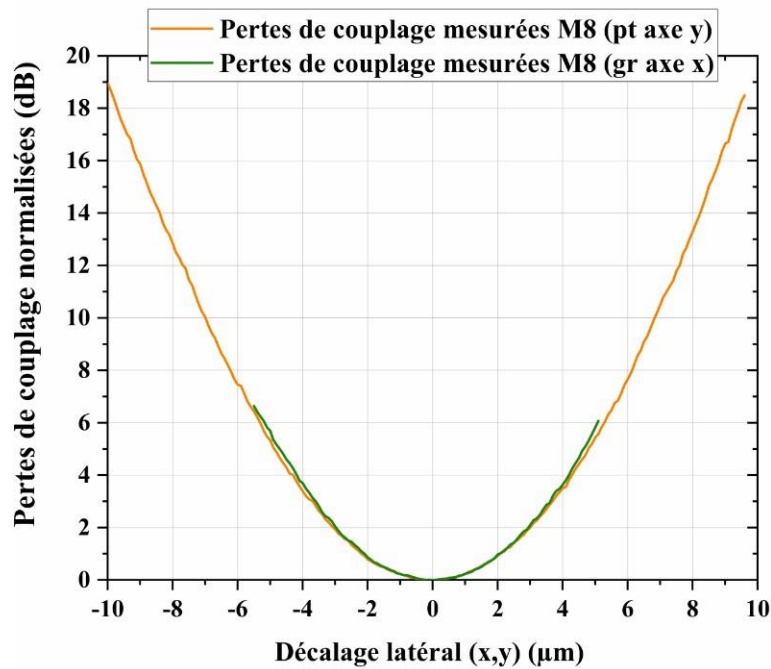


Figure IV 62. Pertes de couplage grand et petit axe de la microlentille M8 devant la SMF.

Références

- [1] M. Artiglia, G. Coppa, P. Di Vita, M. Potenza, et A. Sharma, « Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 7, n° 8, p. 1139-52, 1989, doi: 10.1109/50.32374.
- [2] H. Kogelnik et T. Li, « Laser Beams and Resonators », *Appl. Opt.*, vol. 5, n° 10, p. 1550–1567, 1966, doi: 10.1109/PROC.1966.5119.
- [3] D. M. Nguyen, « Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires », Thèse de doctorat. Université Rennes 1, France, 2011.
- [4] W. T. Anderson et D. L. Philen, « Spot Size Measurements for Single-Mode Fibers—A Comparison of Four Techniques », *J. Light. Technol.*, vol. 1, n° 1, p. 20-26, 1983, doi: 10.1109/JLT.1983.1072096.
- [5] D. M. Nguyen *et al.*, « Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber », in *European Conference on Optical Communication, ECOC*, 2010, p. Tu. 4. D. 6., doi: 10.1109/ECOC.2010.5621464.
- [6] L. Provino *et al.*, « Modal decomposition technique for multimode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 51, n° 4, p. 450-456, 2012.
- [7] K. Petermann, « Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres », *Electron. Lett.*, vol. 19, n° 18, p. 712-714, 1983, doi: 10.1049/el:19830485.
- [8] K. Petermann, « Microbending loss in monomode fibres », *Electron. Lett.*, vol. 20, n° 3, p. 107-109, 1976, doi: 10.1049/el:19760084.
- [9] S. Nishimura, M., Tokuda, M., & Suzuki, « Method of measuring a spot size of a single-mode fiber », 0141251, 1987.
- [10] S. Mukhopadhyay, « Laser diode to circular core graded index single mode fiber excitation via quadric interface microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile for maximum coupling efficiency with optimization of structure parameter », *J. Opt.*, vol. 46, n° 4, p. 359-367, 2017, doi: 10.1007/s12596-016-0358-x.
- [11] J. I. Sakai et T. Kimura, « Design of a Miniature Lens for Semiconductor Laser to Singlemode Fiber Coupling », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, n° 10, p.

- 1059-1067, 1980, doi: 10.1109/JQE.1980.1070359.
- [12] M. Saruwatari et K. Nawata, « Semiconductor laser to single-mode fiber coupler », *Appl. Opt.*, vol. 18, n° 11, p. 1847-1956, 1979, doi: 10.1364/ao.18.001847.
- [13] S. N. Sarkar, B. P. Pal, et K. Thyagarajan, « Lens Coupling of Laser Diodes to Monomode Elliptic Core Fibers », *J. Opt. Commun.*, vol. 7, n° 3, p. 92-96, 1986, doi: 10.1515/JOC.1986.7.3.92.
- [14] M. C. Kundu et S. Gangopadhyay, « Laser diode to monomode elliptic core fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip: Efficiency computation by ABCD matrix with consideration for allowable aperture », *Optik (Stuttg.)*, vol. 117, n° 12, p. 586-590, 2006, doi: 10.1016/j.ijleo.2005.10.017.
- [15] E. Weidel, « New coupling method for GaAs-laser–fibre coupling », *Electron. Lett.*, vol. 11, n° 18, p. 436-437, 1975, doi: 10.1049/el:19750335.
- [16] L. G. Cohen, « Power Coupling from GaAs Injection Lasers into Optical Fibers », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 51, n° 3, p. 573-594, 1972, doi: 10.1002/j.1538-7305.1972.tb01937.x.
- [17] E. Weidel, « Light coupling from a junction laser into a monomode fibre with a glass cylindrical lens on the fibre end », *Opt. Commun.*, vol. 12, n° 1, p. 93-97, 1974, doi: 10.1016/0030-4018(74)90081-9.
- [18] L. G. Cohen et M. V. Schneider, « Microlenses for Coupling Junction Lasers to Optical Fibers », *Appl. Opt.*, vol. 13, n° 1, p. 89-94, 1974, doi: 10.1364/AO.13.000089.
- [19] K. ODAGIRI, Yuichi, SHIKADA, Minoru, and KOBAYASHI, « High-efficiency laser-to-fibre coupling circuit using a combination of a cylindrical lens and a selfoc lens », *Electron. Lett.*, vol. 14, n° 13, p. 395-396, 1977, doi: 10.1049/el:19770288.
- [20] P. Chanclou, « Étude théorique et expérimentale d'optiques de couplage destinées à la réalisation de modules optoélectroniques multivoies d'émission et de réception », ENSSAT-Université de Rennes 1, 1999.
- [21] M. Thual, « Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-index section », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 1, p. 015402, 2007, doi: 10.1117/1.2431798.
- [22] S. Sarkar, K. Thyagarajan, et A. Kumar, « Gaussian approximation of the fundamental

- mode in single mode elliptic core fibers », *Opt. Commun.*, vol. 49, n° 3, p. 178-183, 1984, doi: 10.1016/0030-4018(84)90259-1.
- [23] M. Sumida et K. Takemoto, « Lens coupling of laser diodes to single-mode fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 2, n° 3, p. 305-311, 1984, doi: 10.1109/JLT.1984.1073613.
- [24] D. Marcuse, « Principles of Fiber Optics Measurements », Academic Press, New York, 1981, p. 368.
- [25] H. Kogelnik, « Coupling and conversion coefficients for optical modes », in *Microwave Research Institute Symposia Series*, 1964, vol. 14, p. 333-347.
- [26] S. Gangopadhyay et S. N. Sarkar, « Misalignment considerations in laser diode to single-mode fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip », *J. Opt. Commun.*, vol. 19, n° 6, p. 217-221, 1998, doi: 10.1515/JOC.1998.19.6.217.
- [27] S. Sarkar, « Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via hyperbolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments », *Opt. Eng.*, vol. 50, n° 4, p. 045004, 2011, doi: 10.1117/1.3570316.
- [28] J. W. Ryde, « The scattering of light by turbid media.—Part I », *Phys. Rev.*, vol. 131, n° 817, p. 464-475, 1931, doi: 10.1103/PhysRev.83.776.
- [29] D. B. Judd, « Fresnel reflection of diffusely incident light », *J. Res. Natl. Bur. Stand. (1934).*, vol. 29, n° 5, p. 329-332, 1942, doi: 10.6028/jres.029.017.
- [30] « Fresnel reflection of diffusely incident light », *JOSA*, vol. 35, n° 2, p. 162-163, 1945.
- [31] M. Zaboub, A. Guessoum, N. E. Demagh, et A. Guermat, « Fabrication of polymer microlenses on single mode optical fibers for light coupling », *Opt. Commun.*, vol. 366, p. 122-126, 2016, doi: 10.1016/j.optcom.2015.12.010.
- [32] C. A. Edwards, H. M. Presby, et C. Dragone, « Ideal Microlenses for Laser to Fiber Coupling », *J. Light. Technol.*, vol. 11, n° 2, p. 252-257, 1993, doi: 10.1109/50.212535.
- [33] S. Gangopadhyay et S. N. Sarkar, « Laser diode to single-mode fibre excitation via hyperbolic lens on the fibre tip: Formulation of ABCD matrix and efficiency computation », *Opt. Commun.*, vol. 132, n° 1-2, p. 55-60, 1996, doi: 10.1016/0030-4018(96)00328-8.

- [34] S. Gangopadhyay et S. N. Sarkar, « Laser diode to single-mode fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip: efficiency computation by ABCD matrix with consideration for allowable aperture », *J. Opt. Commun.*, vol. 19, n° 2, p. 42-44, 1998, doi: doi.org/10.1515/JOC.1998.19.2.42.
- [35] A. Yariv, *Optical electronics*, 4th editio. Institue ofTechnology. California: Saunders College Publishing, 1991.
- [36] H. Kogelnik, « On the Propagation of Gaussian Beams of Light Through Lenslike Media Including those with a Loss or Gain Variation », *Appl. Opt.*, vol. 4, n° 12, p. 1562-1569, 1965, doi: 10.1364/ao.4.001562.
- [37] C. A. E. H. M. Presby, « Near 100% efficient fibre microlenses », *Electron. Lett.*, vol. 28, n° 6, p. 582-584, 1992, doi: DOI: 10.1049/el:19920367.
- [38] J. John, T. S. M. Maclean, H. Ghafouri-Shiraz, et J. Niblett, « Matching of single-mode fibre to laser diode by microlenses at 1.5 μm wavelength », *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 141, n° 3, p. 178-184, 1994, doi: 10.1049/ip-opt:19941052.
- [39] H. M. Presby et C. A. Edwards, « Efficient Coupling of Polarization-Maintaining Fiber to Laser Diodes », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, n° 8, p. 897-899, 1992, doi: 10.1109/68.149901.
- [40] K. Roy, A. Majumdar, S. Maiti, et S. Gangopadhyay, « Laser diode to single-mode graded index fiber coupling via cylindrical microlens on the fiber tip: Evaluation of coupling efficiency by ABCD matrix formalism », *J. Opt. Commun.*, p. 2-16, 2020, doi: 10.1515/joc-2020-0234.
- [41] A. Yariv et P. Yeh, *Optical waves in crystals*, vol. 5. New York: Wiley, 1984.
- [42] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, et S. N. Sarkar, « Misalignment considerations in a laser diode to monomode elliptic core fiber coupling via a hyperbolic microlens on the fiber tip: efficiency computation by the ABCD matrix », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 9, p. 095008(1-5), 2007, doi: 10.1117/1.2779328.
- [43] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, et S. N. Sarkar, « Coupling of a laser diode to a monomode elliptic-core fiber via a hyperbolic microlens on the fiber tip: efficiency computation with the ABCD matrix », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 2, p. 025008(1-5), 2007, doi: 10.1117/1.2538140.

- [44] S. Gangopadhyay et S. Sarkar, « ABCD matrix for reflection and refraction of Gaussian light beams at surfaces of hyperboloid of revolution and efficiency computation for laser diode to single-mode fiber coupling by way of a hyperbolic lens on the fiber tip », *Appl. Opt.*, vol. 36, n° 33, p. 8582–8586, 1997, doi: 10.1364/ao.36.008582.
- [45] S. Gangopadhyay et S. N. Sarkar, « Misalignment considerations in laser diode to single-mode fibre excitation via hyperbolic lens on the fibre tip », *Opt. Commun.*, vol. 146, n° 1-6, p. 104-108, 1998, doi: doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00487-2.
- [46] S. Gangopadhyay et S. N. Sarkar, « Misalignment considerations in laser diode to single-mode fiber Excitation via Hemispherical Lens on the fiber Tip », *J. Opt. Commun*, vol. 19, n° 6, p. 217-221, 1998, doi: doi.org/10.1515/JOC.1998.19.6.217.
- [47] M.C.Kundu et S.Gangopadhyay, « Laser diode to monomode elliptic core fiber excitation via hemispherical lens on the fiber tip: Efficiency computation by ABCD matrix with consideration for allowable aperture », *Optik (Stuttg.)*, vol. 117, n° 12, p. 586-590, 2006, doi: 10.1016/j.ijleo.2005.10.017.
- [48] M. Thual *et al.*, « Recent advances on low loss and highly nonlinear AsSe suspended core photonic crystal optical fibers », *J. Sci. Technol.*, vol. 1, n° 1, p. 1-13, 2010.
- [49] D. M. Nguyen *et al.*, « Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber », *Eur. Conf. Opt. Commun. ECOC*, vol. 1-2, p. 6-8, 2010, doi: 10.1109/ECOC.2010.5621464.
- [50] S. D. Le, P. Rochard, J. B. Briand, L. Quétel, S. Claudot, et M. Thual, « Coupling Efficiency and Reflectance Analysis of Graded Index Expanded Beam Connectors », *J. Light. Technol.*, vol. 34, n° 9, p. 2092-2099, 2016, doi: 10.1109/JLT.2016.2525804.
- [51] P. Chanclou, M. Thual, J. Lostec, D. Pavy, M. Gadonna, et A. Poudoulec, « Collective microoptics on fiber ribbon for optical interconnecting devices », *J. Light. Technol.*, vol. 17, n° 5, p. 924-928, 1999, doi: 10.1109/50.762913.
- [52] P. B. M. Thual, P. Chanclou, J. O. Gautreau, L. Caledec, C. Guignard, « Appropriate micro-lens to improve coupling between laser diodes and singlemode fibres », *Electron. Lett.*, vol. 39, n° 21, p. 1504-1506, 2003, doi: 10.1049/el:20030986.
- [53] P. Chanclou, M. Thual, et J. Iostec, « High return loss at the end face of fiber », *Appl.*

- Opt.*, vol. 40, n° 4, p. 458-460, 2001, doi: 10.1364/ao.40.000458.
- [54] S. Mukhopadhyay, S. Gangopadhyay, et S. N. Sarkar, « Coupling of a laser diode to monomode elliptic core fiber via upside down tapered microlens on the fiber tip: Estimation of coupling efficiency with consideration for possible misalignments by ABCD matrix formalism », *Optik (Stuttg.)*, vol. 121, n° 2, p. 142-150, 2010, doi: 10.1016/j.ijleo.2008.06.001.
- [55] S. K. Mondal, S. Gangopadhyay, et S. Sarkar, « Analysis of an upside-down taper lens end from a single-mode step-index fiber », *Appl. Opt.*, vol. 37, n° 6, p. 1006–1009, 1998, doi: 10.1364/ao.37.001006.
- [56] A.Keshavarz et M.Kazempour, « Numerical Calculation of Coupling Efficiency for an Elegant Hermite-Cosh-Gaussian Beams », *Int. J. Opt. Photonics*, vol. 6, n° 2, p. 75-81, 2012, doi: 10.1007/s12596-015-0291-4.
- [57] S. Mukhopadhyay, « Coupling of a laser diode to a quadric interface lensed monomode elliptic-core step index fiber: efficiency computation with the ABCD matrix », *J. Opt.*, vol. 45, n° 2, p. 167-174, 2016, doi: 10.1007/s12596-015-0291-4.
- [58] N. Demagh, « Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone- etched fibre », *Meas. Sci. Technol*, vol. 22, n° 115302, p. 1-6, 2011, doi: 10.1088/0957-0233/22/11/115302.
- [59] M. Zaboub, « Etude d'un micro-collimateur a fibre optique et microlentille en polymere », Thèse de doctorat. Université de Sétif 1, 2017.
- [60] J. Huang et H. J. Yang, « ABCD matrix model of quadric interface-lensed fiber and its application in coupling efficiency calculation », *Optik (Stuttg.)*, vol. 121, n° 6, p. 531-534, 2010, doi: 10.1016/j.ijleo.2008.09.001.
- [61] S.Mukhopadhyay et S.N.Sarkar, « Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via hyperbolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments », *Opt. Eng.*, vol. 50, n° 4, p. 045004(1-9), 2011, doi: 10.1117/1.3570316.
- [62] A. Bose, S. Gangopadhyay, et S. C. Saha, « Laser diode to single mode circular core graded index fiber excitation via hemispherical microlens on the fiber tip: Identification of suitable refractive index profile for maximum efficiency with consideration for

- allowable aperture », *J. Opt. Commun.*, vol. 33, n° 1, p. 15-19, 2012, doi: 10.1515/JOC.2011.056.
- [63] S. Mukhopadhyay, « Coupling of a laser diode to single mode circular core graded index fiber via parabolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive index profile with consideration for possible misalignments », *J. Opt.*, vol. 45, n° 4, p. 312-323, 2016, doi: 10.1007/s12596-016-0311-z.
- [64] Z. Quan et T. Haiqing, « Angular alignment tolerances for a 980 nm pump laser diode coupled to a cylindrical lensed fiber », *Acta Photonica Sin.*, vol. 32, n° 1, p. 92-96, 2003.
- [65] H. Tang, Q. J. Zhang, F. Zhao, et H. Xue, « Cylindrical lensed fibers optimized for 980-nm pump laser diode coupling », *Mater. Devices Opt. Wirel. Commun.*, vol. 4905, p. 157-160, 2002, doi: 10.1117/12.480998.
- [66] Z. Bouhafs, G. Assia, A. Guermat, D. Bouaziz, S. Lecler, et N. E. Demagh, « Parabolic microlensed optical fiber for coupling efficiency improvement in single mode fiber », *Opt. Contin.*, vol. 1, n° 5, p. 1218-1231, 2022, doi: 10.1364/optcon.441633.
- [67] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, 2nd ed. Oxford, England: Pergamon, 1964.
- [68] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill, 1968.
- [69] W. Freude et A. Sharma, « Refractive-Index Profile and Modal Dispersion Prediction for a Single-Mode Optical Waveguide From Its Far-Field Radiation Pattern », *J. Light. Technol.*, vol. 3, n° 3, p. 628-634, 1985, doi: 10.1109/jlt.1985.1074231.
- [70] G. Coppa et P. Di Vita, « Analysis of joint losses between mono-mode fibers. », *CSELT Rapp. Tec.*, vol. 11, n° 6, p. 427-429, 1983.
- [71] C. Pask, « Physical interpretation of Petermann's strange spot size for single-mode fibres », *Electron. Lett.*, vol. 20, n° 3, p. 144-145, 1984, doi: 10.1049/el:19840097.
- [72] C. L. Marshall, « International Telephone and Telegraph Consultative Committee », *Natl. Commun. Syst. FOREWORD*, n° CCITT Recommend. 3652, 1983.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif du travail présenté au cours de ce manuscrit était la réalisation et la caractérisation des micro-collimateurs à base de microlentilles en PDMS avec une forme semi-ellipsoïdales à l'extrémité des fibres optiques. Les microlentilles sont développées pour injecter un signal optique d'une diode laser (DL) qui possède un profil d'intensité elliptique vers une fibre optique de section circulaire.

L'intérêt de l'insertion de ces composants optique est de modifier le spot du faisceau pour l'adapter au mode guidé de la fibre ou celui d'autre composant optique. La problématique est disséquée et décrite par les formalismes théoriques, en se basant sur les principaux supports mis en exergue à savoir : l'optique fondamentale, l'optique géométrique, l'optique diffractive, l'optique gaussienne, et l'optique guidée. Nous avons ensuite présenté les aspects expérimentaux de ce travail qui ont été réalisés en collaboration entre le Laboratoire d'Optique Appliquée de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1 pour la partie fabrication des microlentilles et l'Institut FOTON, Unité Mixte de Recherche (CNRS 6082) de l'université de Rennes pour la partie caractérisation opto-géométrique et évaluation du couplage optique, à Lannion. Les aspects théoriques ont été aussi étudiés.

Les résultats obtenus sur ces points sont traduits dans ce manuscrit, par quatre grands chapitres : Un premier chapitre fournit des généralités sur les fibres optiques et les microlentilles. Un aperçu sur les méthodes de fabrication des microlentilles déjà existantes dans la littérature a été montré, comprenant les limites fondamentales de chaque microlentille.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude théorique et à la conception des microlentilles en se basant sur le formalisme ABCD. Les rappels théoriques sur les matrices ABCD sont rapportés dans le cas du couplage des diodes laser avec les fibres monomodes par le biais de différents types de microlentilles présentées dans la littérature. Dans le cadre de cette thèse nous nous sommes intéressés à l'étude et l'analyse du couplage optique entre un laser émettant un faisceau elliptique à une longueur d'onde de $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ et des fibres monomodes (SMF) munies de microlentilles semi-ellipsoïdales à leurs extrémités. L'analyse de la propagation à travers toutes ces lignes optiques a été faite en considérant que la distribution du champ est gaussienne. La transformation du faisceau laser par la microlentille semi-ellipsoïdale est montrée en utilisant la méthode des matrices ABCD dans l'approximation paraxiale du faisceau gaussien. La matrice résultante peut-être décomposée en matrices élémentaires correspondant aux différents milieux de propagation.

Elle est effectuée afin de sélectionner les paramètres opto-géométriques des microlentilles qui caractérisent le système Laser-SMF-Microlentille. Différents paramètres opto-géométriques sont théoriquement formulés et étudiés.

Ce formalisme a été utile dans l'évaluation de l'efficacité du couplage avec différents paramètres de focalisation. Les calculs analytiques des diamètres de mode (MFD) et des distances de travail sont présentés. En effet, l'étude théorique est indispensable pour dimensionner les paramètres de la microlentille pour obtenir le rayon de mode voulu au point focal, où se trouve le waist, et déterminer les distances de travail où le faisceau focalise. Ces paramètres optiques sont calculés et comparés avec les paramètres expérimentaux.

Le troisième chapitre est dédié à la description de la méthode de fabrication de ces micro-composants d'extrémité. A ce stade, nous disposons d'un modèle simple, relativement moins coûteux, par rapport à ce qui est reporté dans la littérature, et reproductible nous permettant de fabriquer des microlentilles asymétriques. Nous avons explicité en détails le principe de fonctionnement de la technique proposée, et nous avons ensuite mis au point le procédé de micro-usinage mécanique suivi de l'incorporation d'une quantité du PDMS qui forme la microlentille avec une épaisseur donnée. Plusieurs microlentilles ayant différents rayons de courbure et dimensions ont été produites.

Le but ultime de cette étude est de pouvoir prévoir et contrôler le rapport d'ellipticité à partir des paramètres géométriques d'une part, tels que les diamètres des fibres micro usinées (D_x , D_y), l'épaisseur E et les rayons de courbures (R_x , R_y) des microlentilles formées après dépôt du polymère, et d'autre part en optimisant les paramètres optiques tels que le waist et la distance de travail. Pour ce faire, deux techniques de caractérisation des microlentilles ont été utilisées : la technique de mesure de diamètre de mode en champ proche et la technique de mesure en champ lointain. En effet, c'est à partir des mesures du rayon de courbure et de l'épaisseur des microlentilles que nous pouvons affiner les modélisations de manière à reproduire, à chaque fois les microlentilles avec les mêmes paramètres. Ces techniques de mesure ont permis l'obtention d'une série de diamètres de modes selon le grand et le petit axe des microlentilles. Les résultats obtenus mettent en évidence l'intérêt de faire varier les paramètres géométriques (l'épaisseur et rayon de courbure) en jouant sur les paramètres de fabrication pendant le processus de micro-usinage et de dépôt de polymère, pour réaliser une large gamme de MFD avec ce type de microlentilles.

Au cours du quatrième chapitre, nous avons déroulé les notions générales sur le couplage optique. L'étude théorique de l'efficacité de couplage entre les diodes laser et les fibres monomodes via différents types de microlentilles a été analysée pour le cas du couplage bout à bout.

L'influence des désalignements entre le faisceau laser et les axes des fibres est également traitée.

Nous avons ainsi étudié le couplage optique fibre-fibre via la microlentille semi-ellipsoïdale en utilisant une source laser $\lambda=1,5 \mu\text{m}$ en l'absence et en présence de défauts d'alignement sur les axes latéraux (horizontal et vertical) et sur l'axe optique. Les effets de ces désalignements sur l'efficacité de couplage relatifs des deux fibres sont étudiés théoriquement et expérimentalement.

Les microlentilles semi-ellipsoïdales sont à la base conçues et fabriquées pour le couplage laser-fibre, mais l'étude a été effectuée en plaçant les microlentilles (de faisceaux elliptiques) devant une SMF à faisceau circulaire pour mettre en évidence l'ellipticité du faisceau.

Les mesures de rendement de couplage et de tolérances de positionnement consistent à évaluer l'efficacité de couplage entre la fibre SMF-et la fibre microlentillée. Des expressions analytiques pour calculer les pertes en présence des divers désalignements sont prescrites. L'estimation des tolérances à ces désalignements est déduite à partir de ces expressions.

L'étude a été réalisée aussi pour deux fibres monomodes à titre de comparaison. Les résultats expérimentaux des pertes de couplage et des tolérances de positionnement suivant les deux axes des microlentilles par rapport à la position qui donne le maximum de puissance couplée sont déterminés. Les résultats des distances de travail des waists des microlentilles sont également traités et comparés aux résultats de calcul théorique.

Au terme de cette étude, il est important de souligner que les caractéristiques souhaitées d'une microlentille idéale et appropriée dans le but d'améliorer l'efficacité de couplage sont les suivantes :

- Pouvoir collecter le maximum de rayonnement laser ;
- Avoir un rayon de courbure optimal sur chaque axe lorsque le faisceau laser est elliptique ;
- Connaitre la distance de travail de la microlentille pour la placer à la distance optimale du laser (ou de n'importe quel composant à coupler) ;

- Ne pas présenter d'aberrations;
- Être convenablement traitée de manière à éliminer les réflexions de Fresnel.

Notons qu'il n'a pas été possible de reproduire des fibres avec des sections transversales asymétriques pour des ellipticités plus importantes pendant les années du COVID 19, mais nous sommes ainsi arrivés à la conclusion que la technique développée est une méthode appropriée pour la conception et la fabrication d'une large gamme de microlentilles semi-ellipsoïdales avec le rapport d'ellipticité souhaité adaptées à l'optique de couplage avec des diodes lasers à émission asymétrique dans le but d'obtenir une efficacité de couplage maximale avec un minimum de pertes pour les systèmes de communication à fibre optique. La question de l'efficacité de couplage devant des diodes laser reste ouverte, puisqu'elle n'a pas pu être étudiée en pratique dans le cadre de ce travail.

Ainsi, dans les perspectives on pourrait envisager :

- D'obtenir des microlentilles avec à la fois une ellipticité plus importante et des diamètres de mode plus petits adaptés au diamètre de mode de diodes lasers, en optimisant encore les paramètres de fabrication (lors du processus de micro-usinage et de dépôt du PDMS).
- De caractériser le taux de couplage, la distance de travail et les tolérances de positionnement de ces microlentilles devant les diodes laser.

Il serait aussi intéressant d'optimiser les paramètres et le processus de fabrication :

On pourrait réaliser des microlentilles avec plusieurs types de polymère selon le besoin, tels que le PMMA, le SU8, et le NOA61 qui montrent une transmittance maximale dans tout le spectre visible et proche infrarouge. Cette optimisation dépend de l'indice de réfraction de chaque matériau polymérique qui est un bon candidat si on souhaite obtenir des caractéristiques adéquats (un rayon de courbure optimal, une distance de travail optimale et un waist optimal).

D'autre part, il serait d'un grand intérêt de combiner la technique de l'électrospinning lors de l'intégration du polymère. Il semble que les premiers résultats obtenus sont encourageants.

Enfin, je voudrais simplement terminer en remerciant encore une fois mon directeur et ma directrice de thèse Nacer Eddine Demagh et Monique Thual, mes collaborateurs de l'institut FOTON et de l'IOMP, toute l'équipe Systèmes Photoniques durant toutes ces années ; sans l'compétence et le travail desquels rien de tout ceci n'aurait été possible.

Publication dans des revues internationales à comité de lecture

N. Boulaiche, P. Rochard, A. Guessoum, N. E. Demagh, & M. Thual, "Hemi-ellipsoidal microlensed fiber based on polishing and polymer technology". *Engineering Research Express*, 3(4), 045051.2021. doi 10.1088/2631-8695/ac3a58

Conférences internationales avec actes

N.E. Demagh, A. Guessoum, A. Guermat, A. Nezzar, N. Boulaiche, & Z. Bouhafs, "Optimization of a temperature and pressure fibre optic sensor based on a deformable micromirror". In *Optical Sensing and Detection V*, SPIE. Vol. 10680, pp. 306-325, 2018.

Formation

Sécurité laser de niveau 2. Institut FOTON CNRS 6082, Enssat, Univ Rennes, Lannion. France.

Conférences internationales

N. Boulaiche, A. Nezzar, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Study of the ageing of PDMS and its influence on the transmission through micro-collimator with a microlens in PDMS". *International conference Optics and photonics OPAL'2018*, 5-7 May 2018, Oran, Algeria.

A. Nezzar, N. Boulaiche, A. Guessoum, N.E. Demagh, "Mechanical characterization of chemically etched optical fibers". *International conference Optics and photonics OPAL'2018*, 5-7 May 2018, Oran, Algeria.

N. Boulaiche, A. Nezzar, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Study of light transmission by PDMS microlens fabricated using chemical etching". *International conference on Material Science (ICMS'2018)*, 12-14 September 2018, Setif, Algeria.

A. Nezzar, N. Boulaiche, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Fabrication of a microsensor in optical fiber using chemical etching". *International conference on Material Science (ICMS'2018)*, 12-14 September 2018, Setif, Algeria.

N. Boulaiche, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Mesures des diamètres de microlentilles par microscopie et caractérisation". *Conférence internationale sur la métrologie et la maintenance industrielles (ICIMM'2018)*, 28-29 Octobre 2018, Sétif. Algérie

Productions Scientifiques

N. Boulaiche, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Measurement of microlens diameters by Pro-Plus (IPP) software". *International conference on Electronics and Electrical Engineering (IC3E'2018)*, 12-13 November 2018, Bouira, Algeria.

N. Boulaiche, A. Guessoum, N. E. Demagh, "Elliptical microlens simulation to improve the efficiency of optical fiber coupling for telecommunication application". *Second international conference on Electrical Engineering (ICEEB'2018)*, 2-3 December 2018, Biskra, Algeria.

Communications nationales

Ecoles D'automne

N. Boulaiche, "Etude de la stabilité de la distance de travail d'un micro-collimateur à microlentille en PDMS". *1^{ère} Ecole sur les matériaux émergents (EAME2017)*, 27-28 Novembre 2017, Sétif, Algérie.

Journée des doctorants

N. Boulaiche, "Etude et réalisation d'un micro-collimateur à fibre optique à microlentille elliptique". *Journée des doctorants (JDD'2018)*, 24 Avril 2018, Sétif. Algérie.

Journée international de la lumière

N. Boulaiche, "The best scientific or artistic effect using the interaction of laser light and a static or dynamic object competition". *Célébration de la journée international de la lumière JIL' 2018*, 20-21 June 2018, Setif, Algeria.

Ecoles d'été

N. Boulaiche, *Ecole thématique : Nano-Optique & Plasmonique : Modélisation, Caractérisation et Application*, 23-26 Juin 2018, Tizi Ouzou, Algérie.

Résumé

Cette thèse vise l'évaluation de la capacité du micro-collimateur dans sa fonctionnalité en tant qu'émetteur et collecteur de lumière excitée avec une diode laser. La structure retenue est constituée d'une fibre terminée par une extrémité de forme semi-ellipsoïdale. Bien que de nombreuses recherches ont été menées pour la fabrication de ces composants de précision à l'extrémité des fibres optiques, ces méthodes doivent encore être améliorées. L'enjeu principal réside dans l'inadaptation entre les modes des fibres optiques et les composants optoélectroniques entrant dans les systèmes optiques. Ce problème de la mise en forme de l'interface source laser-fibre nécessite donc une technologie innovante avancée, simple, reproductible et peu coûteuse permettant de façonner le faisceau issu de la source laser et le focaliser dans le cœur de la fibre. C'est ainsi que nous proposons une nouvelle technologie pour fabriquer et caractériser des micro-collimateurs à base de microlentilles semi-ellipsoïdales sur l'extrémité des fibres monomodes SMF, liée à la propagation de la lumière dans des fibres standards des télécommunications optiques via des systèmes optiques focalisant. La caractérisation optique des microlentilles montre qu'une sélection des diamètres de mode des micro-collimateurs peut être obtenue. Elle garantit une meilleure adaptation des modes des fibres et des lasers en optimisant les paramètres opto-géométriques. L'avantage de cette technique de fabrication est la possibilité de contrôler le rapport d'ellipticité des microlentilles permettant en effet de corriger l'ellipticité du mode de laser se propageant dans des fibres. Cette approche a donc l'avantage de maîtriser l'ellipticité de faisceau.

Mots clés : fibre optique, micro-collimateur, micro-usinage, polissage fibre, microlentille, semi-ellipsoïde, champ proche, champ lointain, efficacité de couplage, tolérances de positionnement, pertes de couplage.

Abstract

This thesis aims to evaluate the capability of the micro-collimator in its functionality as an emitter and collector of light excited with a laser diode. The chosen structure consists of a fiber with a semi-ellipsoidal end. Although much research has been carried out into the manufacture of these precision components at the end of optical fibers, these methods still need to be improved. The main issue is the mismatch between the modes of the optical fibers and the optoelectronic components used in the optical systems. This problem of shaping the laser source-fiber interface therefore requires an advanced, simple, reproducible and inexpensive innovative technology for shaping the beam from the laser source and focusing it into the fiber core. Thus, we propose a new technology to fabricate and characterize micro-collimators based on semi-ellipsoidal microlenses on the end of SMF single-mode fibers, related to the propagation of light in standard optical telecommunications fibers via focusing optical systems. The optical characterization of the microlenses show that a selection of the mode diameters of the micro-collimators can be obtained, ensuring a better mode matching of the fibers and lasers by optimizing the opto-geometric parameters.

The advantage of this manufacturing technique is the possibility to control the ellipticity ratio of the microlenses, allowing in effect to correct the ellipticity of the laser mode propagating in fibers. This approach therefore has the advantage of controlling the beam ellipticity.

Key words: Optical fiber, micro-collimator, micro-machining, fiber polishing, microlens, semi-ellipsoid, near field, far field, coupling efficiency, positioning tolerances, coupling losses.