

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE FERHAT ABBAS – SETIF 1
INSTITUT D'OPTIQUE ET MECANIQUE DE PRECISION

THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT 3^{ème} CYCLE LMD

Spécialité : Optique et photonique

Par :

BOUHAFS Zaied

THÈME :

REALISATION ET CARACTERISATION D'UN MICRO-COLLIMATEUR A FIBRE OPTIQUE ET A MICRO-LENTILLE PARABOLIQUE.

Soutenue le : 19 /11 /2022

Devant le jury composé de :

Mr. MEGUELLATI Said	Prof.	Université de Sétif	Président
Mr. DEMAGH Nacer-Eddine	Prof.	Université de Sétif	Directeur de thèse
Mr. MANALLAH Aïssa	Prof.	Université de Sétif	Examineur
Mr. BENCHEIKH Abdelhalim	Prof.	Université de Bordj Bou Arreridj	Examineur
Mme. GUESSOUM Assia	Ma	Université de Sétif	Invitée

DEDICACES

A mes chers parents

A mes très chers enfants Mohamed Ayoub et Youcef

A ma chère femme

A mes frères et sœurs et à toute ma famille.

A tous mes amis.

A tous ceux qui me sont chers, je dédie ce modeste travail.

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein du laboratoire d'optique appliqué « L.O.A » de l'institut d'optique et mécanique de précision.

Je tiens à remercier plus particulièrement Monsieur Pr. N-E Demagh, en tant que directeur de cette thèse, pour l'écoute, le temps et la patience accordés tout au long de ces années en me fournissant d'excellentes conditions de travail, ainsi pour l'inspiration, l'aide sans qui cette thèse n'aurait jamais vu le jour.

Un grand merci également à Madame Dr. Assia Guessoum, pour ses conseils avisés tout au long de cette thèse. Je me dois également la remercier pour ces multiples discussions informelles reflétant parfaitement sa disponibilité et son plaisir de partage.

Dans le cadre de notre travail collaboratif avec le laboratoire ICube Research Institute, University of Strasbourg, CNRS, 67412 Illkirch, France, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance au Pr. Sylvain Lecler pour son expertise et au Pr. Pierre Pfeiffer pour les belles images ZYGO.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres du jury qui m'ont honoré de leur présence Le Pr. MEGUELLOU Said pour avoir présidé le jury, Pr. BENCHEIKH Abdelhalim de Université de Bordj Bou Arreridj et Pr. MANALLAH Aïssa de l'Université de Sétif en qualité d'examineur. Ma reconnaissance revient à leur expertise et à leurs critiques scientifiques. Je remercie tous les membres du Laboratoire d'Optique Appliquées, qu'ils soient permanents, doctorants, ingénieurs, que j'ai eu beaucoup de plaisir à côtoyer durant ces cinq dernières années.

Je remercie infiniment ces amis à qui je n'ai jamais su dire toute l'affection que j'ai pour eux, qui furent présents à mes côtés lorsque j'en avais besoin.

Merci enfin à ma famille, pour son soutien et ses encouragements, et en particulier à ma mère et mon père, merci pour avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui.

Table des matières

Introduction générale	11
Chapitre I : Les fibres optiques	13
I.1 Introduction	14
I.2 Les fibres optiques.....	14
I.2.1 Fibre à saut d'indice	15
I.2.2 Fibre à gradient d'indice.....	16
I.3 Propagation d'onde.....	17
I.3.1 Les équations de Maxwell	17
I.3.2 Modes de fibre.....	18
I.4 Fibres monomodes	21
I.5 Caractéristiques de la fibre optique.....	22
I.5.1 L'atténuation dans les fibres optiques	22
I.5.2 L'ouverture numérique	23
I.5.3 La dispersion	24
I.5.4 Bande passante	26
I.6 Conclusion.....	27
Références	28
Chapitre II : Les microcollimateurs	29
II.1 Introduction.....	30
II.2 Types de microcollimateurs.....	30
II.2.1 les microlentilles intrinsèques.....	30
II.2.2 Les microlentilles extrinsèques.....	30
II.3 L'état de l'art sur les techniques de fabrication de réseaux de microlentille	30
II.3.1 La méthode de fabrication de réseaux de microlentilles réfractives par la technique résist-fusion ou de résistance à la fusion.....	30
II.3.2 Le processus de fabrication d'une ESMA (eyeball-like spherical micro-lens array)..	32
II.3.3 La méthode de fabrication d'un réseau de microlentilles sphériques de type boule pour le couplage de fibres optiques	34
II.3.4 Fabrication d'un réseau de micro-lentilles PDMS à l'aide d'un revêtement par rotation sous un système multiphasique	36
II.4. Quelques méthodes de fabrication de microcollimateur extrinsèques.....	37
II.4.1 Méthode de fabrication des microlentilles en polymère au sommet de la fibre	37
II.4.2 Méthode de fabrication de microcollimateur à microlentille de forme hémisphérique par décharge électrique.....	38
II.4.3 Méthode de fabrication d'une microlentille en bout de fibre par inscription directe au laser pour le couplage fibre-diode	39
II.4.4 Technique de fabrication de microcollimateurs par insertion des microlentilles	

sphériques dans la cavité conique gravée en bout de fibre par attaque chimique	41
II.5. Quelques méthodes de fabrication de microcollimateur intrinsèques	42
II.5.1 Fabrication d'une microlentille de focalisation directement sur la pointe d'une fibre optique pour un système de tomographie par cohérence optique (OCT)	42
II.5.2 Technique d'auto-centrage simple pour monter une lentille de couplage de microsphères sur une fibre	43
II.6 Conclusion	43
Références	44
Chapitre III : Les faisceaux gaussiens.....	46
III.1 Introduction	47
III.2 Faisceaux gaussiens	47
III.2.1 Les paramètres d'un faisceau gaussien	48
III.2.1.1 La largeur du faisceau	48
III.2.1.2 Divergence	50
III.2.1.3 Rayon de courbure	50
III.2.1.4 La zone de Rayleigh	51
III.2.1.5 Déphasage de Guoy	52
III.2.2 La loi ABCD.....	52
III.2.2.1 Matrice de rayons à travers des systèmes optiques.....	53
III.2.2.2 Matrice de rayons pour l'espace libre ou un milieu.....	53
III.2.2.3 Matrice de rayons pour une interface.....	54
III.2.2.4 Réfraction par une lentille sphérique	54
III.2.2.5 Réfraction par un miroir.....	55
III.2.2.6 Matrice de réflexion et de réfraction d'une interface parabolique	55
III.3. Modèle de matrice de rayons pour la microlentille parabolique sur l'extrémité de la fibre monomode	57
III.4. Théorie du calcul de l'efficacité du couplage	58
III.5. Conclusion	60
Références.....	60
Chapitre IV : Les aberrations	62
IV.1 Introduction.....	63
IV.2 Types des aberrations	63
IV.2.1 Les aberrations géométriques	63
IV.2.1.1 Aberration sphérique	63
IV.2.1.2 Coma.....	64
IV.2.1.3 Astigmatisme	65
IV.2.1.4 Distorsion.....	65
IV.2.2 Les aberrations chromatiques.....	66

IV.3. Aberrations des lentilles minces.....	67
IV.4. Aberration sphériques des lentilles asphériques.....	71
IV.5. Etat de l’art sur les aberrations sphériques des surfaces sphériques et Asphériques	74
IV.5.1 Lentilles sphérique et asphérique.....	74
IV.5.2 Microlentille hémisphérique et hyperbolique	75
IV.6. La correction des aberrations par l’optique adaptative OCT (AO-OCT)	76
IV.7 Conclusion.....	78
Références	78
Chapitre V : Etude expérimentale	80
V.1 Introduction	81
V.2 Modèle théorique des microcollimateurs.....	81
V.3 Optimisation des microcollimateurs	84
V.3.1 Indice de réfraction	84
V.3.2 Transmission spectrale des polymères PDMS, SU8, NOA61	85
V.3.3 Calcul des paramètres optimaux	86
V.3.4 Influence du diamètre des microlentilles sur le waist et sur la distance de travail	89
V.4 Méthode de fabrication des microlentilles paraboliques	90
V.4.1 Réalisation des cavités paraboliques	91
V.4.1.1 Précaution de préparation de la solution	91
V.4.1.2 Réalisation des microlentilles paraboliques par injection du PDMS	92
V.5 Caractérisation des microlentilles paraboliques	94
V.5.1 Evaluation de l’état de surface des microlentilles	94
V.5.2 Modélisation et simulation sur COMSOL Muliphysics.....	95
V.5.3 Détermination expérimentale du profil de la microlentille parabolique... ..	98
V.5.4 Apport des microlentilles paraboliques à la correction des aberrations	99
V.6 Montage expérimental pour la détermination des paramètres optiques des microlentilles paraboliques et évaluation du couplage	101
V.6.1 Détermination du waist et de la distance de travail.....	101
V.6.2 Résultats et discussions	102
V.6.3 Evaluation du couplage et Gain optique	105
V.6.4 Rayon de courbure optimal	107
V.6.4.1 Cas de la fibre SMF 9/125µm	108
V.6.4.2 Cas de la fibre SMF 4/125µm	111
V.7 Conclusion	113
Références.....	114
Conclusion Générale	115

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1. Section transversale et profil d'indice de réfraction pour les fibres à indice de pas et à gradient d'indice.	15
Figure I.2. Confinement de la lumière par réflexion interne totale dans des fibres à indice de pas. Rayons pour lesquels $\Phi < \Phi_c$ sont réfractés hors du cœur.	15
Figure I.3. Trajectoires de raies dans une fibre à gradient d'indice.	16
Figure I.4. l'indice de réfraction effectif n_{eff} en fonction de la fréquence normalisée V pour quelques modes de fibres de faible ordre.	21
Figure I.5. Pertes de propagation de la fibre optique.	23
Figure I.6. La dispersion de la lumière se propageant dans la fibre optique.	24
Figure I.7. Caractéristiques de dispersion d'une fibre de silice monomode.	25
Figure I.8. Caractéristiques de dispersion des fibres monomodes à dispersion non décalée, décalée et aplatie par dispersion.	26
Figure I.9. La bande passante pour fibre multimode et fibre monomode	26

Chapitre II

Figure II.1. Exemple de microcollimateur intrinsèques	30
Figure II.2. Exemple de microcollimateur extrinsèques	30
Figure II.3. Fabrication de microlentilles réfractives par le procédé de résist-fusion ou de fusion par résistance. a) photolithographie ; (b) développer et (c) fondre la structure de réserve.	31
Figure II.4. Réseaux de microlentilles fabriqués par la méthode de résist-fusion. (a) des lentilles elliptiques, rectangulaires et circulaires et (b) une image MEB de très petites microlentilles ($\varnothing 5 \mu m$, hexagonales densément emballées).	31
Figure II.5. Illustration de la structure de la buse.	32
Figure II.6. Diagramme de processus pour un réseau de microlentilles sphériques en forme de globe oculaire: (a) déposer du nitrure de silicium et du photorésist SU-8, (b) définir un orifice de buse par photolithographie (côté avers), (d) gravure en vrac à l'arrière avec protection en téflon, (e) processus d'extrusion I (vue de dessous), (f) processus d'extrusion II (vue de dessus) et (g) exposition sans masque (exposition par inondation).	33
Figure II.7. Image MEB de la microlentille sphérique en forme de globe oculaire : (a) Image MEB de la microlentille sphérique en forme de globe oculaire de diamètre $80 \mu m$, (b) Image MEB du globe oculaire en forme de microlentille sphérique et (c) image MEB de la microlentille sphérique en forme de globe oculaire de diamètre $550 \mu m$	33
Figure II.8. Conception de la structure des lentilles microbilles.	34
Figure II.9. Illustration de la buse caressante.	34
Figure II.10. Organigramme du processus pour lentille microbille.	35
Figure II.11. Image de micro moule sous un microscope.	35
Figure II.12. Images SEM de microbilles (a) microbille défailante qui n'a pas subi le processus de résist-fusion à $90^\circ C$, (b) une buse alimente un réseau de lentilles microbilles 3×3 , (c) vue en coupe et (d) vue de dessus d'un réussi à faire des microbilles.	36
Figure II.13. Schéma de la méthode : (a) application du PDMS ; (b) tournant ; (c) séchage ; (d) lentille plan-concave ; (e) lentille plan-convexe.	37
Figure II.14. Schéma du montage de microstick.	38
Figure II.15. Étapes impliquées dans la fabrication de microstick au bout d'une fibre.	38
Figure II.16. Images SEM du microstick fabriqué à l'extrémité d'une fibre monomode.	38
Figure II.17. Illustration schématique du processus de fabrication des fibres de forme hémisphérique. (a)	

La tige de silice pure perpendiculaire à leurs axes a été clivée à la longueur g. (b) La face d'extrémité de la tige a été chauffée par décharge électrique. (c) La face d'extrémité de la tige se contracte pour former un hémisphère en raison de la tension de surface.....	39
Figure II.18. (a) Une vue latérale de la lentille hémisphérique ; (b) la taille de point mesurée à pleine largeur de $1/e^2$ est de $1,00\ \mu\text{m}$ (direction x) et de $1,02\ \mu\text{m}$ (direction y).....	39
Figure II.19. . Schéma (supérieur) de la configuration pour la fabrication de microlentilles à fibre ; (inférieur) (a) revêtement d'un époxy durcissable aux UV sur une extrémité de fibre ; (b) exposition laser avec un faisceau quasi-Bessel ; (c) élimination de l'époxy résiduel à l'aide d'une lame d'air ; d) le séchage UV après exposition	40
Figure.II.20. Image microscopique d'une microlentille fabriquée sur une extrémité de fibre monomode	40
Figure.II.21. Les étapes de formation du cône concave.....	41
Figure II.22. Evolution de la largeur l par rapport à la hauteur h du cône.	41
Figure II.23. Image MEB d'une microlentille collée dans le cône concave.	42
Figure II.24. Processus de fabrication d'une fibre optique. Un morceau de CSF est épissé par fusion en une fibre monomode (SMF) et une lentille est formée à l'autre extrémité de la fibre de silice sans noyau (CSF) en utilisant la décharge à l'arc électrique d'un épaisseur par fusion conventionnelle	42
Figure.II.25. Photographie d'une microlentille sphérique montée.....	43

Chapitre III

Figure III.1. (a) : Carte de la distribution d'irradiance d'un faisceau gaussien. Le point lumineux correspond à la taille du faisceau. Les lignes blanches hyperboliques représentent l'évolution de la largeur gaussienne lorsque le faisceau se propage à travers la position de la taille du faisceau. La distribution gaussienne transversale de l'irradiance est préservée lorsque le faisceau se propage le long de l'axe z. (b) : Propriétés d'un faisceau gaussien.....	48
Figure III.2. Profil transversal de l'amplitude du faisceau gaussien à la taille du faisceau (ligne pointillée) et à l'éclairement énergétique (ligne continue). Les deux ont été normalisés à la valeur maximale. La valeur de la largeur de la taille de poutre w_0 est de $0,1\ \text{mm}$. Les lignes horizontales représentent (en valeur croissante) le $1/e^2$ de l'irradiance maximale, le $1/e$ de l'amplitude maximale et le $0,5$ de l'irradiance et de l'amplitude maximales.....	49
Figure III.3. Éclairement énergétique pour un faisceau gaussien 2D (ligne noire) et pour un faisceau gaussien 3D symétrique en rotation. L'axe horizontal représente la largeur d'une fente 1-D (pour le faisceau 2-D) et le diamètre d'une ouverture circulaire (pour le faisceau 3-D) qui est située devant le faisceau Le centre du faisceau coïncide avec le centre de l'ouverture. La taille de l'ouverture est mise à l'échelle en termes de largeur gaussienne du faisceau dans le plan de l'ouverture...49	49
Figure III.4. Rayon de courbure d'un faisceau gaussien autour de la position de la taille du faisceau. Le faisceau atteint un minimum de la valeur absolue du rayon à une distance de $+z_R$ et $-z_R$ de la taille du faisceau. À la position de la taille du faisceau, le rayon de courbure est infini, ce qui signifie que le front d'onde est plan à la taille du faisceau. La ligne en pointillés représente le rayon de courbure d'un front d'onde sphérique produit par une source ponctuelle située au point d'éclairement énergétique maximal de la taille du faisceau.	51
Figure III.5. L'approximation paraxiale de l'optique des rayons.	52
Figure III.6. Propagation d'un rayon lumineux à travers un système optique.....	53
Figure III.7. Propagation dans un espace libre.	53
Figure III.8. Propagation dans une interface.....	54
Figure III.9. Propagation dans une interface sphérique	54
Figure III.10. Propagation dans un miroir	55
Figure III.11. Géométrie pour formuler la matrice de rayons pour la réflexion et la réfraction à partir d'une interface parabolique.	56

Figure III.12. Géométrie d'un faisceau optique émis par une diode laser sur le plan 1 et réfracté à travers une microlentille parabolique sur le plan 2, qui est l'extrémité d'une fibre monomode	58
Figure III.13. Couplage de deux faisceaux gaussiens.....	59

Chapitre IV

Figure IV.1. Aberration sphérique : LSA - aberration sphérique longitudinale, TSA – aberration sphérique transversale (latérale)	64
Figure IV.2. Coma	64
Figure IV.3. Astigmatisme	65
Figure IV.4. Les deux types de distorsion	66
Figure IV.5. Les aberrations chromatiques (axiale et transversale)	66
Figure IV.6. Grandeurs utilisées pour calculer l'invariant de réfraction.....	67
Figure IV.7. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M . L'indice de réfraction est $n = 1,5$	68
Figure IV.8. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M . L'indice de réfraction est $n = 1,5$	69
Figure IV.9. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M . L'indice de réfraction est $n = 1,9$	69
Figure IV.10. Lentille unique avec zéro aberration sphérique avec $ M $ minimum pour $n = 1,5$ et pour $n = 1,9$	70
Figure IV.11. Schéma d'une surface asphérique.....	72
Figure IV.12. Comparaison entre les tailles de spot de lentille asphérique et le même type de lentille sphérique à une distance de 1m par les calculs ZEMAX..	74
Figure IV.13. Comparaison du rayon de la taille du spot entre l'optique sphérique conventionnelle et l'optique asphérique (rayon de faisceau de sortie de 10 mm, EFL 42,3215 mm et longueur d'onde 532 nm).	75
Figure IV.14. Photographies de (a) fibre optique à l'étape de fabrication (e) sur la figure IV.14 et (b) l'extrémité avant de forme hyperbolique recouverte d'une courbe sphérique $R = 62,5 \mu\text{m}$ (ligne en pointillés).).	75
Figure IV.15. Taille du spot focalisé de (a) microlentille de forme hyperbolique et (b) de forme hémisphérique	75
Figure IV.16. OCT B-scans de la rétine obtenue avec différentes techniques d'imagerie. (En haut) OCT clinique acquis sur 5 mm ; (en bas à gauche) OCT à domaine spectral AO haute résolution (plage de balayage de 0,5 mm) avec mise au point sur la couche photoréceptrice ; (en bas au centre) zone agrandie (0,5 mm) de l'OPO clinique ; et (en bas à droite) OCT à domaine spectral haute résolution AO (plage de balayage de 0,5 mm) avec mise au point au niveau de la couche de cellules ganglionnaires. Les zones correspondantes des images du bas sont similaires.....	77

Chapitre V

Figure V.1. Propagation de la lumière à travers le microcollimateur.....	82
Figure V.2. Couplage entre deux faisceaux gaussiens	84
Figure V.3. Transmission spectrale de (a)-PDMS, (b)-SU8, (c) NOA 61	85
Figure V.4. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125 μm à $\lambda=0,6328$	86
Figure V.5. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$	87
Figure V.6. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,550\mu\text{m}$	87

Figure V.7. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125µm à $\lambda=0,6328\mu\text{m}$	88
Figure V.8. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125µm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$	88
Figure V.9. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125µm à $\lambda=1,550\mu\text{m}$	89
Figure V.10 Représentation de différents diamètres de base D : 30 µm, 50 µm, 70 µm, 80 µm La hauteur de la microlentille est fixée à h = 26 µm.....	90
Figure V.11. Représentation de deux cas : (a) D= 30 µm et (b) D= 50 µm.	90
Figure V.12. Montage expérimental de réalisation des cônes paraboliques par attaque chimique.	90
Figure V.13. Les étapes de l'attaque chimique de la fibre :l'état initial lorsque la fibre	91
Figure V.14. Montage expérimental de fabrication de microcollimateur.....	92
Figure V.15 Images des microcollimateurs avec les rayons des courbures :(a),(b),(c),(d),(e).....	93
Figure V.16. Vu générale des paramètres. Microlentille de rayon de courbure 21µm.....	94
Figure V.17. Profil de surface d'une microlentille de rayon de courbure 21µm.....	94
Figure V.18. Microlentille de rayon de courbure de 21µm. Image interférométrique par Objectif Mirau.....	95
Figure V.19. Cas de la fibre 20/125, (a) Embout réel (b) Géométrie de l'embout	95
Figure V.20. Cas de la fibre 50/125, (a) Embout réel (b) Géométrie de l'embout	97
Figure V.21. (a) Profil de la microlentille parabolique en bout de fibre (SMF 9/125). Hauteur (épaisseur) de 50 µm, largeur de base de 54 µm et rayon de courbure R=17,5 µm. Points (●●●) extraction des points de contour de la microlentille parabolique et (b) représentation des points expérimentaux du contour de la microlentille et de la fonction d'interpolation en ligne continue.	98
Figure V.22. (a) et (b) illustrent les aberrations sphériques en fonction des rayons de courbure des microlentilles sphériques, paraboliques et hyperboliques à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ et $\lambda=1,550\mu\text{m}$. (c) et (d) tracent l'amélioration D_{par} et D_{hyp} des microlentilles paraboliques et hyperboliques par rapport à leurs équivalents sphériques.....	100
Figure V.23. Le tracé des images ponctuelles, le cas de R = 9,50 µm. En (a), (b) et (c), respectivement, la taille du spot pour les microlentilles sphériques, paraboliques et hyperboliques à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ et en (d), (e) et (f) à $\lambda=1,550\mu\text{m}$	101
Figure V.24. Montage expérimental pour caractériser les fibres à microlentilles Paraboliques	102
Figure V.25. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de R=2.50 µm) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage	103
Figure V.26. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de R=9.50 µm) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage.(b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.....	103
Figure V.27. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de R=13.50 µm) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage	104
Figure V.28. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de R=17.50 µm) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.....	104
Figure V.29. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de R=21.00 µm) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage	105

Figure V.30. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=9.50\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain optique.....	105
Figure V.31. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=13.50\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain optique.....	106
Figure V.32. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=17.50\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain optique.....	106
Figure V.33. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=21.00\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.....	107
Figure V.34. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles.	109
Figure V.35. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles	110
Figure V.36. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles	111

Liste des tableaux

Tableau V.1. Polymères optique et leurs indices de réfraction pour une longueur d'onde $0,6328 \mu\text{m}$, $1,310 \mu\text{m}$ et $1.550 \mu\text{m}$	84
Tableau V.2. Donne les différentes caractéristiques (diamètre de fibre $125\mu\text{m}$, l'épaisseur (e) et le diamètre de base (D)) des microlentilles de la figure V.13.....	91
Tableau V.3. Comparaison entre les valeurs d'aberration des microlentilles de forme parabolique et hyperbolique et celles hémisphériques ayant le même rayon de courbure et indice de réfraction.....	97
Tableau V.4. Caractéristiques des différents microcollimateurs réalisés.....	108

Introduction générale

L'utilisation des microcollimateurs a pour but d'injecter d'une façon optimale la lumière ou de coupler les systèmes optoélectroniques (laser, photodiode, ...etc.) avec la fibre optique. Le rapport de couplage entre eux est appelé l'efficacité de couplage optique. Plusieurs recherches ont été effectuées dans le but d'optimiser le couplage optique en utilisant les microcollimateurs. Malgré ces recherches, le problème de l'efficacité de couplage subsiste toujours à cause, notamment, des erreurs d'alignement et de centrage. Un couplage efficace entre les sources laser (LD) et les fibres monomode (SMF) ou d'autres composants optiques est une exigence essentielle dans de nombreuses applications, particulièrement, dans les systèmes de communication optique mettant en jeu les connexions à fibres optiques [1-4]. La propagation lumineuse devrait être alors correctement collimatée en utilisant des microlentilles appropriées. Ces dernières sont usuellement des microlentilles sphériques de forme géométrique simple qui peuvent être décrites par un rayon de courbure constant. Différentes études ont été consacrées aux microcollimateurs intégrant des microlentilles sphériques et hémisphériques. Bien que ces microlentilles soient simples à fabriquer et peu coûteuses, leurs performances sont, cependant, réduites en raison des aberrations sphériques induites. Ce défaut inhérent à leur géométrie est à l'origine de l'élargissement de la tache de focalisation. Afin de s'affranchir de ces aberrations, on a recours à des structures asphériques de rayon de courbure non constant. La forme complexe des microlentilles tient compte de la correction des aberrations sphériques. Dans ce cas, le profil est plus complexe et peut-être décrit analytiquement par un rayon de courbure composé de plusieurs termes de coefficients d'ordres supérieurs. L'approximation aux premiers termes du développement montre que, particulièrement, la microlentille parabolique est un candidat de choix pour l'adjonction de telles microlentilles aux fibres optiques. Cela donne une tache de focalisation étroite assurant, ainsi, un meilleur rendement de couplage [5].

Dans le but de corriger les aberrations et optimiser le transfert lumineux, divers microlentilles asphériques ont été étudiées, essentiellement, elliptique, conique, hyperbolique et parabolique.

A ce propos, l'introduction du calcul basé sur la loi *ABCD* a simplifié les calculs de l'efficacité de couplage. Ce calcul a été largement adopté dans le cas des fibres optiques intégrant des microlentilles de différents profils et, particulièrement, au profil parabolique où est montré que l'efficacité de couplage peut atteindre les 100%, dans les conditions optimales, sans tenir compte des réflexions de Fresnel [6].

Dans ce travail, nous présentons une nouvelle solution qui répond à cette problématique par l'optimisation de l'efficacité de couplage optique et d'autre paramètres tels que la distance de travail,

la taille du waist. La solution proposée réside dans la réalisation d'un microcollimateur à microlentille parabolique. Pour cela ce manuscrit comporte cinq chapitres :

Chapitre I, nous rappelons les notions de base sur les fibres optiques, tel que la structure géométrique, la dispersion, l'atténuation, et les approches théoriques de la propagation de la lumière. Au chapitre II, nous présentons l'état de l'art des différentes techniques de fabrication des microcollimateurs et leurs caractéristiques.

Au chapitre III, nous rappelons la théorie de propagation des faisceaux gaussiens ainsi que la loi ABCD, et la théorie du couplage optique entre les faisceaux gaussiens utilisés dans nos calculs. Le chapitre IV, est consacré aux aberrations où nous donnons un bref aperçu sur les types d'aberrations et la correction des aberrations sphériques par les différents types de microlentilles (sphérique, hyperbolique et parabolique).

Le chapitre V, est réservé à la partie expérimentale de notre travail dans laquelle nous présentons la technique de fabrication préconisée et notre contribution au développement des microcollimateurs. Ce chapitre est consacré également à la caractérisation et à l'optimisation de notre modèle afin d'augmenter la distance de travail et l'efficacité de couplage optique.

Références

- [1] X. Zhou, Z. Chen, Z. Wang, and J. Hou, "Monolithic fiber end cap collimator for high-power free-space fiber–fiber coupling", *Applied Optics*, **55**, (2016).
- [2] M. Zaboub, A. Guessoum, N.E. Demagh, A. Guermat, "Fabrication of polymer microlenses on single mode optical fibers for light coupling", *Optics Communications* **366**, 122–126, (2016).
- [3] K. Shiraishi, S-I Kuroo, "A new lensed fiber configuration employing cascaded Gi-fiber chips", *J. Lightwave Technol.* **18**, 787–794, (2000).
- [4] S.H. Ghasemi, M. R. Hantehzadeh, J. Sabbaghzadeh, D. Dorrani, V. Vatani, A. Babazadeh, K. Hejaz, A. Hemmati, M. Lafouti, "Designing plano-convex aspheric lens for fiber optics collimator", *Optics and Lasers in Engineering*, **50**, 293–296, (2012).
- [5] J.C. Tsai, M. F. Chen, and H. Yang, "Design and Fabrication of High Numerical Aperture and Low Aberration Bi-Convex Micro Lens Array", *DTIP*, **9-11**, (2008).
- [6] S. Lecler, N. E. Demagh, A. Guessoum, D. Bouaziz, Z. Bouhafs, "Process and system for manufacturing an optical component by moulding an optical fiber", *EPO – Patent* **21315008**, 9-1001, (2021).

CHAPITRE I



LES FIBRES OPTIQUES

I.1. Introduction

Le phénomène de réflexion interne totale, responsable du guidage de la lumière dans les fibres optiques, est connu depuis 1854 [1]. Bien que les fibres de verre aient été fabriquées dans les années 1920 [2] - [3], leur utilisation n'est devenue pratique qu'en 1950, lorsque l'utilisation d'une couche de gaine a considérablement amélioré leurs caractéristiques de guidage [4] - [5]. Avant 1970, les fibres optiques étaient principalement utilisées pour l'imagerie médicale sur de courtes distances [6]. Leur utilisation à des fins de communication a été jugée irréalisable en raison des pertes élevées (~ 1000 dB / km). Cependant, la situation a radicalement changé en 1970 lorsque, suite à une suggestion antérieure [7], la perte de fibres optiques a été ramenée à moins de 20 dB / km [8]. D'autres progrès ont abouti en 1979 à une perte de seulement 0,2 dB / km près de la région spectrale de $1,55 \mu\text{m}$ [9]. La disponibilité de fibres à faible perte a conduit à une révolution dans le domaine de la technologie des ondes lumineuses et a ouvert l'ère des communications par fibre optique. Plusieurs ouvrages consacrés entièrement aux fibres optiques couvrent de nombreuses avancées dans leur conception et leur compréhension [10] - [11]. Ce chapitre se concentre sur le rôle des fibres optiques en tant que canal de communication dans les systèmes d'ondes lumineuses. Dans la première partie de ce chapitre, nous utilisons la description géométrique et optique pour expliquer le mécanisme de guidage et présenter les concepts de base associés. Les équations de Maxwell sont utilisées dans la deuxième partie de ce chapitre pour décrire la propagation des ondes dans les fibres optiques. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous présenterons les caractéristiques principales de la fibre optique : l'atténuation, l'ouverture numérique, la dispersion et la bande passante.

I.2. Les fibres optiques

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est constituée d'un cœur, centrale de confinement lumineux, cylindrique de verre de silice entouré d'une gaine dont l'indice de réfraction est inférieur à celui du cœur. En raison d'un changement brusque d'indice à l'interface cœur-gaine, de telles fibres sont appelées fibres à saut d'indice. Dans un type de fibre différent, appelé fibre à gradient d'indice, l'indice de réfraction diminue progressivement vers la périphérie. La figure I.1 montre schématiquement le profil d'indice et la section transversale des deux types de fibres. On peut avoir un aperçu sur les propriétés de guidage des fibres optiques en utilisant la projection des rayons basée sur l'optique géométrique [12]. La description de l'optique géométrique, bien qu'approximative, est valable lorsque le rayon du cœur est beaucoup plus grand que la longueur d'onde lumineuse λ , elle atteint sa limite lorsque les deux deviennent comparables,

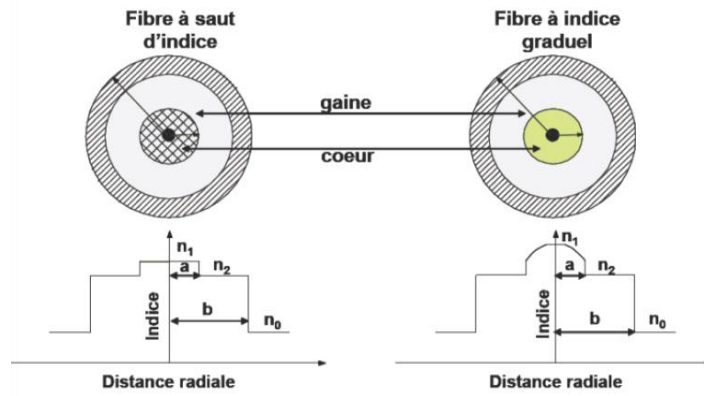


Figure I.1. Section transversale et profil d'indice de réfraction pour les fibres à saut d'indice et à gradient d'indice.

I.2.1. Fibre à saut d'indice

Considérons la géométrie de la figure I.2, où un rayon faisant un angle θ_i avec l'axe de la fibre est incident au centre de cœur. En raison de la réfraction à l'interface fibre-air, le rayon se penche vers la normale. L'angle θ_r du rayon réfracté est donné par [12].

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r \quad (\text{I.1})$$

Où n_1 et n_0 sont les indices de réfraction du cœur de la fibre et de l'air, respectivement. Le rayon réfracté touche l'interface cœur-gaine et est à nouveau réfracté. Cependant, la réfraction n'est possible que pour un angle d'incidence Φ tel que $\sin \Phi < n_2 / n_1$. Pour les angles supérieurs à un angle critique Φ_c , défini par [12]

$$\sin \Phi_c = n_2 / n_1 \quad (\text{I.2})$$

Où n_2 est l'indice de gaine, le rayon subit une réflexion interne totale à l'interface cœur-gaine. Puisque de telles réflexions se produisent sur toute la longueur de la fibre, tous les rayons avec $\Phi > \Phi_c$ restent confinés au cœur de la fibre. C'est le mécanisme de base du confinement de la lumière dans les fibres optiques.

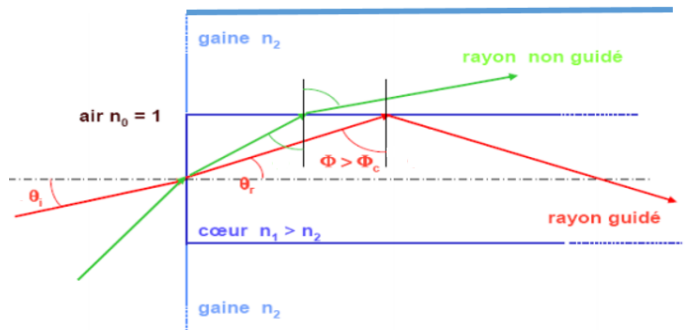


Figure I.2. Confinement de la lumière par réflexion interne totale dans des fibres à saut indice. Rayons pour lesquels $\Phi < \Phi_c$ sont réfractés hors du cœur.

On peut utiliser des équations. (I.1) et (I.2) pour trouver l'angle maximal que le rayon incident devrait faire avec l'axe de la fibre pour rester confiné à l'intérieur du cœur. Notant que $\theta_r =$

$\pi/2 - \Phi_c$ pour un tel rayon et le substituant dans l'équation. (I.1), nous obtenons

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \cos \Phi_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (I.3)$$

I.2.2. Fibre a gradient d'indice

L'indice de réfraction de cœur dans les fibres à gradient d'indice n'est pas constant mais diminue progressivement de sa valeur maximale n_1 au centre du coeur jusqu'à sa valeur minimale n_2 à l'interface cœur-gaine. La plupart des fibres à gradient d'indice sont conçues pour avoir une diminution presque quadratique et sont analysées en utilisant le profil α , donné par

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1 [1 - \Delta(\rho/a)^\alpha] & ; \rho < a \\ n_1 [1 - \Delta] = n_2 & ; \rho \geq a \end{cases} \quad (I.4)$$

Où a est le rayon du cœur, $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ est la différence relative d'indice. « ρ » la distance radiale. Le paramètre α détermine le profil d'indice. Un profil d'étape-indice est approché dans la limite de grand α . Une fibre à indice parabolique correspond à $\alpha = 2$.

Il est facile de comprendre qualitativement pourquoi la dispersion intermodale ou par trajets multiples est réduite pour les fibres à gradient d'indice. La figure I.3 montre schématiquement les chemins pour trois rayons différents. Similaire au cas des fibres à indice de pas, le trajet est plus long pour des rayons plus obliques. Cependant, la vitesse du rayon change le long du trajet en raison des variations de l'indice de réfraction. Plus spécifiquement, le rayon se propageant le long de l'axe de la fibre prend le chemin le plus court mais se déplace le plus lentement car l'indice est le plus grand le long de ce trajet. Les rayons obliques ont une grande partie de leur chemin dans un milieu d'indice de réfraction inférieur, où ils se déplacent plus rapidement. Il est donc possible que tous les rayons arrivent ensemble à la sortie de la fibre par un choix approprié du profil d'indice de réfraction.

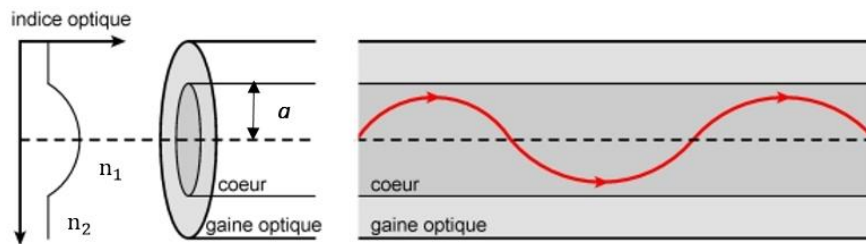


Figure I.3. Trajectoires de raies dans une fibre à gradient d'indice.

L'optique géométrique peut être utilisée pour montrer qu'un profil d'indice parabolique conduit à une propagation d'impulsion non dispersive dans l'approximation paraxiale. La trajectoire d'un rayon paraxial est obtenue en résolvant l'équation suivante [12]

$$\frac{d^2 \rho}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\rho} \quad (I.5)$$

Où ρ est la distance radiale du rayon de l'axe. En utilisant l'équation (I.4) pour $\rho < a$ avec $\alpha = 2$, équation (I.5) réduit à une équation d'oscillateur harmonique et à la solution générale

$$\rho = \rho_0 \cos(pz) + \left(\frac{\rho'_0}{\rho}\right) \sin(pz) \quad (\text{I.6})$$

Où $\rho = (2\Delta/a^2)^{1/2}$ et ρ_0 et ρ'_0 sont la position et la direction du rayon d'entrée, respectivement. L'équation (I.6) montre que tous les rayons retrouvent leurs positions et directions initiales aux distances $z = 2m\pi / \rho$, où m est un entier (voir la figure.I.3)

I.3. Propagation d'onde

I.3.1. Les équations de Maxwell

Comme tous les phénomènes électromagnétiques, la propagation des champs optiques dans les fibres est régie par les équations de Maxwell. Pour un milieu non conducteur sans charges libres, ces équations prennent la forme [13]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (\text{I.7})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (\text{I.8})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (\text{I.9})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\text{I.10})$$

Où $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ sont les vecteurs du champ électrique et du champ magnétique, respectivement, et $\mathbf{D}$ et $\mathbf{B}$ sont les densités de flux correspondantes. Les densités de flux sont liées aux vecteurs de champ par les relations constitutives [13]

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{I.11})$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (\text{I.12})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, μ_0 est la perméabilité au vide, et $\mathbf{P}$ et $\mathbf{M}$ sont les polarisations électriques et magnétiques induites, respectivement. Pour les fibres optiques $\mathbf{M} = 0$ en raison de la nature non magnétique du verre de silice.

Dans un DLHI (diélectrique linéaire homogène isotrope), la relation entre les champs $\vec{E}$ et $\vec{P}$ (en notation complexe) appelée relation constitutive est :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (\text{I.13})$$

où χ_e est la susceptibilité du milieu (sans dimension), fonction de la pulsation ω du champ électrique [14].

Le vecteur déplacement électrique $\vec{D}$ est pour un diélectrique linéaire homogène et isotrope

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{I.14})$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} \quad (\text{I.15})$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (\text{I.16})$$

Où on a défini, la permittivité relative ϵ_r tel que : $1 + \chi_e = \epsilon_r$. On note ϵ , la permittivité

diélectrique tel que $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$

I.3.2 Modes de fibre

Les modes de fibre peuvent être classés en modes guidés, en modes de fuite et en modes rayonnés [15]. La transmission de signaux dans les systèmes de communication à fibres optiques, quant à elle, se fait uniquement par les modes guidés. Dans ce qui suit, on se concentre exclusivement sur les modes guidés d'une fibre à saut d'indice.

Usant de la symétrie cylindrique s'écrit comme :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (I.17)$$

Où pour une fibre à saut d'indice de rayon de cœur a l'indice de réfraction n est de la forme

$$n = \begin{cases} n_1 ; \rho \leq a \\ n_2 ; \rho > a \end{cases} \quad (I.18)$$

Pour simplifier la notation, on écrira le champ $\tilde{E}$ sans le tilde d'une part la dépendance en fréquence a été supprimée de toutes les variables. L'équation (I.17) est écrite pour la composante longitudinale E_z du vecteur du champ électrique. Des équations similaires peuvent être écrites pour les cinq autres composantes de E et H . Cependant, il n'est pas nécessaire de résoudre les six équations puisque seulement deux composantes sur six sont indépendantes. On exprimera les composantes transversales E_ρ , E_ϕ , H_ρ et H_ϕ en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z . L'équation (I.17) est facilement résolue en utilisant la méthode de séparation des variables et en écrivant E_z comme

$$E_z(\rho, \phi, z) = F(\rho)\Phi(\phi)Z(z) \quad (I.19)$$

En utilisant l'équation (I.19) dans l'équation (I.17), on obtient les trois équations différentielles ordinaires :

$$d^2 Z/dz^2 + \beta^2 Z = 0 \quad (I.20)$$

$$d^2 \Phi/d\phi^2 + m^2 \Phi = 0 \quad (I.21)$$

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0 \quad (I.22)$$

L'équation (I.20) a une solution de la forme $Z = \exp(i\beta z)$, où β a la signification physique de la constante de propagation. De même, l'équation. (I.21) a une solution $\Phi = \exp(im\phi)$, où m est un entier. L'équation (I.22) est l'équation différentielle de Bessel [16]. Sa solution générale dans les régions de cœur et de gaine peut être écrite comme

$$F(\rho) = \begin{cases} A J_m(p\rho) + A' Y_m(p\rho) ; \rho \leq a \\ C K_m(q\rho) + C' I_m(q\rho) ; \rho > a \end{cases} \quad (I.23)$$

Où A , A' , C et C' sont des constantes et J_m , Y_m , K_m et I_m sont différentes natures de fonctions de

Bessel. Les paramètres p et q sont définis par

$$p^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (I.24)$$

$$q^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2 \quad (I.25)$$

Une simplification considérable se produit lorsque nous utilisons la condition aux limites pour que le champ optique pour un mode guidé soit fini à $\rho = 0$ et décroisse à zéro à $\rho = \infty$. Puisque $Y_m(p\rho)$ a une singularité à $\rho = 0$, $F(0)$ ne peut rester finie que si $A' = 0$. De même, $F(\rho)$ ne s'annule à l'infini que si $C' = 0$. La solution générale de l'équation (I.17) est donc de la forme

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(p\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) ; \rho \leq a \\ CK_m(q\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) ; \rho > a \end{cases} \quad (I.26)$$

La même méthode peut être utilisée pour obtenir H_z qui satisfait également l'équation (I.17). En effet, la solution est la même mais avec des constantes B et D différentes, c'est-à-dire

$$E_z = \begin{cases} BJ_m(p\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) ; \rho \leq a \\ DK_m(q\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) ; \rho > a \end{cases} \quad (I.27)$$

Les quatre autres composantes E_ρ, E_ϕ, H_ρ et H_ϕ peuvent être exprimées en termes de E_z et H_z en utilisant les équations de Maxwell. Dans la région centrale, nous obtenons

$$E_\rho = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (I.28)$$

$$E_\phi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (I.29)$$

$$H_\rho = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \epsilon_0 n^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (I.30)$$

$$H_\phi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \epsilon_0 n^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) \quad (I.31)$$

Ces équations peuvent être utilisées dans la région de gaine après avoir remplacé p^2 par q^2 . Les équations (I.26) - (I.31) expriment le champ électromagnétique dans les régions du cœur et de la gaine d'une fibre optique en fonction de quatre constantes A, B, C et D . Ces constantes sont déterminées en appliquant la condition aux limites, les composantes tangentielles de E et H sont continués à travers l'interface cœur-gaine. En exigeant la continuité de E_z, H_z, E_ρ et H_ρ en $\rho = a$, on obtient un ensemble de quatre équations homogènes satisfaites par A, B, C et D . Ces équations ont une solution non triviale seulement si le déterminant de la matrice de coefficients s'annule. Cette condition nous conduit à l'équation de valeur propre suivante [17]

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \left(\frac{1}{p^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{q^2} \right) \quad (I.32)$$

Pour un ensemble donné des paramètres k_0, a, n_1 et n_2 , l'équation des valeurs propres (I.32) peut être résolue numériquement pour déterminer la constante de propagation β . En général, il peut y avoir plusieurs solutions pour chaque valeur entière de m . Il est usuel d'énumérer ces solutions par ordre numérique décroissant et de les noter par β_{mn} pour un m donné ($n = 1, 2, \dots$). Chaque valeur

β_{mn} correspond à un mode de propagation possible du champ optique dont la distribution spatiale est obtenue à partir des équations. (I.26) (I.31). Puisque la distribution de champ ne change pas avec la propagation à l'exception d'un facteur de phase et satisfait toutes les conditions aux limites, c'est un mode optique de la fibre.

En général, E_z et H_z sont non nuls (sauf pour $m = 0$), contrairement aux guides d'ondes planaires, pour lesquels l'un d'entre eux peut être considéré comme nul. Les modes de fibre sont donc appelés modes hybrides et sont désignés par HE_{mn} ou EH_{mn} , selon que H_z ou E_z domine. Dans le cas particulier $m = 0$, HE_{0n} et EH_{0n} sont également désignés par TE_{0n} et TM_{0n} , respectivement, puisqu'ils correspondent à des modes de propagation transverse-électrique $E_z = 0$ et transverse $H_z = 0$. Une notation différente LP_{mn} est parfois utilisée pour les fibres à guidage faible [18] pour lesquelles E_z et H_z sont presque nuls (LP signifie modes polarisés linéairement).

Un mode est uniquement déterminé par sa constante de propagation β . Il est utile d'introduire une quantité $n_{eff} = \beta/k_0$, appelée indice de mode ou indice effectif et ayant la signification physique que chaque mode de fibre propage avec un indice de réfraction effectif n_{eff} dont la valeur se situe dans la plage $n_1 > n_{eff} > n_2$. Un mode cesse d'être guidé lorsque $n_{eff} \leq n_2$. Cela peut être compris en notant que le champ optique des modes guidés décroît exponentiellement à l'intérieur de la couche de revêtement depuis

$$K_m(q\rho) = (\pi/2q\rho)^{1/2} \exp(-q\rho) \quad \text{pour } q\rho \gg 1 \quad (I.33)$$

Lorsque $n_{eff} \leq n_2$, $q^2 \leq 0$ de l'équation (I.25) et la décroissance exponentielle ne se produit pas. On dit que le mode atteint la coupure lorsque q devient nul ou quand $n_{eff} = n_2$. De l'équation. (I.24), $p = k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ lorsque $q = 0$. Un paramètre qui joue un rôle important dans la détermination de la condition de coupure est défini comme

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx (2\pi/\lambda) a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (I.34)$$

On l'appelle la fréquence normalisée ($V \propto \omega$) ou simplement le paramètre V . Il est également utile d'introduire une constante de propagation normalisée b

$$b = \frac{\beta/k_0 - n_2}{n_1 - n_2} \quad (I.35)$$

La figure I.4 montre un graphe de b en fonction de V pour quelques modes de fibre d'ordre inférieur obtenus en résolvant l'équation (I.32) des valeurs propres [19]. Une fibre avec une grande valeur de V prend en charge de nombreux modes. Une estimation grossière du nombre de modes pour une telle fibre multimode est donnée par $V^2 / 2$. Cependant, le nombre de modes diminue rapidement lorsque V diminue. Comme le montre la figure I.4, une fibre avec $V = 5$ prend en charge sept modes. Au-dessous d'une certaine valeur de V , tous les modes sauf le mode HE_{11} atteignent la limite. De telles fibres supportent un mode unique et sont dites fibres monomodes.

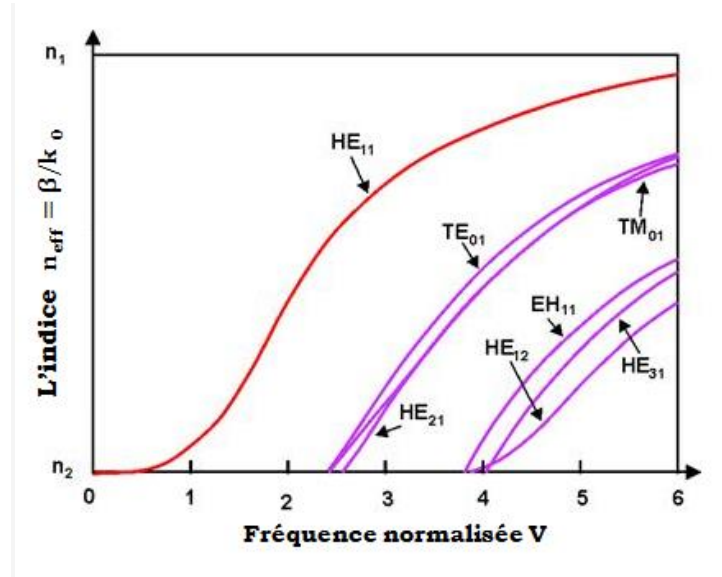


Figure. I.4. l'indice de réfraction effectif n_{eff} en fonction de la fréquence normalisée V pour quelques modes de fibres de faible ordre.

I.4.Fibres monomodes

Les fibres monomodes ne guident que le mode HE_{11} , également appelé mode fondamental de la fibre. La fibre est conçue de telle sorte que tous les modes d'ordre supérieur sont coupés à la longueur d'onde de coupure. Comme le montre la figure I.4, le paramètre V détermine le nombre de modes supportés par une fibre. La condition de coupure des différents modes est également déterminée par V . Le mode fondamental n'a pas de coupure et est toujours supporté par une fibre.

La condition monomode est déterminée par la valeur de V à laquelle les modes TE_{01} et TM_{01} atteignent la valeur limite (voir la figure I.4). Les équations de valeurs propres pour ces deux modes peuvent être obtenues en réglant $m = 0$ dans l'équation (I.32) et sont données par

$$pJ_0(pa)K'_0(qa) + qJ'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (\text{I.36})$$

$$pn_2^2 J_0(pa)K'_0(qa) + qn_1^2 J'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (\text{I.37})$$

Un mode atteint la coupure quand $q = 0$. Puisque $pa = V$ quand $q = 0$, la condition de coupure pour les deux modes est simplement donnée par $J_0(V) = 0$. La plus petite valeur de V pour laquelle $J_0(V) = 0$ est 2,405. Une fibre conçue de telle sorte que $V < 2,405$ ne supporte que le mode HE_{11} fondamental. C'est la condition monomode.

Nous pouvons utiliser l'équation (I.34) pour estimer le rayon de base des fibres monomodes utilisées dans les systèmes à ondes lumineuses. Pour la plage de longueur d'onde de fonctionnement de 1,3 à 1,6 μm , la fibre est conçue spécifiquement pour devenir monomode pour $\lambda > 1,2 \mu\text{m}$. En prenant $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,45$ et $\Delta = 5 \times 10^{-3}$, l'équation (I.34) montre que $V < 2,405$ pour un rayon de cœur $a < 3,2 \mu\text{m}$. Le rayon de cœur requis peut être augmenté à environ 4 μm en diminuant à 3×10^{-3} . En effet, la plupart des fibres de télécommunication sont atteintes avec un $\approx 4 \mu\text{m}$.

L'indice de mode n_{eff} à la longueur d'onde de fonctionnement peut être obtenu en utilisant l'équation (I.35), selon lequel

$$n_{\text{eff}} = n_2 + b(n_1 - n_2) \approx n_2(1 + b\Delta) \quad (\text{I.38})$$

et en utilisant la Fig. I.4, qui fournit en fonction de V pour le mode HE_{11} . Une approximation analytique pour b est [20]

$$b(V) \approx (1.1428 - 0.9960/V)^2 \quad (\text{I.39})$$

et est précis à 0,2% près pour V dans la plage 1,5-2,5.

La distribution de champ du mode fondamental est obtenue en utilisant les équations. (I.27) - (I.31). Les composantes axiales E_z et H_z sont assez petits pour $\Delta \ll 1$. Par conséquent, le mode HE_{11} est polarisé approximativement linéairement pour les fibres à faible guidage. Il est également appelé LP_{01} , suivant une terminologie alternative dans laquelle tous les modes de fibre sont supposés être polarisés linéairement. L'une des composantes transversales peut être considérée comme nulle pour un mode polarisé linéairement [20]. Si nous définissons $E_y = 0$, la composante E_x du champ électrique pour le mode HE_{11} est donnée par

$$E_x = E_0 \begin{cases} [J_0(\rho\rho)/J_0(\rho a)]\exp(i\beta z); & \rho \leq a \\ [K_0(\rho\rho)/K_0(\rho a)]\exp(i\beta z); & \rho > a \end{cases} \quad (\text{I.40})$$

où E_0 est une constante liée à la puissance portée par le mode. La composante dominante du champ magnétique correspondant est donnée par $H_y = n_2 (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_x$. Ce mode est polarisé linéairement le long de l'axe x . La même fibre supporte un autre mode linéairement polarisé le long de l'axe des y . En ce sens, une fibre monomode prend en charge deux modes polarisés orthogonalement qui sont dégénérés et ont le même indice de mode [21].

I.5. Caractéristiques de la fibre optique

1.5.1. L'atténuation dans les fibres optiques

Dans des conditions assez générales, les variations de la puissance optique moyenne P d'un flux binaire se propageant à l'intérieur d'une fibre optique sont régies par la loi de Beer :

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P \quad (\text{I.41})$$

où α est le coefficient d'atténuation. Bien que désigné par le même symbole que le coefficient d'absorption dans l'équation (I.11), α dans l'équation (I.41) comprend non seulement l'absorption des matériaux mais également d'autres sources d'atténuation de puissance. Si P est la puissance lancée à l'extrémité d'entrée d'une fibre de longueur L , la puissance de sortie P_{out} d'équation (I.41) est donnée par

$$P_{\text{out}} = P_{\text{in}} \exp(-\alpha L) \quad (\text{I.42})$$

Il est courant d'exprimer α en unités de dB / km en utilisant la relation

$$\alpha(\text{dB/km}) = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \right) \approx 4.343\alpha \quad (\text{I.43})$$

et l'appeler le paramètre de perte de fibre.

L'atténuation de la fibre optique (en silice) est liée à plusieurs causes. D'une part, la lumière est partiellement absorbée par la matière dans l'infra-rouge et dans l'ultra-violet. Par ailleurs, une quantité résiduelle d'eau, incorporée sous forme d'ions OH^- au cours de la fabrication, peut être responsable d'un pic d'atténuation, bien visible sur la courbe ci-contre au voisinage de $1,4 \mu\text{m}$. Par ailleurs, les inhomogénéités de matière (matrice de silice), sont responsables d'une diffusion partielle de la lumière, appelée diffusion Rayleigh. La courbe de la figure I.5 fait apparaître des longueurs d'onde privilégiées. Au voisinage de $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$, on note la présence d'un minimum relatif des pertes de propagation, tandis qu'au voisinage de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, les pertes sont les plus faibles [22]. C'est la raison pour laquelle les télécommunications par fibre optique s'effectuent principalement autour de cette dernière longueur d'onde. L'atténuation est alors de l'ordre de $0,2 \text{ dB/km}$, ce qui signifie que la lumière peut parcourir 100 km avant que son niveau de puissance ne soit divisé par 100.

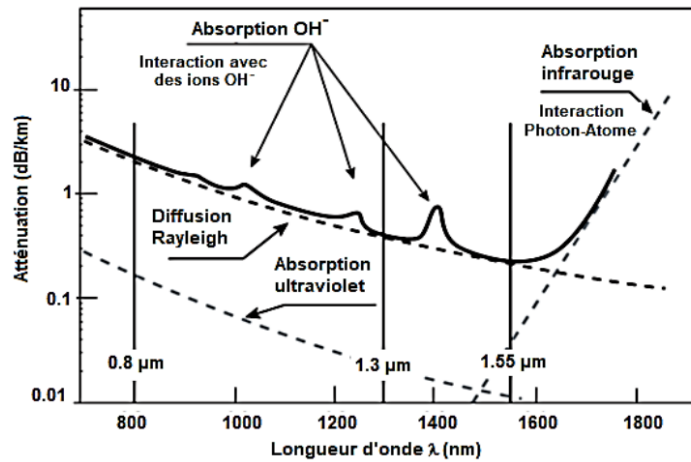


Figure.I.5. Pertes de propagation de la fibre optique.

1.5.2. L'ouverture numérique

L'ouverture numérique d'une fibre est une mesure de la capacité de collecte de lumière de la fibre. Pour une fibre à pas progressif à grand cœur, c'est l'angle maximum qu'un rayon peut faire avec l'axe de la fibre tout en subissant une réflexion interne totale (figure I.2). D'après la géométrie de la figure I.2,

$$\sin\theta_i = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1(2\Delta)^{1/2} \quad (\text{I.44})$$

$$\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx (2\Delta)^{1/2} \quad (\text{I.45})$$

Où $\Delta = (n_1 - n_2) / n_2$. La valeur de l'ouverture numérique change légèrement par rapport aux valeurs calculées en équation (I.44) pour la fibre d'indice de pas monomode car l'analyse des rayons n'est plus strictement valable et les effets de diffraction doivent être pris en compte. L'ouverture numérique d'une fibre à indice gradué est définie légèrement différemment et est fonction de la distance par rapport au centre du cœur

$$NA(r) = \sqrt{n^2(r) - n_2^2} \quad (I.46)$$

où $n(r)$ est le profil d'indice (typiquement quadratique). L'ouverture numérique est désormais fonction de r et est maximale pour un faisceau mince le long de l'axe [23]. Les valeurs de l'ouverture numérique varient de $\approx 0,13$ pour une fibre à pas d'indice monomode à $\approx 0,3$ pour une fibre à indice gradué à grand cœur.

I.5.3. La dispersion

Dans le cas des fibres monomodes, il est possible de distinguer deux composants de dispersion : le matériau et la dispersion du guide d'ondes. La dispersion du matériau est une dépendance de la longueur d'onde de l'indice de réfraction du matériau fibreux. La dispersion du guide d'ondes dépend de la géométrie de la fibre et du profil d'indice de réfraction.

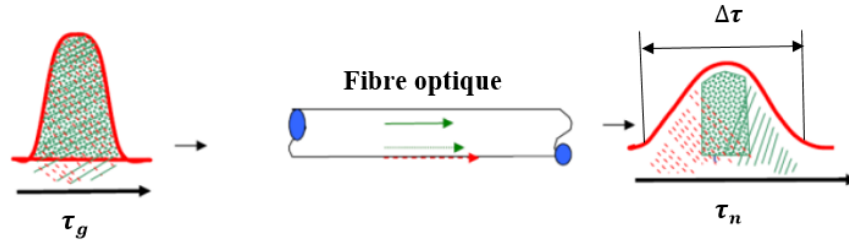


Figure.I.6. La dispersion de la lumière se propageant dans la fibre optique.

Le dernier composant est appelé dispersion de profil [24]. La dispersion chromatique des fibres peut être définie comme :

$$D_{\text{chrom}} = \frac{\Delta\tau_g}{L\Delta\lambda} \quad (I.47)$$

$\Delta\tau_g$: est l'élargissement total des impulsions

$$\Delta\tau_g = D_{\text{chrom}}(\lambda)L\Delta\lambda \quad (I.48)$$

$\Delta\lambda$: est la largeur spectrale de la source optique.

L'élargissement des impulsions dû à la dispersion du matériau se produit lorsque la vitesse de phase varie de manière non linéaire avec la longueur d'onde i. e. le deuxième différentiel

d'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde n'est pas égal à zéro. L'élargissement d'impulsion provoqué par la dispersion du matériau peut être obtenu à partir du temps de groupe par unité de longueur :

$$\tau_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(n_1 - \frac{\lambda dn_1}{d\lambda} \right) \quad (\text{I.49})$$

Le temps d'impulsion est donné par :

$$\tau_n = \frac{L}{c} \left(n_1 - \frac{\lambda dn_1}{d\lambda} \right) \quad (\text{I.50})$$

L'élargissement d'impulsion peut être obtenu comme premier terme de l'expansion de la série Taylor :

$$\Delta\tau = \Delta\lambda \frac{d\tau_n}{d\lambda} \quad (\text{I.51})$$

La dispersion du guide d'ondes est causée par la dépendance de la longueur d'onde de la vitesse du groupe due à la géométrie spécifique de la fibre. Les fibres monomodes présentent une dispersion de guide d'ondes lorsque $\frac{d\beta}{d\lambda} \neq 0$.

La dispersion totale des fibres est une combinaison du matériau et de la dispersion du guide d'ondes. Pour le verre de silice, la dispersion du matériau est dominante et la valeur de dispersion nulle ne se produit approximativement à 1280 nm.

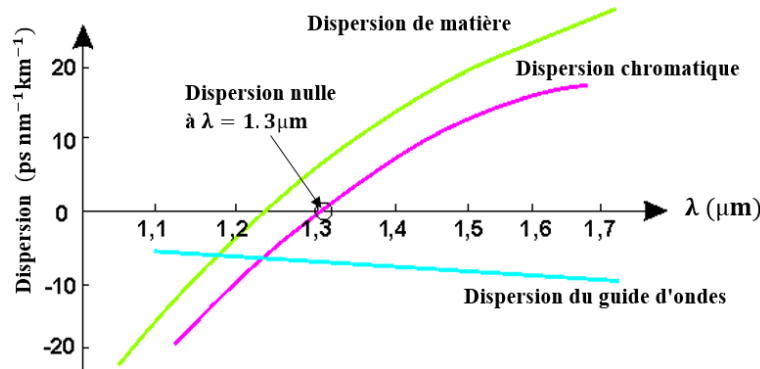


Figure.I.7. Caractéristique de dispersion d'une fibre de silice monomode.

La longueur d'onde de dispersion nulle peut être décalée vers une région de longueur d'onde plus longue en utilisant des dopants ou en modifiant la géométrie des fibres. La diminution du diamètre du cœur ou / et de l'indice de réfraction fractionnaire entraîne une augmentation du terme de dispersion du guide d'onde.

Les caractéristiques de dispersion de trois principaux types de fibres monomodes sont illustrées ci-dessous. Des caractéristiques de dispersion décalée et de dispersion aplatie peuvent être obtenues en utilisant des profils d'indice de réfraction spécifiques.

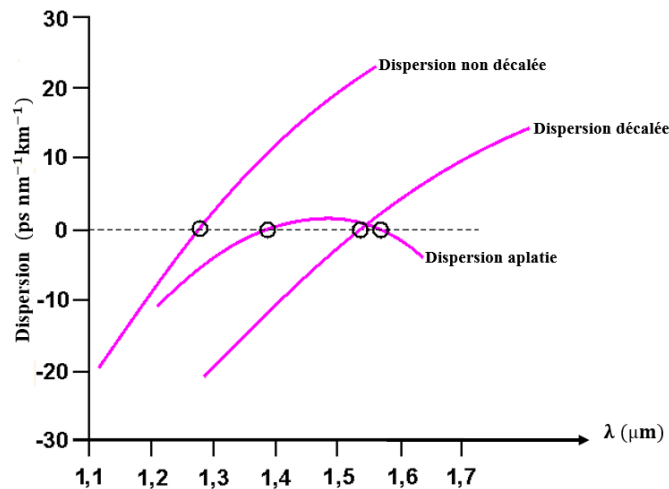


Figure.I.8. Caractéristiques de dispersion des fibres monomodes à dispersion non décalée, décalée et aplatie par dispersion.

I.5.4. Bande passante

La bande passante est l'un des paramètres les plus importants pour définir la capacité maximale de transmission d'une fibre optique. Physiquement les limites d'une bande passante dépendent des facteurs atténuants la transmission qui sont la dispersion modale et chromatique, la bande passante d'une fibre n'est donc pas une caractéristique intrinsèque, elle peut être influence par des paramètres externes qui dépendent des équipements de la source, l'utilisation de la relation $B_T \leq \frac{1}{2\sigma}$ et la connaissance de la variation du temps de groupe ,permet de calculer les bandes passantes dues aux différentes dispersion chromatiques B_{Chr} est modale B_{Mod}

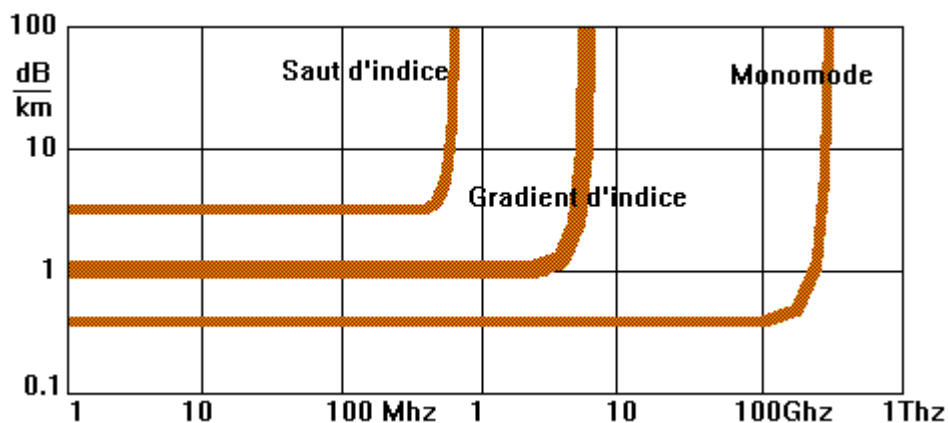


Figure.I.9. La bande passante pour fibre multimode et fibre monomode.

La définition de la bande passante totale B_T qui dépend de l'effet des deux phénomènes de dispersion modale et chromatique, permettra de stabiliser la fréquence maximale transmissible en ligne [25]. La bande totale est définie par l'expression :

$$B_T = \sqrt{\frac{1}{(1/B_{Chr})^2 + (1/B_{Mod})^2}} \quad (I.52)$$

B_{Mod} : Bande résultante de la dispersion modale

B_{Chr} : Bande dérivante de la dispersion chromatique

Dans les fibres multimodes, la bande totale dépend uniquement de la bande modale

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une brève introduction sur les fibres optique et leurs caractéristiques principales : L'ouverture numérique, la bande passante, l'atténuation, et la dispersion. Ces fibres restent toujours en développement. Le diamètre du cœur de la fibre peut définir le nombre de modes guidés avec une longueur d'onde bien défini. Jusqu'à nos jours, les fibres optiques nécessitent des composants optiques d'extrémités pour l'injection de la lumière (laser, diode laser), ou pour leur couplage avec d'autres systèmes optoélectroniques ; ex : les récepteurs (photodétecteurs). La qualité de transfert lumineux est évaluée par un facteur appelé « efficacité de couplage » ou « coupling efficiency » développé dans ce travail. Ces systèmes sont connus sous le nom microcollimateur.

Références

- [1] J. Tyndall, Proc. Roy. Inst. **1**, 446 (1854).
 - [2] J. L. Baird, British Patent 285,738 (1927).
 - [3] H. Lamm, Z. Instrumentenk. **50**, 579 (1930).
 - [4] A. C. S. van Heel, Nature **173**, 39 (1954).
 - [5] N. S. Kapany, J. Opt. Soc. Am. **49**, 779 (1959).
 - [6] N. S. Kapany, Fiber Optics: Principles and Applications, Academic Press, San Diego, CA, 1967.
 - [7] K. C. Kao and G. A. Hockham, Proc. IEE **113**, 1151 (1966); A. Werts, Onde Electr. **45**, 967 (1966).
 - [8] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, Appl. Phys. Lett. **17**, 423 (1970).
 - [9] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyoshita, Electron. Lett. **15**, 106 (1979).
 - [10] M. J. Adams, An Introduction to Optical Waveguides, Wiley, New York, 1981.1
 - [11] J. A. Buck, Fundamentals of Optical Fibers, Wiley, New York, 1995.
 - [12] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, 7th ed., Cambridge University Press, New York, 1999.
 - [13] P. Diamant, Wave Transmission and Fiber Optics, Macmillan, New York, 1990, Chap. 3.
- REFERENCES 75.

- [14] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed., Academic Press, San Diego, CA, 2001.
- [15] A.W. Snyder and J. D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman & Hall, London, 1983.
- [16] M. Abramowitz and I. A. Stegun, Eds., Handbook of Mathematical Functions, Dover, New York, 1970, Chap. 9.
- [17] D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides, 2nd ed., Academic Press, San Diego, CA, 1991.
- [18] D. Gloge, Appl. Opt. **10**, 2252 (1971); **10**, 2442 (1971).
- [16] T. Li, Ed., Optical Fiber Communications, Vol. 1, Academic Press, San Diego, CA, 1985.
- [19] D. B. Keck, in Fundamentals of Optical Fiber Communications, M. K. Barnoski, Ed., Academic Press, San Diego, CA, 1981.
- [20] E. G. Neumann, Single-Mode Fibers, Springer, New York, 1988.
- [21] C. DeCusatis, Opt. Eng. **37**, 3082 (1998).
- [22] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyoshita, Electron. Lett. **15**, 106 (1979).
- [23] J-P. Goure, I. Verrier « Optical Fibre Devices » IOP Publishing Ltd 2002.
- [24] Philippe Surmely « La fibre optique: technologies et applications » Masson, 1995.
- [25] Michel Morvan « Caractéristiques du canal optique de transmission » Séminaire Communications Numériques, 2 avril 2009, Département d'optique Telecom Bretagne.

CHAPITRE II



LES MICROCOLLIMATEURS

II.1 Introduction

L'utilisation des microcollimateurs a pour objectif l'amélioration du couplage optique entre la fibre optique et les autres composants optiques et/ou optoélectroniques (fibres optiques, source laser, photo-détecteur...etc.). Dans cette partie, on donnera un aperçu sur les méthodes et techniques utilisées pour fabriquer des microcollimateurs au bout des fibres optiques.

II.2 Types de microcollimateurs

Il en existe deux classes

II.2.1 Les microlentilles intrinsèques : ces microlentilles sont directement fabriquées à l'extrémité de la fibre optique, par une transformation de l'extrémité de la fibre elle-même ou par d'autres moyens que nous allons voir par la suite, cependant ces microlentilles après création ne peuvent en aucun cas être détachées de la fibre [1].

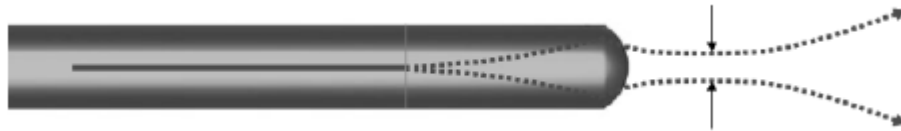


Figure II.1. Exemple pour microcollimateur intrinsèques

II.2.2 Les microlentilles extrinsèques qui correspondent aux lentilles séparées de la fibre optique et qui peuvent être déplacé [2]

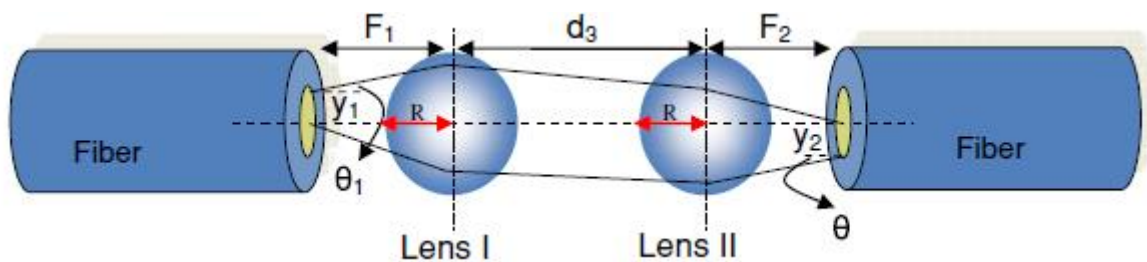


Figure II.2. Exemple pour microcollimateur extrinsèques.

II.3. L'état de l'art sur les techniques de fabrication de réseaux de microlentilles :

II.3.1. La méthode de Fabrication de réseaux de microlentilles réfractives par la technique résist-fusion ou de résistance à la fusion

De nombreuses techniques de fabrication adaptées aux réseaux de microlentilles réfractives ont été développées par une technique de résist-fusion ou de fusion par résistance.. Il utilise uniquement des équipements et des procédés semi-conducteurs standard (revêtement de réserve, photolithographie,

traitement par voie humide, gravure, etc.) et permet de fabriquer de grands réseaux de microlentilles d'excellente qualité optique pour les longueurs d'onde allant de l'ultraviolet profond à l'infrarouge lointain [3].

Une succession de couches minces ($0,5\text{--}1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur) de résine photosensible positive est appliquée par centrifugation sur une plaque de verre, suivie d'une polymérisation. Une uniformité de l'ordre de 2% est obtenue pour les couches de réserve épaisses. Après une pré-cuisson à $80\text{--}90\text{ }^{\circ}\text{C}$, un masque de chrome sur verre est copié par contact dans un dispositif d'alignement de masque, comme le montre la figure II.3.

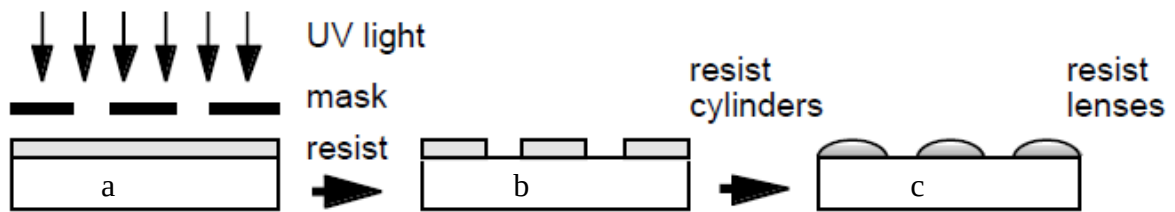


Figure II.3. Fabrication de microlentilles réfractives par le procédé de résist–fusion ou de fusion par résistance. a) photolithographie ; (b) développer et (c) fondre la structure de réserve.

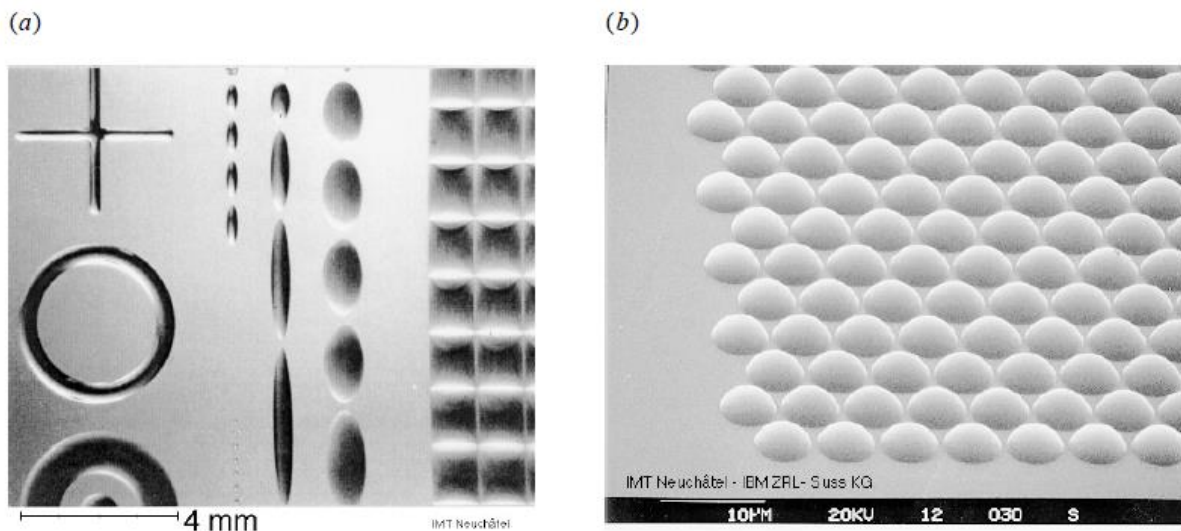


Figure II.4. Réseaux de microlentilles fabriqués par la méthode de résist–fusion. (a) des lentilles elliptiques, rectangulaires et circulaires et (b) une image MEB de très petites microlentilles ($\varnothing 5\text{ }\mu\text{m}$, hexagonales densément emballées).

Il est obtenu, un réseau de cylindres de résine photosensible qui seront fondus dans un four.

La procédure de fusion elle-même est assez simple à réaliser. Une structure en résine fondue agira toujours comme une microlentille. Une optimisation minutieuse de toutes les étapes de traitement est nécessaire.

Pour différents diamètres, hauteurs et types de lentilles (différentes densités de garnissage, taille de la matrice, matériau du substrat), tous les paramètres du processus tels que l'énergie d'exposition, le développement, la pré-cuisson, le refroidissement, les conditions de stockage, la figure II.4 montre

différents types de réseaux de microlentilles fabriqués par résist–fusion comme décrit ci-dessus.

II.3.2. Le processus de fabrication d'une ESMA (eyeball-like spherical micro-lens array)

Le processus de fabrication d'une ESMA est différent du processus de résist–fusion thermique traditionnel. Une résine photosensible épaisse SU-8 a été choisie pour fabriquer l'ESMA en raison de sa plus grande transparence à la lumière et de son excellente résistance mécanique. L'étude explore le processus d'extrusion du SU-8 vers une ESMA à l'aide d'une buse. À base de SU-8 d'un diamètre de 40 μm à 80 μm définie dans la face de la plaquette en utilisant la lithographie [4].

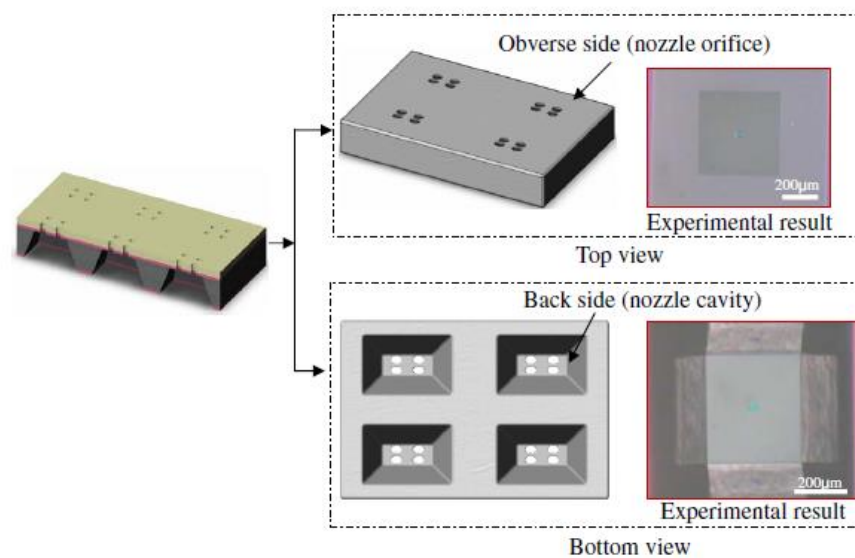


Figure II.5. Illustration de la structure de la buse.

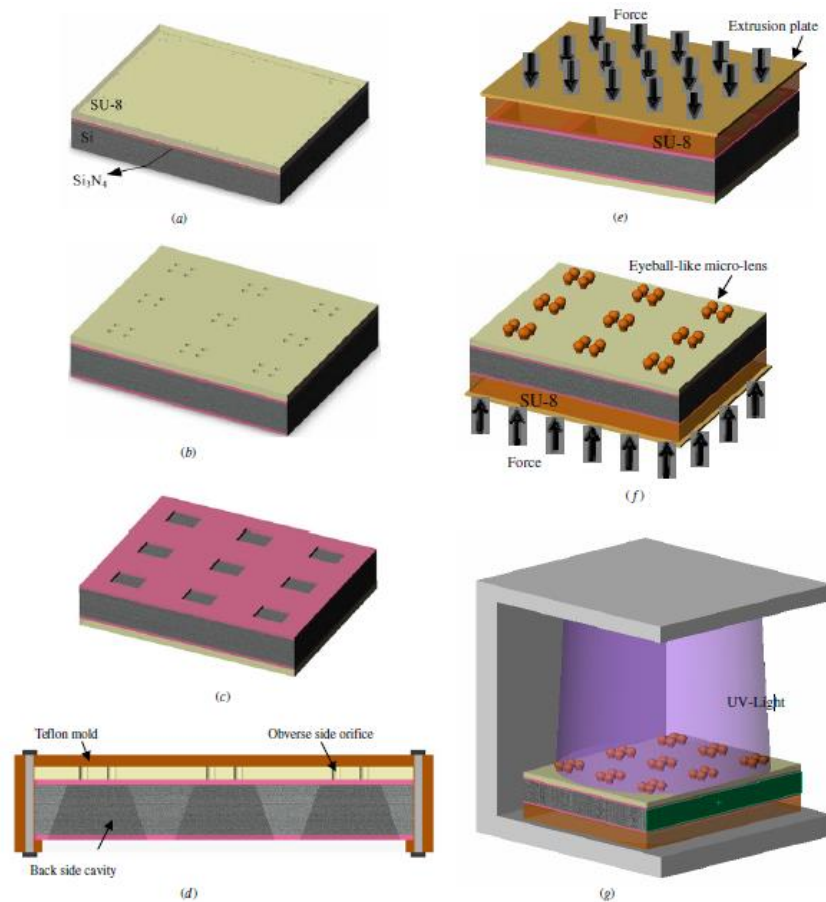


Figure II.6. Diagramme de processus pour un réseau de microlentilles sphériques : (a) déposer du nitrure de silicium et du photorésist SU-8, (b) définir un orifice de buse par photolithographie (côté avers), (d) gravure en vrac à l'arrière avec protection en téflon, (e) processus d'extrusion I (vue de dessous), (f) processus d'extrusion II (vue de dessus) et (g) exposition sans masque (exposition par inondation).

le résultat expérimental de la buse est illustré à la figure II.5.. La figure II.6 montre schématiquement l'organigramme de fabrication de l'ESMA. La figure II.6 (f) montre le polymère SU-8 extrudé sur le côté opposé, suivi par le processus d'exposition sans masque pour durcir un ESMA au lieu du processus de résist-fusion thermique traditionnel, comme le montre la figure II.6 (g). Le SU-8 est appliqué sur la plaque d'extrusion, ce qui permet de bien contrôler l'épaisseur.

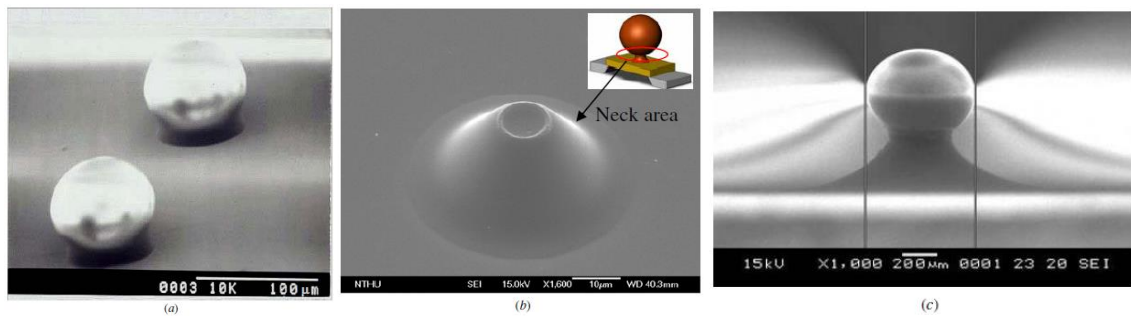


Figure II.7. (a) Image MEB de la microlentille sphérique en forme de globe oculaire de diamètre 80 μm , (b) Image de la microlentille sphérique et (c) microlentille sphérique de diamètre 550 μm .

II.3.3. La méthode de Fabrication d'un réseau de microlentilles sphériques de type boule pour le couplage de fibres optiques

Cette technique présente une microlentille de type boule faite de résine photosensible SU-8, qui permet à la lumière de se concentrer dans toutes les directions sur la surface du substrat et offre ainsi une flexibilité d'application. Elle a développé un procédé discontinu à basse température qui utilise la lithographie UV pour le modelage, l'usinage en vrac pour la fabrication de buses, puis le SU-8 à travers des buses pour la formulation de billes. Un réseau de lentilles 24 x 24 a été fabriqué. Les micro-billes peuvent être réalisées avec des diamètres de 80 à 500 μm et des focales de 50 à 300 μm . [5].

La conception de base pour fabriquer une boule sphérique basée sur l'utilisation d'un SU-8 est illustrée à la figure II.8.

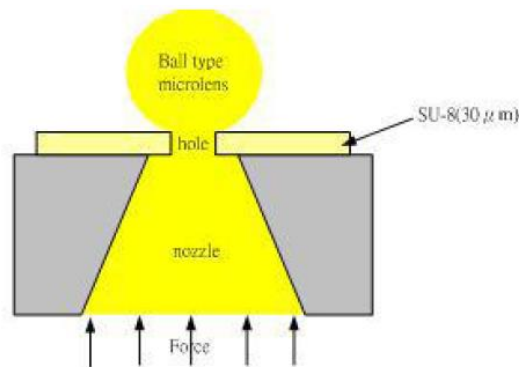


Figure II.8. Conception de la structure des lentilles microbilles.

L'idée est de former un motif de buses, puis de presser SU-8 fondu à travers la buse pour l'arrondir dans une forme sphérique par tension de surface et cohésion. Pour se faire, une structure de buse représentée sur la figure II.9 est d'abord fabriquée.

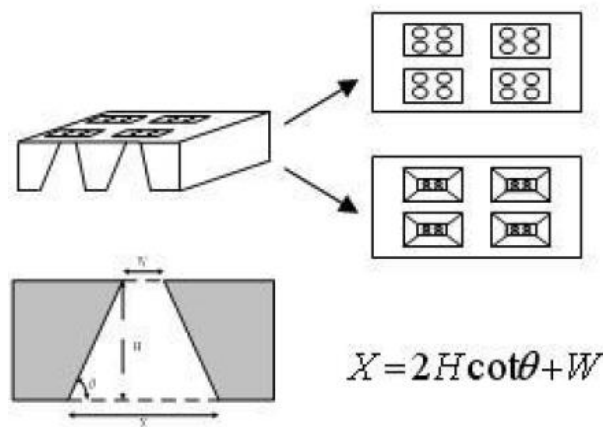


Figure II.9. Illustration de la buse caressante

La figure II.10 illustre le processus de fabrication des lentilles microbilles passés par plusieurs étapes.

Le dépôt de nitrure de silicium est déposé sur une tranche de silicium, figure II.10 (a). Un côté de la tranche est ensuite centrifugé avec du SU-8 de 30 μm d'épaisseur. Formation de trous sur la couche SU-8, figure II.10 (b).

La figure II.10 (c), réalisation de la structure de buse par gravure à travers une plaquette. Un moule en téflon est utilisé pour protéger le reste de la microstructure comme indiqué sur la figure II.10 (d). Le micro-moule est fabriqué comme illustré sur la figure II.10 (e) ;

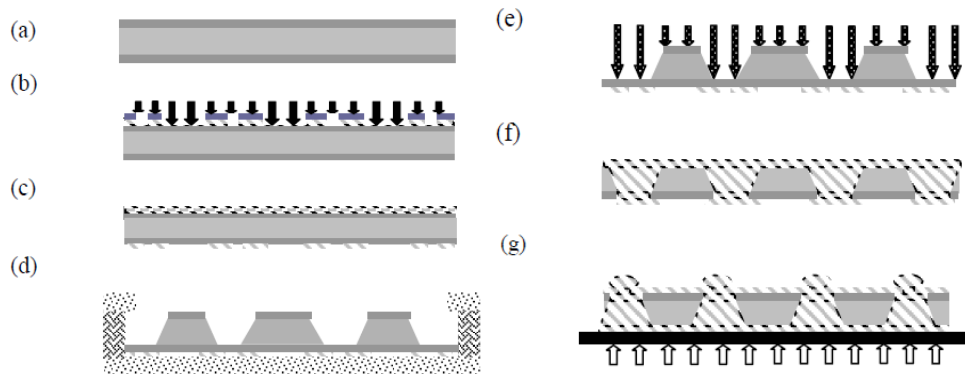


Figure II.10. Organigramme de processus pour lentille microbille.

La lentille microbille est obtenue en versant du SU-8 fondu sur le moule, figure II.10 (f). Une machine de pressage est ensuite utilisée pour pousser le SU-8 hors de la buse comme indiqué sur la figure II.10 (g). Les micro-balles sont formées par un équilibre des forces entre la tension superficielle et la cohésion.

La figure II.11, montre l'image du micro-moule prise au microscope. L'image indique que ce moule ne produit qu'une seule balle à partir de chaque buse. La forme carrée sur l'image est l'ouverture d'une buse et le cercle au milieu du moule est le trou où se trouve la lentille microbille.



Figure II.11. Image de micro moule sous un microscope.

La figure II.12 regroupe les images d'une lentille microbille prises à l'aide d'un microscope. Comme le montre la figure II.12 (a), la micro-balle n'a pas montré une forme de boule sphérique si elle ne passait pas par le processus de résist-fusion thermodurcissable final. La figure II.12 (b) montre qu'une buse peut alimenter avec succès un réseau de lentilles microbilles 3 x 3. Les figures II.12 (c)

et (d) montrent la vue en coupe et la vue de dessus d'une micro-balle réalisée avec succès.

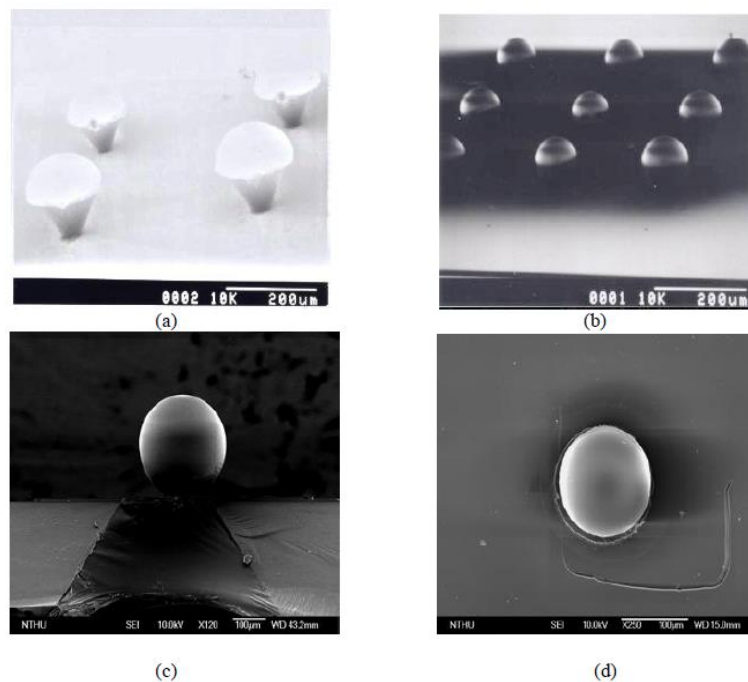


Figure II.12. Images SEM de microbilles (a) microbille défailante qui n'a pas subi le processus de résist-fusion à 90 °C , (b) une buse alimente un réseau de lentilles microbilles 3 x 3, (c) vue en coupe et (d) vue de dessus d'un réussi à faire des microbilles.

II.3.4. Fabrication d'un réseau de micro-lentilles PDMS à l'aide d'un revêtement par rotation sous un système multiphasique

La technique basée sur une méthode de fabrication d'un réseau de microlentilles en polydiméthylsiloxane (PDMS) en utilisant une technique de revêtement par rotation simple. Le PDMS étant un matériau idéal pour les microlentilles en raison de ses bonnes propriétés optiques et de son faible coût. Le réseau de microlentilles, formé sous un système dominé par la tension interfaciale, et l'influence des propriétés du matériau et des paramètres du processus sur la forme de la lentille fabriquée sont examinés. Les lentilles fabriquées à l'aide de cette méthode présentent des propriétés optiques comparables, notamment en termes de finition de surface et de qualité d'image, avec un coût et un délai de fabrication réduits [6].

Les figures II.13. (a) et (b) montrent le processus de fabrication d'un réseau de microlentilles. Le substrat en acier inoxydable perforé (38,1 mm × 38,1 mm × 0,127 mm) qui a été découpé dans une feuille d'acier inoxydable perforé, a été placé sur un support en acrylique. Le support en acrylique a été fabriqué à l'aide d'un graveur laser pour graver une ouverture carrée de 25,4 mm × 25,4 mm et de 1,5 mm de profondeur au centre de l'acrylique.

Du PDMS prémélangé est injecté à l'aide d'une seringue (figure II.13 (a)). Une couche PDMS uniforme après centrifugation. En raison de la géométrie des trous et de la force capillaire et de la gravité, une protubérance s'est formée dans chaque trou et peut être utilisée comme microlentille

après durcissement (figure II.13 (c)). Des lentilles de forme concave ou convexe (figures II.13 (d) et (e)) sont obtenues en ajustant la combinaison de la tension interfaciale PDMS / acier, de la tension interfaciale PDMS / air et de l'acier / tension interfaciale de l'air. La figure II.13 (d) montre le schéma d'une lentille plan-concave. Il s'agit d'une lentille négative principalement utilisée pour la lumière divergente. Le rayon de courbure et la distance focale peuvent être calculés. La figure II.13 (e) montre le schéma d'une lentille plan-convexe.

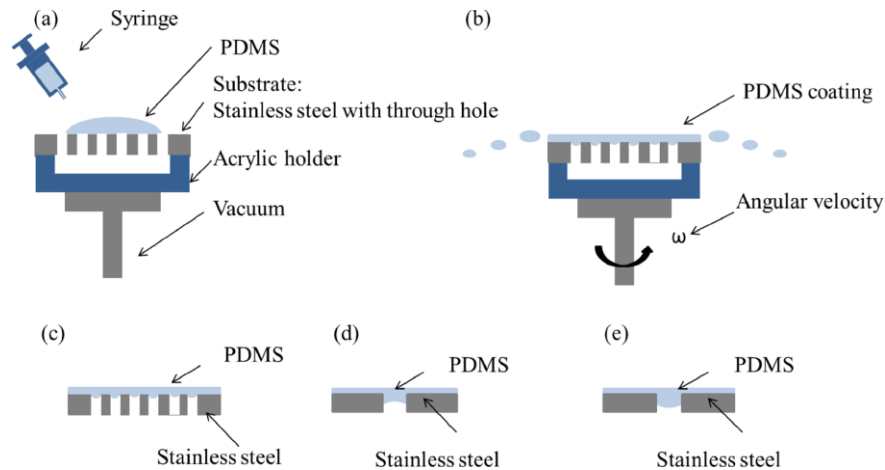


Figure II.13. Schéma de la méthode : (a) application du PDMS ; (b) rotation ; (c) séchage ; (d) lentille plan-concave ; (e) lentille plan-convexe

II.4. Quelques méthodes de fabrication de micro-lentille extrinsèque

II.4.1. Méthode de Fabrication des micro-lentilles en polymère au sommet de la fibre optique.

Cette méthode de fabrication basée sur l'utilisation d'un adhésif durcissable aux UV (Norland) pour la fabrication de micro-lentilles sur la pointe de la fibre. L'approche de base de cette fabrication consiste à plonger la pointe de fibre clivée dans de l'adhésif non durci et à soulever l'extrémité de l'adhésif afin qu'une goutte de colle adhère à la pointe par la tension de surface.. Ce dernier, a été durci, figure II.14, à l'aide d'un laser à diode violette pour obtenir les paramètres souhaités pour la micro-lentille [7].

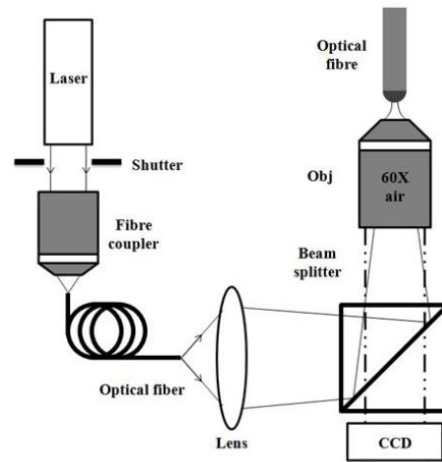


Figure II.14. Schéma du montage de microstick

Les étapes impliquées dans la fabrication de micropointes sont représentées schématiquement sur la figure II.15.

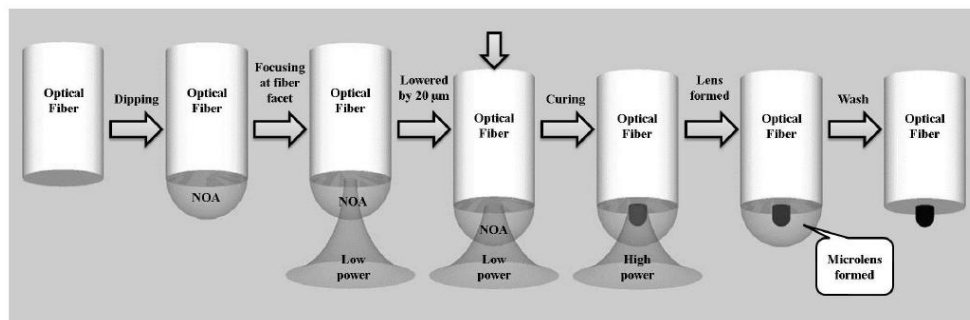


Figure II.15. Étapes impliquées dans la fabrication de microstick au bout d'une fibre.

Après une exposition pendant 5 s, l'adhésif non polymérisé a été retiré à l'aide d'acétone et une microlentille a été créée (figure II.16.)

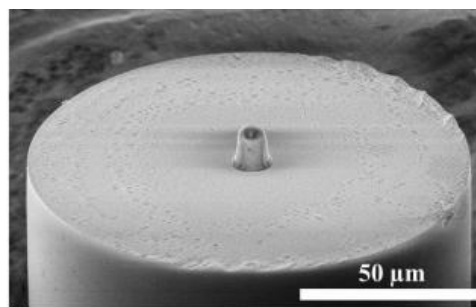


Figure II.16. Images SEM du microstick fabriqué à l'extrémité d'une fibre monomode

II.4.2. Méthode de fabrication de microcollimateur a microlentille de forme hémisphérique par décharge électrique

Les microlentilles hémisphériques sont fabriquées sur la face avant du SMF en appliquant la

méthode de l'arc à décharge haute fréquence. Le processus de fabrication est illustré schématiquement sur la figure II.17 (étapes (a) à (c)). Une soudeuse à arc électrique est utilisée pour joindre une SMF et une fibre en silice uniforme (indice de réfraction continu, sans cœur) [8].

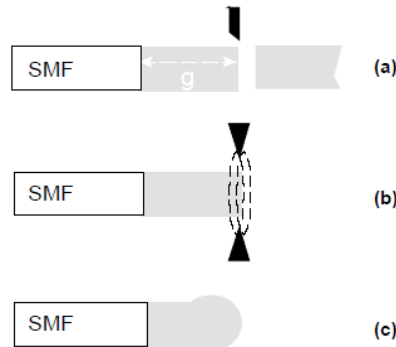


Figure II.17. Illustration schématique du processus de fabrication des fibres de forme hémisphérique. (a) La tige de silice pure perpendiculaire à leurs axes a été clivée à la longueur g . (b) La face d'extrémité de la tige a été chauffée par décharge électrique. (c) La face d'extrémité de la tige se contracte pour former un hémisphère en raison de la tension de surface.

la fibre de silice pure est ensuite clivée et l'extrémité fondue par l'arc pour former la microlentille hémisphérique, représentée sur la figure II.18 (b).

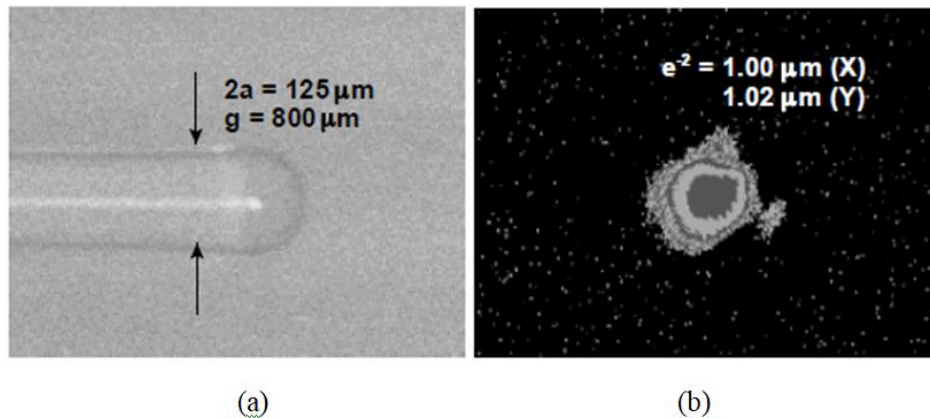


Figure II.18. (a) Une vue latérale de la lentille hémisphérique ; (b) la taille de point mesurée à pleine largeur de $1/e^2$ est de $1,00 \mu m$ (direction x) et de $1,02 \mu m$ (direction y).

II.4.3. Méthode de fabrication d'une microlentille en bout de fibre par inscription directe au laser pour le couplage fibre-diode

La configuration pour la fabrication par écriture directe au laser de microlentilles à fibre est illustrée sur la figure II.19 (supérieure). Essentiellement composé d'un axicon de fibre pour générer des faisceaux de Bessel d'inscription de la microlentille en époxy déposé sur la surface de la SMF et polymérisé UV, d'un système de nano déplacement piézoélectrique 3D, caméra de contrôle. [9].

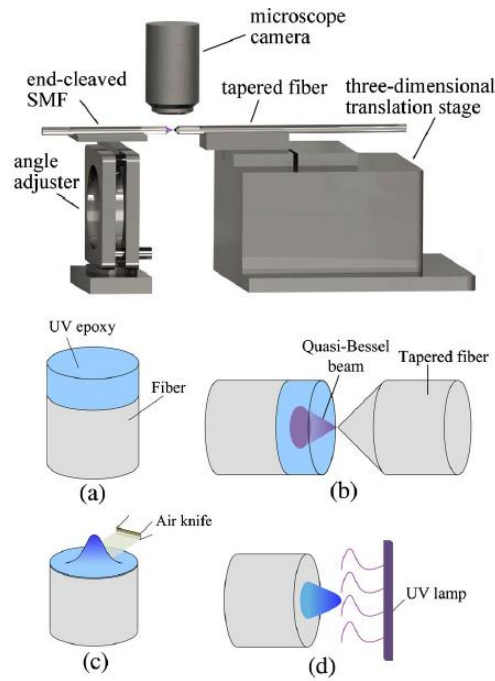


Figure II.19. Schéma (supérieur) de la configuration pour la fabrication de microlentilles à fibre ; (inférieur) (a) revêtement d'un époxy durcissable aux UV sur une extrémité de fibre ; (b) exposition laser avec un faisceau quasi-Bessel ; (c) élimination de l'époxy résiduel à l'aide d'une lame d'air ; d) le séchage UV après exposition.

La figure II.19 (inférieure) (a) - (d) affiche la séquence de fabrication. L'époxy optique durcissable par UV a été appliqué par enduction sur une extrémité de fibre. Avec cette configuration différentes microlentilles sont générées en fonction du profil du faisceau laser et de la taille de l'illumination UV sur l'époxy.. En utilisant des fibres-axicons avec des angles d'apex différents, des microlentilles et des réseaux de lentilles de différentes formes peuvent être fabriqués.

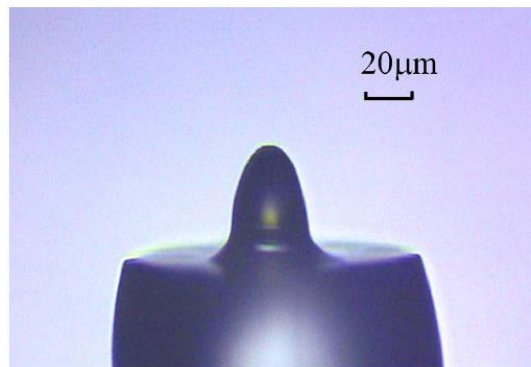


Figure.II.20. Image microscopique d'une microlentille fabriquée sur une extrémité de fibre monomode.

La figure II.20 montre une image microscopique d'une microlentille fabriquée sur la face de l'extrémité SMF. La forme de la microlentille en fibres a une efficacité de couplage optimisée parmi les différentes formes qui ont été fabriquées et mesurées. Les autres formes mesurées avec un rayon de courbure plus grand ou plus petit ont montré des rendements de couplage inférieurs.

II.4.4. Technique de fabrication de microcollimateurs par insertion des microlentilles sphériques dans la cavité conique gravée en bout de fibre par attaque chimique

C'est une technique qui utilise l'insertion de microlentilles sphériques calibrées à l'extrémité des fibres. En effet, dans notre laboratoire (laboratoire d'optique appliquée) [10], nous avons trouvé qu'avant la formation de la pointe au cours de la gravure chimique (HF), il y a une étape intermédiaire. Cette dernière permet d'obtenir une microcavité conique dite « cône concave » (figure II.21).

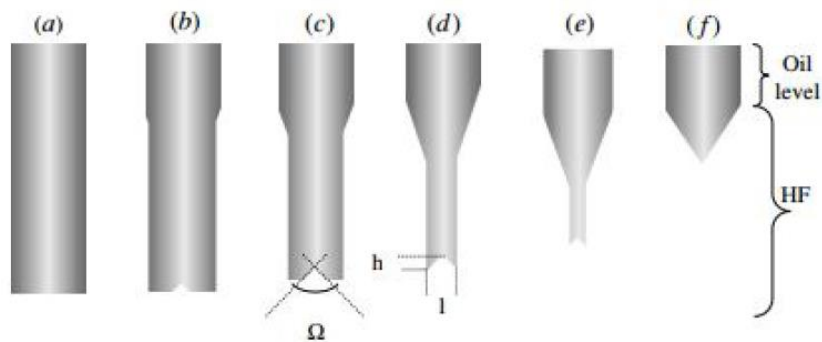


Figure II.21. Les étapes de formation du cône concave.

Les dimensions de ce cône (hauteur h et largeur l) dépendent de la concentration de l'acide HF, la température, et le temps d'immersion, la figure II.22 montre l'évolution des dimensions du cône pour deux types de fibre optique monomode (4/125 μm et 9/125 μm).

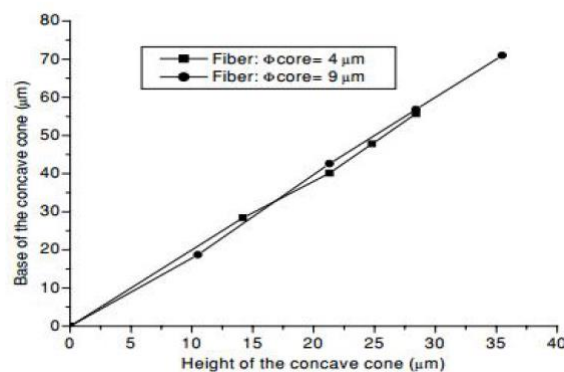


Figure II.22. Evolution de la largeur l par rapport à la hauteur h du cône.

C'est grâce à ce procédé qu'un nouveau type de microcollimateur a été développé. En effet, des microlentilles sphériques ont été injectées dans ce cône (figure II.23). L'intérêt principal pour améliorer l'efficacité de couplage entre la source laser et la fibre optique est l'auto centrage, l'alignement de la lentille avec le cœur et l'élimination des effets d'excentricité intrinsèques des fibres (Décentrage cœur/gaine). [11]

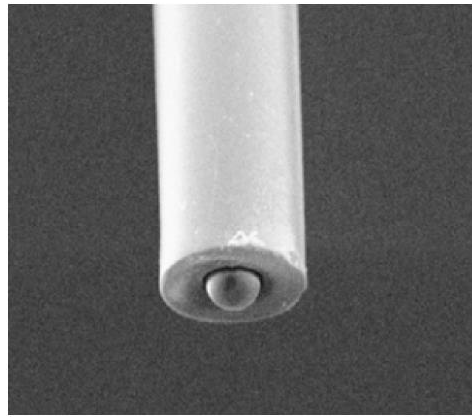


Figure II.23. Image MEB d'une microlentille collée dans le cône concave.

II.5. Quelques méthodes de fabrication d'un microcollimateur intrinsèque

II.5.1. Fabrication d'une microlentille de focalisation directement sur la pointe d'une fibre optique pour un système de tomographie par cohérence optique (OCT)

La technique concerne la réalisation d'une sonde compacte toute-fibre pour un système pour la tomographie par cohérence optique (OCT). En formant une lentille de focalisation directement sur la pointe d'une fibre optique, une sonde pourrait être mise en œuvre. Pour atteindre simultanément une distance de travail suffisamment longue et une bonne résolution latérale, la sonde est réalisée par l'assemblage d'une fibre photonique, de large mode, et un tronçon de fibre uniforme sans cœur (CSF) de mêmes diamètres [12].

Une distance de travail allant jusqu'à 1270 μm , et une résolution transversale de 14: 2 μm ont été obtenues avec la fibre optique PCF mise en œuvre, comparables à celles pouvant être obtenues avec une lentille d'objectif conventionnelle ayant un NA de 0,25 (10 $\times$).

La figure II.24 montre le processus de fabrication de ce type de microlentille.

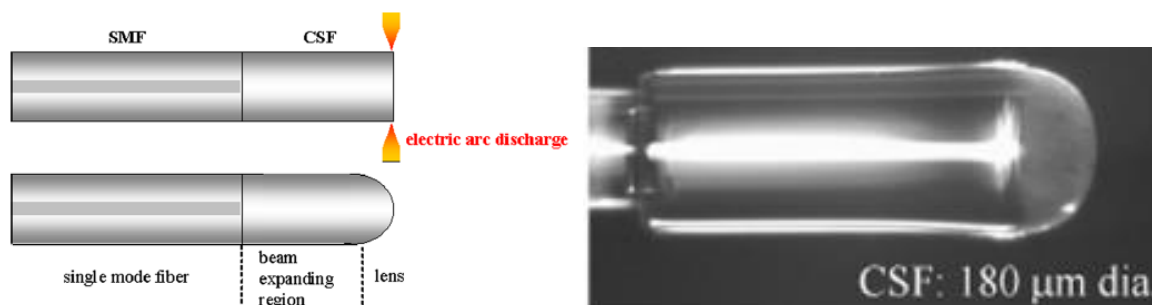


Figure II.24. Procédé de fabrication d'une fibre lentille. Un morceau de LCR est fusionné en une fibre monomode (SMF) et une lentille est formée à l'autre extrémité de la fibre de silice sans noyau (CSF) en utilisant la décharge d'arc électrique d'une épissure par fusion conventionnelle.

II.5.2. Technique d'auto-centrage simple pour monter une microlentille de couplage sphérique sur une fibre :

La méthode décrit le montage et l'alignement de microlentilles sphériques, la technique d'alignement assisté par la lumière laser. Dans cette technique, un faisceau laser est injecté dans une fibre et le diagramme d'émission à la sortie est visualisé sur un écran. Une microsphère est amenée à l'extrémité de sortie et est ensuite positionnée avec des micro positionneurs de haute précision jusqu'à ce que le diagramme soit centré sur le même point que le spot d'origine [13]. Il est ensuite collé sur l'extrémité de la fibre.

Cependant ce processus est compliqué car il est assez difficile de tenir la microsphère. Une lentille typique fixée à une extrémité de fibre est illustrée sur la figure II.25.

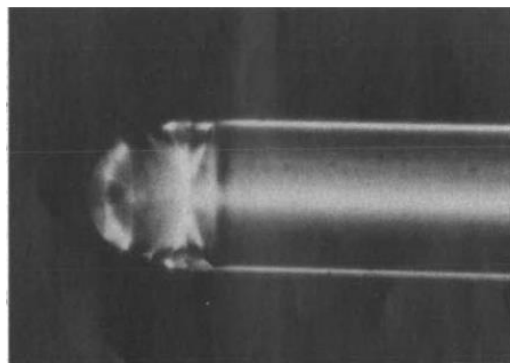


Figure II.25. Photographie d'une microlentille sphérique montée

II.6. Conclusion

Les avantages et les inconvénients des microcollimateurs extrinsèque et intrinsèque sont :

Microcollimateur	Extrinsèque	Intrinsèque
Les avantages	- Un rayon de microlentille connu - Surface sphérique définie - large panneau d'indice de réfraction de lentille disponible - Distance de travail : $\sim 150 \mu\text{m}$	-Précision de centrage $< 1 \mu\text{m}$ -La microlentille est compact
Les inconvénients	- Erreur de centrage $> 1 \mu\text{m}$ - Microlentille instable	-Dimension de rayon de courbure incontrôlable (en raison de l'effet thermique) -plentilles relativement non reproductibles -Distance de travail : $\sim 10\mu\text{m}$

Références

- [1] Kim, J., Han, M., Chang, S., Lee, J. W., & Oh, K. (2004). Achievement of Large Spot Size and Long Collimation Length Using UV Curable Self-Assembled Polymer Lens on a Beam Expanding Core-Less Silica Fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(11), 2499–2501. doi:10.1109/lpt.2004.834907
- [2] Shen, S. C., Pan, C. T., Liu, K. H., Chao, C. H., & Huang, J. C. (2009). Fabrication of an eyeball-like spherical micro-lens array using extrusion for optical fiber coupling. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 19(12), 125017. doi:10.1088/0960 1317/19/12/125017
- [3] Nussbaum, P., Völkel, R., Herzig, H. P., Eisner, M., & Haselbeck, S. (1997). Design, fabrication and testing of microlens arrays for sensors and microsystems. *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A*, 6(6), 617–636. doi:10.1088/0963-9659/6/6/004
- [4] Shen, S. C., Pan, C. T., Liu, K. H., Chao, C. H., & Huang, J. C. (2009). Fabrication of an eyeball-like spherical micro-lens array using extrusion for optical fiber coupling. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 19(12), 125017. doi:10.1088/0960-1317/19/12/125017
- [5] Huang, Y.-R., & Chou, H.-P. (2004). Fabrication of ball-type spherical microlens array for optical fiber coupling. *Micromachining Technology for Micro-Optics and Nano-Optics II*. doi:10.1117/12.524226
- [6] Sun, R., Yang, H., Rock, D. M., Danaei, R., Panat, R., Kessler, M. R., & Li, L. (2017). Manufacturing PDMS micro lens array using spin coating under a multiphase system. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 27(5), 055012. doi:10.1088/1361-6439/aa68c8
- [7] Ma, N., Ashok, P. C., Gunn-Moore, F. J., & Dholakia, K. (2010). Fabrication of polymer microlens at the apex of optical fiber. *Photonics 2010: Tenth International Conference on Fiber Optics and Photonics*. doi:10.1117/12.899114
- [8] Tien, C.-H., Lai, Y.-C., Milster, T. D., & Shieh, H.-P. D. (2002). Design and Fabrication of Fiberlenses for Optical Recording Applications. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41(Part 1, No. 3B), 1834–1837. doi:10.1143/jjap.41.1834
- [9] Zou, H., Huang, H., Chen, S., Li, Q., Fu, J., Lin, F., & Wu, X. (2014). Laser printed fiber microlens for fiber-diode coupling by direct laser writing. *Applied Optics*, 53(36), 8444. doi:10.1364/ao.53.008444 .
- [10] Demagh, N.-E., Guessoum, A., & Aissat, H. (2005). Chemical etching of concave cone fibre ends for core fibre alignment. *Measurement Science and Technology*, 17(1), 119–122. doi:10.1088/0957-0233/17/1/019
- [11] Demagh, N.-E., Guessoum, A., Zegari, R., & Gharbi, T. (2011). Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone-etched fibre. *Measurement Science and*

Technology, 22(11), 115302. doi:10.1088/0957-0233/22/11/115302

[12] Ryu, S. Y., Choi, H. Y., Na, J., Choi, W. J., & Lee, B. H. (2008). Lensed fiber probes designed as an alternative to bulk probes in optical coherence tomography. *Applied Optics*, 47(10), 1510. doi:10.1364/ao.47.001510

[13] Dakss, M. L., & Kim, B. (1980). Simple self-centring technique for mounting microsphere-coupling lens on a fibre. *Electronics Letters*, 16(12), 463. doi :10.1049/el:19800326

CHAPITRE III



FAISCEAUX GAUSSIENS

III.1. Introduction

Les ingénieurs et les chercheurs en optique travaillent sur les faisceaux laser et les systèmes optiques comme outils habituels dans leurs domaines spécifiques. La connaissance des caractéristiques particulières de la propagation des faisceaux laser dans les systèmes optiques doit constituer l'une des clés de voûte de leur travail et la définition claire de leurs paramètres caractéristiques a un impact important sur le succès des applications des sources laser. [1-2]. Le cas du faisceau gaussien est traité en premier lieu en raison de sa simplicité. En outre, il permet d'introduire certains paramètres caractéristiques dont la définition et la signification seront étendues dans les sections suivantes pour traiter tout type de faisceau laser. Entre-temps, nous montrerons comment le faisceau est transformé par des systèmes optiques linéaires. Ces systèmes sont décrits à l'aide des outils de l'optique matricielle. [3-4]

Dans le cadre de ce travail, nous allons utiliser des fibres monomodes (4/125 μm) et SMF (9/125 μm) type télécom. Pour ce type de fibre, la propagation de la lumière est gaussienne. Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons les caractéristiques des faisceaux gaussiens, ensuite les techniques de calcul des paramètres de ces faisceaux à travers les différents systèmes optiques, et enfin le couplage entre ces faisceaux.

III.2. Faisceaux gaussiens

Les faisceaux gaussiens sont le type de faisceau le plus simple et souvent le plus souhaitable fourni par une source laser. La distribution d'amplitude d'un faisceau laser gaussien peut être écrite comme suit : [5]

$$\Psi(x, z) = \Psi_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0 \exp\{-i[\phi_0 - \phi(z)]\}}{\omega(z)} \times \exp\left[-i \frac{kx^2}{2R(z)} - \frac{x^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (\text{III.1})$$

Cette expression décrit le comportement de l'amplitude du faisceau laser en fonction de la coordonnée transversale x et de la coordonnée axiale z . $k = 2\pi / \lambda$ est le nombre d'onde, où λ est la longueur d'onde du matériau où le faisceau se propage. Les fonctions : $R(z)$, $\omega(z)$ et $\phi(z)$ méritent une attention particulière et sont décrites dans les sous-sections suivantes. Avant cela, il est intéressant d'examiner de plus près la figure III.1, où l'on trace le motif d'éclairement énergétique en termes de x et z . Cette irradiance est le module carré de la distribution d'amplitude présentée ci-dessus [6].

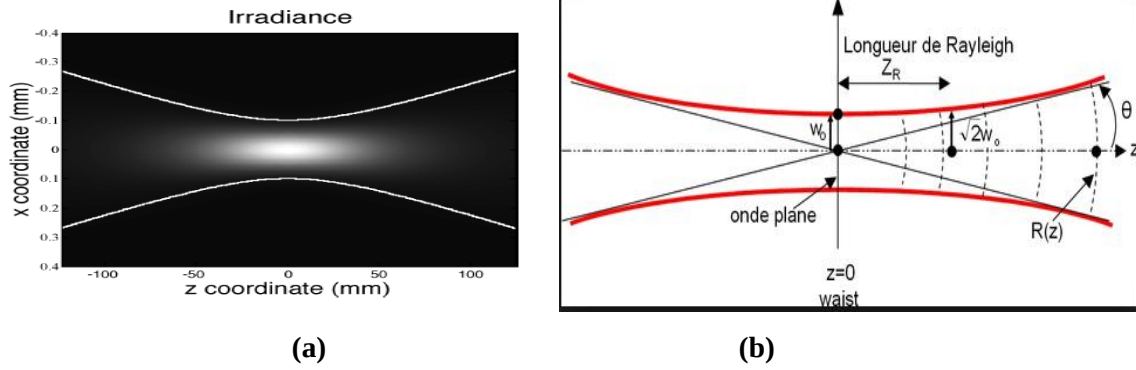


Figure III.1. (a) : Carte de la distribution d'irradiance d'un faisceau gaussien. Le point lumineux correspond à la taille du faisceau. Les lignes blanches hyperboliques représentent l'évolution de la largeur gaussienne lorsque le faisceau se propage à travers la position de la taille du faisceau. La distribution gaussienne transversale de l'irradiance est préservée lorsque le faisceau se propage le long de l'axe z. **(b) :** Propriétés d'un faisceau gaussien

Nous pouvons voir que l'éclairement énergétique montre un maximum autour d'un point donné où la taille transversale du faisceau est minimale [7]. Cette position appartient à un plan nommé plan de taille de la poutre. Il représente un point de pseudo-focalisation avec des propriétés très intéressantes. Une fois cette première approche graphique réalisée, elle nous permet de définir et d'expliquer plus en détail les termes impliqués dans l'équation (III.1).

III.2.1. Les paramètres d'un faisceau gaussien

III.2.1.1. La largeur du faisceau

C'est probablement l'un des paramètres les plus intéressants du point de vue du concepteur [8]. L'approche populaire d'un rayon laser en tant que « rayon laser » doit être revue après avoir examiné la dépendance transversale de l'amplitude. Le rayon devient un faisceau et le paramètre de largeur caractérise cette étendue transversale. En pratique, la question est de savoir quelle est la largeur du faisceau lorsqu'il se propage dans un système optique donné. Le terme exponentiel de l'équation (III.1) montre une partie réelle et une partie imaginaire. La partie imaginaire sera liée à la phase du faisceau et la partie réelle sera connectée à la distribution transversale de l'éclairement énergétique du faisceau [9]. En extrayant cette partie réelle, les dépendances suivantes de l'amplitude et de l'éclairement énergétique sont :

$$\Psi(x, z) \propto \exp\left[-\frac{2x^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (\text{III.2})$$

$$I(x, z) = |\Psi(x, z)|^2 \propto \exp\left[-\frac{2x^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (\text{III.3})$$

Où la fonction $\omega(z)$ décrit l'évolution le long de la direction de propagation des points ayant une diminution de $1/e$ en amplitude, ou $1/e^2$ en éclairement par rapport à l'amplitude sur l'axe de propagation. Il existe d'autres définitions de la largeur d'un faisceau liées à d'autres champs [10].

Par exemple, il est parfois utile d'avoir la largeur en termes de pleine largeur à la moitié des valeurs maximales (FWHM). Dans la figure III.2, nous voyons comment la largeur gaussienne et les définitions FWHM sont liées [8].

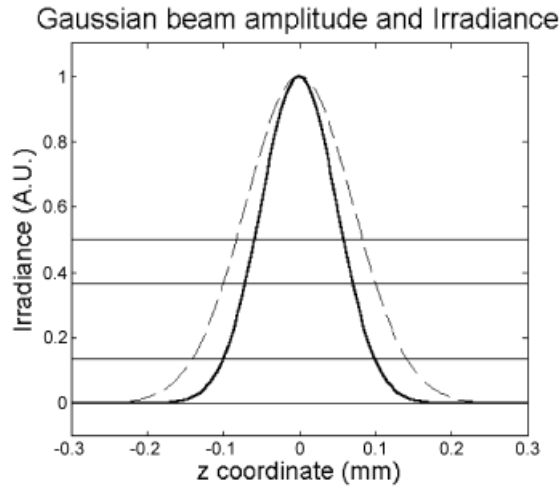


Figure III.2. Profil transversal de l'amplitude du faisceau gaussien à la taille du faisceau (ligne pointillée) et à l'éclairement énergétique (ligne continue). Les deux ont été normalisés à la valeur maximale. La valeur de la largeur de la taille de poutre w_0 est de 0,1 mm. Les lignes horizontales représentent (en valeur croissante) le $1/e^2$ de l'irradiance maximale, le $1/e$ de l'amplitude maximale et le 0,5 de l'irradiance et de l'amplitude maximales [11].

Sur la figure III.2, nous calculons la partie de l'irradiance totale incluse dans la partie centrale du faisceau limitée par les définitions précédentes.

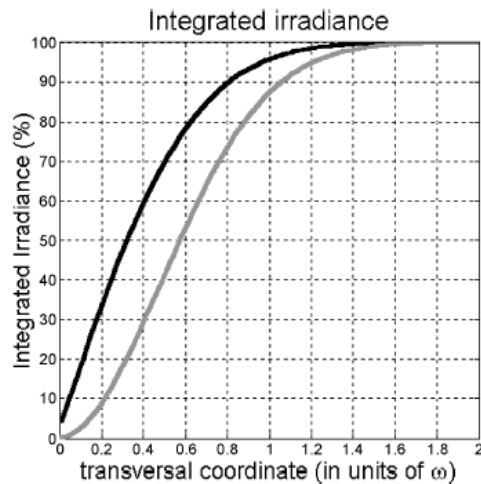


Figure III.3. Éclairement énergétique pour un faisceau gaussien 2D (ligne noire) et pour un faisceau gaussien 3D symétrique en rotation. L'axe horizontal représente la largeur d'une fente 1-D (pour le faisceau 2-D) et le diamètre d'une ouverture circulaire (pour le faisceau 3-D) qui est située devant le faisceau. Le centre du faisceau coïncide avec le centre de l'ouverture. La taille de l'ouverture est mise à l'échelle en termes de largeur gaussienne du faisceau dans le plan de l'ouverture [11].

Une autre question importante dans l'étude de la largeur du faisceau gaussien est de connaître son

évolution dans la direction de propagation z . Cette dépendance est extraite de l'évolution de la distribution d'amplitude. Ce calcul fournit la formule suivante :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi\omega_0^2}\right)^2} \quad (\text{III.4})$$

On peut voir qu'il atteint un minimum à $z = 0$, ceci étant la valeur minimale de ω_0 . Ce paramètre, qui régit le reste de l'évolution, porte généralement le nom de la largeur de la taille du faisceau. Il convient de noter que $\omega(z)$ dépend de λ , où λ est la longueur d'onde dans le matériau où le faisceau se propage. A chaque plan perpendiculaire, le faisceau z présente un profil gaussien [12]. La largeur atteint le minimum à la taille puis la poutre se dilate. La même quantité d'énergie située au niveau de la taille du faisceau doit être répartie dans chaque plan. En conséquence, le maximum d'éclairement énergétique à chaque plan z diminue très rapidement depuis la taille du faisceau, comme le montre la figure III.1.

III.2.1.2. Divergence

Equation (III.4) a un comportement très intéressant lorsque z tend vers ∞ (ou $-\infty$). Cette dépendance à la largeur montre une asymptote oblique ayant une pente de :

$$\theta \cong \tan \theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (\text{III.5})$$

Où nous avons utilisé l'approche paraxiale. Ce paramètre est appelé divergence du faisceau gaussien. Il décrit la propagation du faisceau lors de sa propagation vers l'infini. De l'équation précédente, nous voyons que la divergence et la largeur sont des paramètres réciproques. Cela signifie que des valeurs plus grandes de la largeur signifient des valeurs plus faibles de la divergence et inversement [12]. Cette relation a des fondements encore plus profonds, que nous montrerons lors de la caractérisation des faisceaux généralisés en fonction des paramètres déjà définis pour le cas du faisceau gaussien. En utilisant cette relation, nous pouvons conclure qu'une bonne collimation (valeur très faible de la divergence) sera obtenue lorsque le faisceau est large. Par contre, un faisceau focalisé élevé sera obtenu en autorisant un grand angle de divergence.

III.2.1.3. Rayon de courbure

Suite à l'analyse de la distribution de l'amplitude d'un faisceau gaussien, nous nous concentrons maintenant sur la partie imaginaire de la fonction exponentielle qui dépend de x :

$$\exp \left[-i \frac{kx^2}{2R(z)} \right] \quad (\text{III.6})$$

Où k est le nombre d'onde et $R(z)$ est fonction de z . La dépendance précédente est quadratique avec x . C'est l'approche paraxiale d'un front d'onde sphérique de rayon $R(z)$. Par conséquent, cette fonction est appelée rayon de courbure du front d'onde du faisceau gaussien [12]. Sa dépendance avec z est la suivante :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{z \lambda} \right)^2 \right] \quad (\text{III.7})$$

Lorsque z tend vers l'infini, il montre une variation linéaire avec z typique d'un front d'onde sphérique dont l'origine est $z = 0$; c'est-à-dire provenant d'une source ponctuelle. Cependant, le rayon de courbure est infini à la taille de la poutre. Cela signifie qu'au niveau de la taille du faisceau, le front d'onde est plan. Une description détaillée de l'équation précédente est illustrée à la figure III.3. La valeur absolue du rayon de courbure est plus grande (front d'onde plus plat) que la source ponctuelle correspondante située à la taille du faisceau sur toute la propagation.

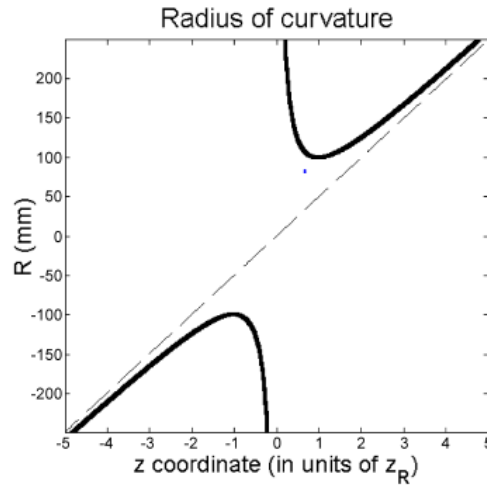


Figure III.4. Rayon de courbure d'un faisceau gaussien autour de la position de la taille du faisceau. Le faisceau atteint un minimum de la valeur absolue du rayon à une distance de $+z_R$ et $-z_R$ de la taille du faisceau. À la position de la taille du faisceau, le rayon de courbure est infini, ce qui signifie que le front d'onde est plan à la taille du faisceau. La ligne en pointillés représente le rayon de courbure d'un front d'onde sphérique produit par une source ponctuelle située au point d'éclairement énergétique maximal de la taille du faisceau.

III.2.1.4. La zone de Rayleigh

La largeur, la divergence locale et le rayon de courbure contiennent une dépendance spéciale avec ω_0 et l . Cette dépendance peut être écrite sous la forme de longueur définie comme suit :

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{III.8})$$

Ce paramètre est appelé plage de Rayleigh du faisceau gaussien. Sa signification est liée au comportement du faisceau sur la distance de propagation [12]. On peut dire que la dimension de la taille du faisceau le long de z est z_R . La largeur à $z = z_R$ est 2 plus grande que dans la taille. Le rayon de courbure indique sa valeur minimale (la plus grande courbure) à $z = z_R$. À partir de la dépendance précédente, nous voyons que la taille axiale de la taille est plus grande (avec une dépendance quadratique) lorsque la largeur est plus grande. En joignant cette dépendance et la relation entre la largeur et la divergence, nous trouvons que lorsque la collimation devient meilleure, la région de collimation devient encore plus grande parce que l'extension axiale de la taille de la

poutre est plus longue.

III.2.1.5. Déphasage de Guoy

Il existe un autre terme de phase dans l'équation (III.1) Ce terme est $\phi(z)$. Ceci est connu sous le nom de déphasage de Guoy. Il décrit un déphasage π lorsque le front d'onde traverse la région de la taille du faisceau [12]. Sa dépendance est :

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (\text{III.9})$$

Ce facteur doit être pris en compte chaque fois que la connaissance exacte du front d'onde est nécessaire pour les applications concernées.

III.2.2. La loi ABCD

L'analyse par matrice de transfert de rayons (également appelée analyse de matrice ABCD) est un type de technique de traçage de rayons utilisé dans la conception de certains systèmes optiques, en particulier les lasers. Il implique la construction d'une matrice de transfert de rayons qui décrit le système optique, le traçage d'un trajet de lumière à travers le système peut alors être effectué en multipliant cette matrice par un vecteur représentant le rayon lumineux. L'approche paraxiale est utilisée pour tracer un trajet de lumière à travers les systèmes optiques. Dans l'approximation paraxiale de l'optique des rayons, tous les rayons sont supposés être à un petit angle θ et une petite distance x par rapport à l'axe optique du système. L'approximation est valable tant que $\sin \theta \approx \tan \theta \approx \theta$ (où θ est mesuré en radians) voir la figure III.5. La méthode convient pour calculer des faisceaux avec des distributions d'amplitude arbitraires (faisceaux plats, faisceaux gaussiens, ouvertures multiples) à travers des systèmes comprenant des lentilles réfractives, filtres, butées d'ouverture et éléments diffractifs. L'approche décrit la propagation paraxiale entièrement en termes de matrices ABCD complexes.

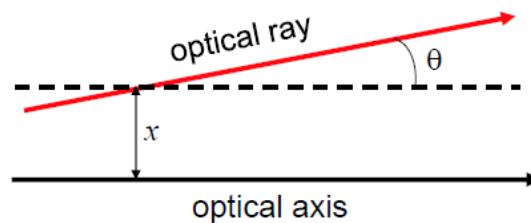


Figure III.5. L'approximation paraxiale de l'optique des rayons.

III.2.2.1. Matrice de rayons à travers des systèmes optiques

Pour de nombreux composants optiques, nous pouvons définir des matrices de rayons 2×2 . L'effet d'un élément sur un rayon se trouve en multipliant son vecteur de rayon. Les matrices de rayons peuvent décrire des systèmes simples et complexes [13-14-15-16-17]. Ces matrices sont souvent appelées matrices ABCD, voir la figure III.6.

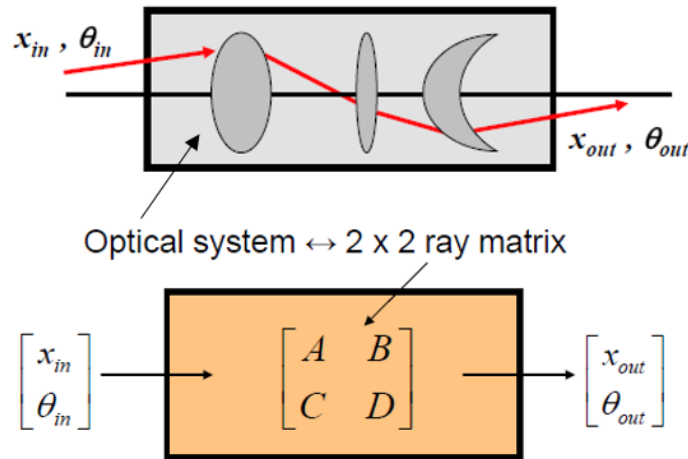


Figure III.6. Propagation d'un rayon lumineux à travers un système optique.

III.2.2.2. Matrice de rayons pour l'espace libre ou un milieu

Si x_{in} et θ_{in} sont la position et la pente en entrant, laissez x_{out} et θ_{out} être la position et la pente après la propagation de $z = 0$ à z .

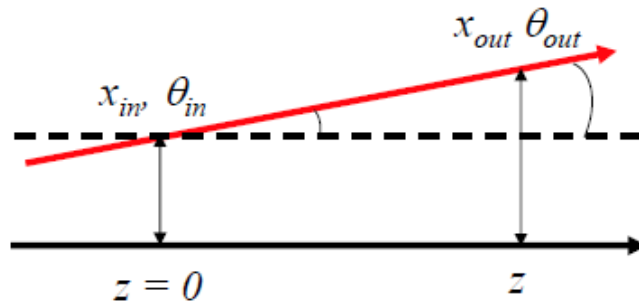


Figure III.7. Propagation dans un espace libre.

$$x_{out} = x_{in} + z\theta_{in} \quad (\text{III.10})$$

$$\theta_{out} = \theta_{in} \quad (\text{III.11})$$

Réécriture de ces expressions en notation matricielle :

$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix} \quad (\text{III.12})$$

Alors :

$$M_{espace} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.13})$$

III.2.2.3. Matrice de rayons pour une interface

A l'interface, clairement :

$$x_{out} = x_{in} \quad (\text{III.14})$$

Maintenant, calculez θ_{out} .

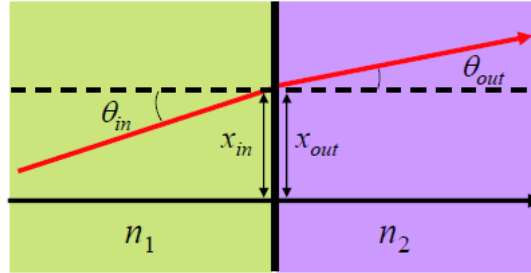


Figure III.8. Propagation dans une interface.

La loi de Snell dit :

$$n_1 \sin(\theta_{in}) = n_2 \sin(\theta_{out}) \quad (\text{III.15})$$

Qui devient pour les petits angles :

$$n_1 \theta_{in} = n_2 \theta_{out} \Rightarrow \theta_{out} = [n_1/n_2] \theta_{in} \quad (\text{III.16})$$

Alors :

$$M_{inter} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.17})$$

III.2.2.4. Réfraction par une lentille sphérique

Si l'interface est sphérique :

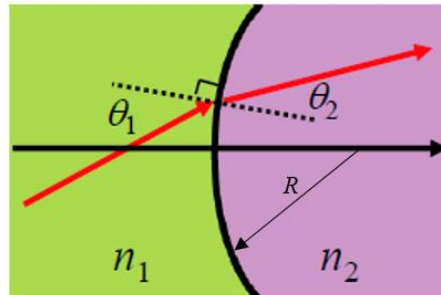


Figure III.9. Propagation dans une interface sphérique

$$\theta_1 = \theta_{in} + (x_{in}/R) \text{ et } \theta_2 = \theta_{out} + (x_{in}/R) \quad (\text{III.18})$$

$$\text{Loi de Snell : } n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2 \quad (\text{III.19})$$

$$\Rightarrow n_1(\theta_{in} + (x_{in}/R)) \approx n_2(\theta_{out} + (x_{in}/R)) \quad (\text{III.20})$$

$$\Rightarrow \theta_{out} \approx (n_1/n_2)(\theta_{in} + (x_{in}/R)) - (x_{in}/R) \quad (\text{III.21})$$

$$\Rightarrow \theta_{out} \approx (n_1/n_2)\theta_{in} + (n_1/n_2 - 1)(x_{in}/R) \quad (\text{III.22})$$

Alors :

$$\mathbf{M}_{sph\acute{e}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)/R & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.23})$$

III.2.2.5. Réfraction par un miroir

Considérons un miroir de rayon de courbure R , avec son axe optique perpendiculaire au miroir :

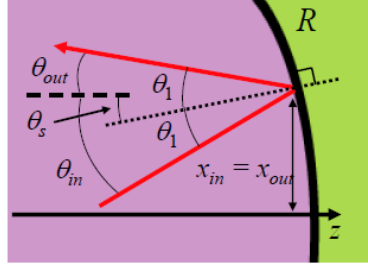


Figure III.10. Propagation dans un miroir

$$\theta_1 = \theta_{in} - \theta_s \quad (\text{III.24})$$

Tel que $\theta_s \approx x_{in}/R$

$$\theta_{out} = \theta_1 - \theta_s = (\theta_{in} - \theta_s) - \theta_s \approx \theta_{in} - x_{in}/R \quad (\text{III.25})$$

$$\Rightarrow \mathbf{M}_{miroir} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.26})$$

Telle une lentille, un miroir incurvé focalisera un faisceau. Sa distance focale est $R/2$. Notez qu'un miroir plat a $R = \infty$ et donc une matrice de rayons d'identité.

III.2.2.6. Matrices de réflexion et de réfraction d'une interface parabolique

L'interface parabolique ayant un paramètre focal p (avec $p = R$) [18] et un milieu de séparation d'indices de réfraction n_1 et n_2 peut être donnée mathématiquement par

$$x^2 = 2pz \quad (\text{III.27})$$

qui est représenté sur la figure III.11. Soit B ayant des coordonnées (z_1, x_1) le point d'incidence sur l'interface pour le rayon incident AB.

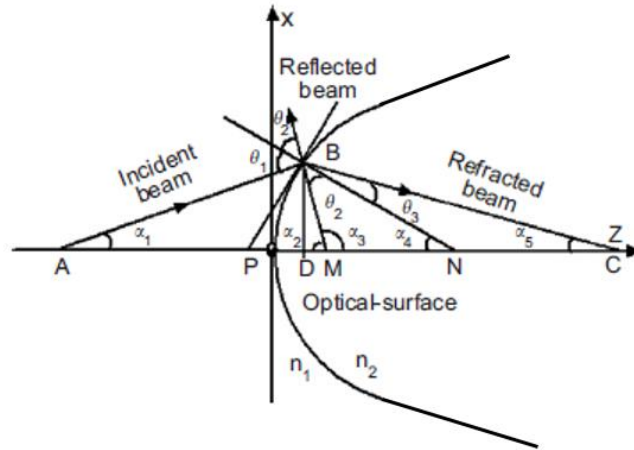


Figure III.11. Géométrie pour formuler la matrice de rayons pour la réflexion et la réfraction à partir d'une interface parabolique.

Le rayon réfracté BC et le rayon réfléchi BM rencontrent respectivement l'axe Z en C et M. BD est dessiné perpendiculairement à l'axe Z. PB est tangent à l'interface et BN est normal à l'interface en B, respectivement. BN rencontre l'axe Z en N. Nous suivrons la convention de signe de Réf. [19] partout. Soit, $+\theta_1$, $-\theta_2$ et $+\theta_3$ les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction, respectivement. Puisque la hauteur de l'objet au-dessus de l'axe optique et le rayon de la surface réfringente antiparallèle au rayon sont tous deux considérés comme positifs, nous devons considérer α_4 comme positif. Nous déduisons les matrices de réflexion et de réfraction comme suit [19]. Pour le rayon de réflexion, dans le triangle BDN, le rayon PB peut être exprimé par

$$x = \frac{p}{x_1}(z + z_1) \quad (\text{III.28})$$

et nous avons

$$\frac{DN}{BD} = \frac{DN}{x_1} = \frac{p}{x_1} \quad (\text{III.29})$$

En approximation paraxiale, nous avons

$$\alpha_4 = \frac{x_1}{DN} = \frac{x_1}{p} \quad (\text{III.30})$$

Pour une réflexion régulière en B on obtient

$$\theta_1 = -\theta_2 \quad (\text{III.31})$$

Du triangle ABN nous avons

$$\theta_1 = \alpha_1 + \alpha_4 \quad (\text{III.32})$$

Du triangle BMN nous avons

$$-\theta_2 + \alpha_4 = -\alpha_2 \quad (\text{III.33})$$

Utilisation des équations (III.30), (III.32) et (III.33) dans l'équation (III.31) on obtient

$$\alpha_1 + \frac{2x_1}{p} = -\alpha_2 \quad (\text{III.34})$$

Pour $-\alpha_2$ et α_3 sur la figure III.11 ont la même pente et nous réécrivons donc l'équation (III.34) sous la forme

$$\alpha_3 = \alpha_1 + \frac{2x_1}{p} \quad (\text{III.35})$$

De plus, comme la réflexion et la réfraction ne changent pas la position du rayon, nous avons donc

$$x_2 = x_1 \quad (\text{III.36})$$

Combiner les équations (III.36) et (III.35), nous obtenons la matrice pour le rayon de réflexion en B, qui est exprimée comme

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \alpha_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2/p & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.37})$$

Pour le rayon de réfraction, sous approximation paraxiale, en utilisant la loi de Snell de réfraction à B, nous avons

$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_3 \quad (\text{III.38})$$

Du triangle BNC nous avons

$$\theta_3 = \alpha_4 + \alpha_5 \quad (\text{III.39})$$

Mettre des équations (III.32) et (III.39) dans l'équation (III.38), on obtient

$$n_1(\alpha_1 + \alpha_4) = n_2(\alpha_4 + \alpha_5) \quad (\text{III.40})$$

En utilisant Equation (III.30) dans l'équation (III.40) on obtient

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_1 n_1}{n_2} + \frac{\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)x_1}{\frac{n_2 p}{n_1}} \quad (\text{III.41})$$

Ainsi, les équations (III.41) et (III.36) ensemble peuvent être mis sous forme matricielle comme

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \alpha_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(n_2 - n_1)}{n_2 p} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.42})$$

Alors

$$\mathbf{M}_{para} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 p} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (\text{III.43})$$

Où la matrice de transformation 2 x 2 est la matrice ABCD souhaitée pour la réfraction.

III.3. Modèle de matrice de rayons pour la microlentille parabolique sur l'extrémité de la fibre monomode

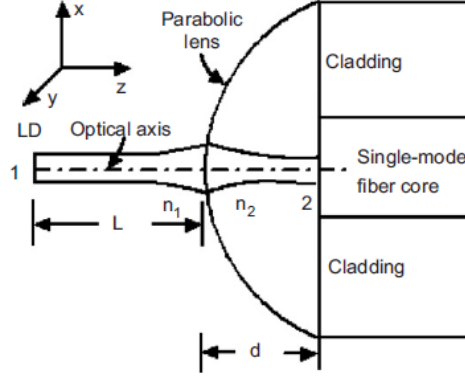


Figure III.12. Géométrie d'un faisceau optique émis par une diode laser sur le plan 1 et réfracté à travers une microlentille parabolique sur le plan 2, qui est l'extrémité d'une fibre monomode.

Une expression unifiée pour la matrice de transfert ABCD de différentes microlentilles de surface paraboliques sous approximation paraxiale [19] :

$$M_{para} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 p} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (III.44)$$

Voir le schéma illustré sur la figure III.12. La matrice de rayons M pour la microlentille parabolique sur l'extrémité de la fibre est donnée par.

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 p} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (III.45)$$

Où

$$A = 1 + \frac{d \left(1 - \frac{n_2}{n_1} \right)}{\frac{n_2 p}{n_1}} \quad (III.46)$$

$$B = L + \frac{L d \left(1 - \frac{n_2}{n_1} \right)}{\frac{n_2 p}{n_1}} + \frac{d n_1}{n_2} \quad (III.47)$$

$$C = \frac{n_2 - n_1}{n_2 p} \quad (III.48)$$

$$D = \frac{L(n_2 - n_1)}{n_2 p} + \frac{n_1}{n_2} \quad (III.49)$$

Ici $p = R$: est le paramètre focal de la parabole et L est la distance de travail.

III.4. Théorie du calcul de l'efficacité du couplage

L'étude du couplage entre deux faisceaux gaussiens se base sur le calcul de l'intégrale de recouvrement des champs dans un plan de référence. Il s'agit d'une comparaison des distributions des champs dans ce plan. Le couplage entre deux faisceaux gaussiens ayant des paramètres w et r différents.

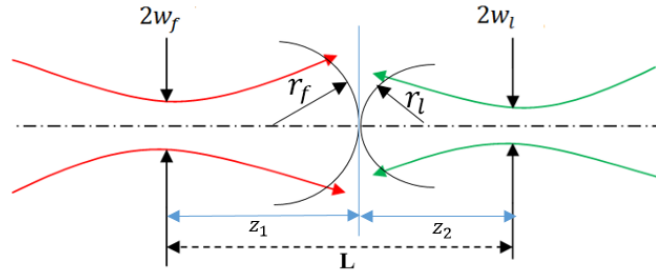


Figure III.13. Couplage de deux faisceaux gaussiens

Sur la figure III.13 le plan de référence a été choisi à une distance z_1 du waist w_f du premier faisceau et à une distance z_2 du waist w_l du second faisceau. Dans le plan de référence, les faisceaux ont respectivement les rayons de courbures r_f et r_l . L'efficacité du couplage entre modes gaussiens dépend des rayons de modes ; le rendement peut être limité par l'introduction de pertes provenant :

- D'une désadaptation des tailles de modes (introduisant des pertes intrinsèques)
- Un défaut de positionnement dû à :
 - 1) Un désalignement longitudinal (ou défaut de focalisation),
 - 2) Un désalignement latéral (x ou y),
 - 3) Un désalignement angulaire. Il intervient lorsque les axes de propagation des deux guides ne sont pas parfaitement confondus.

Les conséquences de tous ces types de décalages sont directement liées aux pertes par recouvrement des champs. Elles sont dites pertes par défauts de positionnement, ou d'une désadaptation des indices de réfraction [20].

L'efficacité de couplage de la source à la fibre par l'intermédiaire d'une microlentille parabolique sur le bout de la fibre est donnée [21] par l'intégrale bien connue :

$$\eta = \frac{|\iint \psi_r \psi_f^* dx dy|^2}{\iint |\psi_r|^2 dx dy \iint |\psi_f|^2 dx dy} \quad (\text{III.50})$$

Dans lequel ψ_r indique le champ électrique du faisceau transformé par microlentille et ψ_f le champ du mode essentiel de la fibre optique SMF.

Dans le cas de cette étude, nous avons schématisé dans la Figure III.13, le couplage entre deux faisceaux gaussiens émanant, l'un d'un micro-collimateur constitué d'une fibre SMF (9/125) muni d'une microlentille caractérisée par un waist w_l et un rayon de courbure d'onde r_l et l'autre d'une fibre (SMF 4/125) clivée, caractérisé par un waist w_f et un rayon de courbure d'onde r_f . La distance entre les deux waists étant L.

Pour l'utilisation de microlentille pour le couplage de faisceaux lumineux dans la fibre optique, l'efficacité de couplage [22] est donnée par l'expression :

$$\eta = \frac{2w_f w_l}{\sqrt{(w_f^2 + w_l^2)^2 + \frac{\lambda^2 L^2}{\pi^2}}} \quad (\text{III.51})$$

III.5. Conclusion

Le faisceau gaussien est le cas le plus simple de faisceaux laser apparaissant réellement dans les systèmes optiques pratiques. Les paramètres définis pour les faisceaux gaussiens sont : la largeur, qui renseigne sur l'extension transversale de faisceau ; la divergence, qui décrit l'étalement du faisceau en champ lointain ; et le rayon de courbure, qui explique la courbure du front d'onde associé. Il existe également d'autres paramètres dérivés, tels que la zone de Rayleigh, qui explique l'extension de la taille du faisceau le long de l'axe de propagation, et le déphasage Guoy, qui décrit comment la phase comprend un décalage de phase supplémentaire π après avoir traversé la région de la taille du faisceau.

Certains autres types de faisceaux incluent le faisceau gaussien comme coeur de leur profil d'amplitude. C'est le cas des faisceaux laser multimodes. Lorsque le faisceau est totalement cohérent, il peut être décrit avec succès en étendant les définitions du cas du faisceau gaussien au moyen du calcul des moments de leur distribution d'irradiance (à la fois dans le plan d'intérêt et dans le champ lointain).

Une matrice ABCD unifiée a été utilisée pour différents types de surfaces quadriques comme les lentilles elliptiques, hyperboliques et paraboliques pour simplifier le calcul théorique de l'efficacité du couplage. Afin d'atteindre l'efficacité de couplage maximale, les paramètres de structure de la fibre à lentilles de surface ont été optimisés par simulation numérique. Cette technique sera utilisée pour concevoir des coupleurs avec une efficacité de couplage optimale.

Références

- [1] Power and Energy Measuring Detectors, Instruments, and Equipment for Laser Radiation; International Electrotechnical Commission, 1990, IEC 61040, Ed. 1.0.
- [2] Optics and Optical Instruments—Laser and Laser-Related Equipment—Test Methods for Laser Beam Power (Energy) Density Distribution; International Organization for Standardization, 2000. ISO 13694.
- [3] Brower, W. Matrix Methods of Optical Instrument Design; Benjamin: New York, 1964.
- [4] Wang, S.; Zhao, D. Matrix Optics; Springer-Verlag: Berlin, 2000.
- [5] Siegman, A.E. Lasers; Oxford University Press: Mill Valley, CA, 1986.
- [6] Kogelnik, H. Propagation of Laser Beams. In Applied Optics and Optical Engineering; Shannon, R., Wyant, J.C., Eds.; Academic Press: San Diego, 1979; Vol. VII, 155– 190.

- [7] Kogelnik, H.; Li, T. Laser beams and resonators. *Proc. IEEE* 1966, 54, 1312–1329.
- [8] Marshall, G.F. Gaussian Laser Beam Diameters. In *Laser Beam Scanning; Optical Engineering Series*, Marcel Dekker: New York, 1985; Vol. 9, 289–301.
- [9] Self, S.A. Focusing of spherical Gaussian beams. *Appl. Opt.* 1983, 22, 658–661.
- [10] Siegman, A.E. Defining and Measuring Laser Beam Parameters. In *Laser Beam Characterization*; Mejias, P.M., Weber, H., Martinez-Herrero, R., Gonzalez-Urena, A., Eds.; Sociedad Espaniola de Optica: Madrid, 1993; 1–21.
- [11] Porras, M.A.; Medina, R. Entropy-based definition of laser beam spot size. *Appl. Opt.* 1995, 34, 8247–8251.
- [12] Javier Alda. *Laser and Gaussian Beam Propagation and Transformation .Encyclopedia of Optical Engineering.* 2003
- [13] A. Gerrad, J M Burch, *Introduction to Matrix Method in Optics*; John Wiley and Sons: New York, 1975.
- [14] Rick Trebino, *Geometrical Optics Lecture Notes*, Georgia Inst. of Technology
- [15] Wang, S.; Zhao, D. *Matrix Optics*; Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [16] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Sausalito, CA, 1986.
- [17] P. Bélanger, "Beam propagation and the ABCD ray matrices," *Opt. Lett.* 16, 196-198 (1991).
- [18] M. Do Carmo, *Differential geometry of curves and surfaces*, Prentice Hall, 1976.
- [19] H.Z. Liu, the approximate ABCD matrix for a parabolic lens of revolution and its application in calculating the coupling efficiency, *Optik* 119 (2008) 666–670.
- [20] Monique.Thual,Damien Malarde Benoit Abhervé-Guégen, Philippe Rochard Philippe Chanclou « Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-indice section » *Optical Engineering*_January 2007,Volume 46, N°1,p. 015402 .
- [21] S. N .Sarkar, B. P .Pal, K .Thyagarajan, Lens Coupling of Laser Diodes to Monomode Elliptic Core Fibers. *Journal of Optical Communications*, 7(3) (1986) 92–96.
- [22] W.B. Joyce, B.C. DeLoach, Alignment of Gaussian beams, *Appl. Opt.* 23 (23) (1984) 4187–4196.

CHAPITRE IV



LES ABERRATIONS

IV.1. Introduction

Une aberration est un défaut du système optique qui conduit à la déformation des images. Les aberrations sont définies par rapport à l'optique paraxiale et matérialisent le fait que certains rayons ne convergent pas vers l'image prédite par l'optique géométrique [1]. Ainsi, la théorie des aberrations s'inscrit dans le cadre de l'optique géométrique et ne prend pas en compte les aspects ondulatoire ou corpusculaire de la lumière. Il est possible de classer les aberrations en deux groupes. D'autre part, les aberrations géométriques, dépendantes de paramètres géométriques (position de la pupille, ouverture numérique et angle de champ notamment) qui ont un impact sur le pouvoir de résolution du système. D'une part, les aberrations chromatiques, dépendantes de la longueur d'onde, sont responsables d'erreurs d'ordre colorimétrique dans les images. La conception optique permet de concevoir des systèmes peu aberrants en combinant des optiques dont les aberrations se compensent.

Dans les systèmes optiques traditionnels, un certain nombre de lentilles sphériques sont utilisées dans les groupes pour réduire les aberrations. En utilisant des lentilles asphériques, le nombre de lentilles peut être considérablement réduit par rapport à un système optique sphérique. Par conséquent, un système optique utilisant des lentilles asphériques a le potentiel d'être plus petit qu'un système optique équivalent avec des lentilles sphériques. De plus, il est courant que les surfaces asphériques soient utilisées pour corriger les départs sphériques, le coma, l'astigmatisme et la distorsion, ainsi que pour éviter les aberrations pupillaires. Les surfaces asphériques sont relativement faciles à fabriquer, mais la métrologie est difficile. Généralement, la pente de surface et le départ asphérique déterminent la difficulté de la mesure. Les deux principaux problèmes de métrologie sont : comment mesurer précisément les surfaces asphériques, en particulier en trois dimensions et comment caractériser les surfaces mesurées. Ce chapitre se concentre principalement sur ce dernier, la caractérisation des surfaces asphériques.

IV.2. Types des aberrations

IV.2.1. Les aberrations géométriques

IV.2.1.1. Aberration sphérique

Considérons un ensemble de rayons lumineux parallèles tombant sur une lentille convergente. Lorsque les rayons lumineux frappent la surface à une distance supérieure à h au-dessus de l'axe optique, comme le montre la figure IV.1, ils sont focalisés sur différents points focaux, qui sont situés entre le point focal paraxial F_1 et le sommet arrière de la lentille [2]. En augmentant la hauteur h , le point focal arrière s'approche du sommet arrière de la lentille, comme indiqué sur la figure.

IV.1. La distance entre l'intersection axiale d'un rayon et le point focal paraxial est appelée aberration longitudinale sphérique (LSA). Les lentilles convexes ont un LSA positif (comme le montre la figure IV.1), tandis que les lentilles divergentes ont un LSA négatif. La hauteur au-dessus de l'axe auquel un rayon donné frappe le plan focal paraxial est appelée aberration sphérique transversale (ou latérale) (TSA). La valeur de l'aberration sphérique est proportionnelle au carré de la distance h entre l'axe optique et le rayon lumineux tombant sur la lentille : LSA (ou TSA) $\sim h^2$ (dans l'optique optique du troisième ordre).

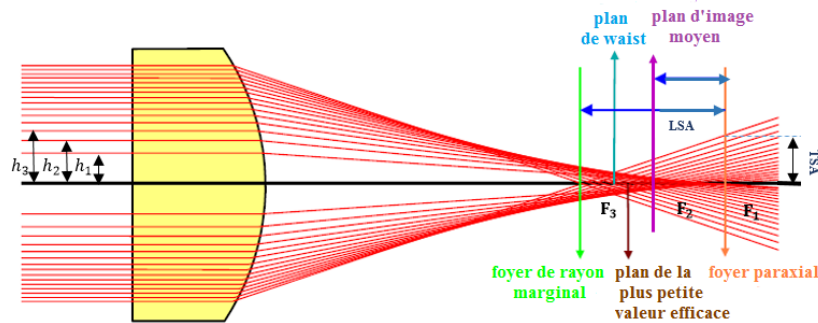


Figure IV.1. Aberration sphérique : LSA - aberration sphérique longitudinale, TSA - aberration sphérique transversale (latérale) [3].

Lorsqu'un écran est placé dans le plan focal paraxial, le point focal paraxial brillant est entouré d'un halo symétrique de lumière plus faible en raison d'une aberration sphérique. Il convient de noter que l'aberration sphérique ne concerne que les points d'objet qui sont sur l'axe optique (ou qui lui sont parallèles).

IV.2.1.2. Coma

Le coma est une aberration optique qui peut se produire lorsque le point objet est situé à une grande distance de l'axe optique. Dans ce cas [4], l'image de l'objet ponctuel ressemble à une comète, comme le montre la figure IV.2.

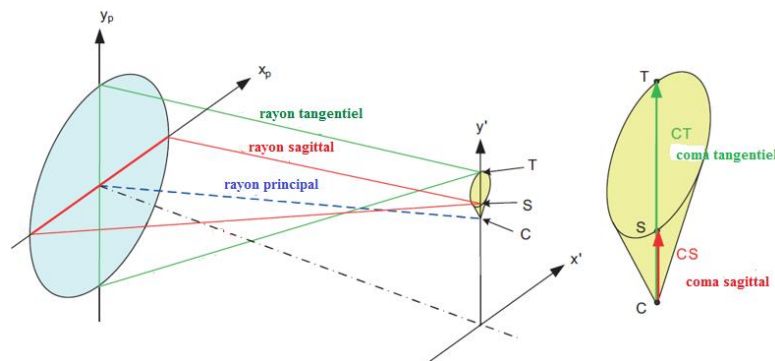


Figure IV.2. Coma [3].

IV.2.1.3. Astigmatisme

Le coma pur est difficile à afficher car il est généralement associé à une autre aberration hors-axe, l'astigmatisme. Lorsqu'un objet ponctuel est situé à une distance finie de l'axe optique, comme le montre la figure IV.3, les rayons méridiens et les rayons sagittaux convergent (après avoir traversé le système optique) en deux points différents, F_{tan} (point de convergence des rayons sagittaux) et F_{sag} (point de convergence des rayons méridiens). En conséquence, deux images (lignes droites) seront formées. L'image principale se trouve dans le plan méridien et l'image secondaire se trouve dans le plan sagittal, comme le montre la figure IV.3. Entre les images primaires et secondaires, le cercle de moindre confusion se situe [5]. Il s'agit d'une image floue circulaire F_{cercle} de l'objet ponctuel. Si nous plaçons un écran derrière l'image secondaire, l'image de l'objet ponctuel est une ellipse (voir Figure IV.3).

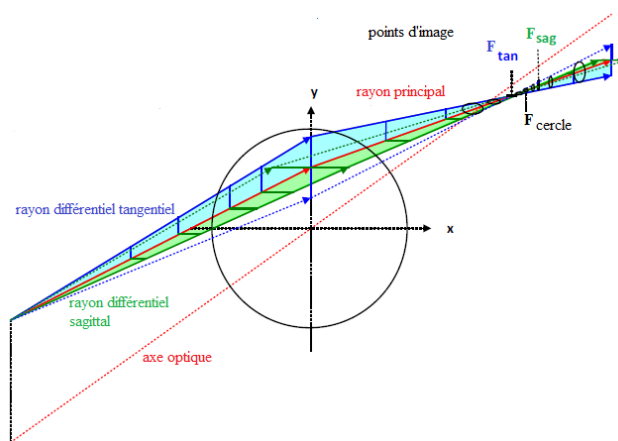


Figure IV.3. Astigmatisme [3].

IV.2.1.4. La distorsion

La distorsion se produit parce que le grossissement transversal d'un système optique peut être fonction de la distance d'image hors axe [6]. Il existe deux types de distorsion : (1) la distorsion négative ou en barillet (le grossissement diminue avec l'obliquité des rayons lumineux) ; et (2) une distorsion positive ou en coussinet (l'agrandissement augmente avec l'obliquité des rayons lumineux). La figure IV.4 montre l'effet de la distorsion sur une image.

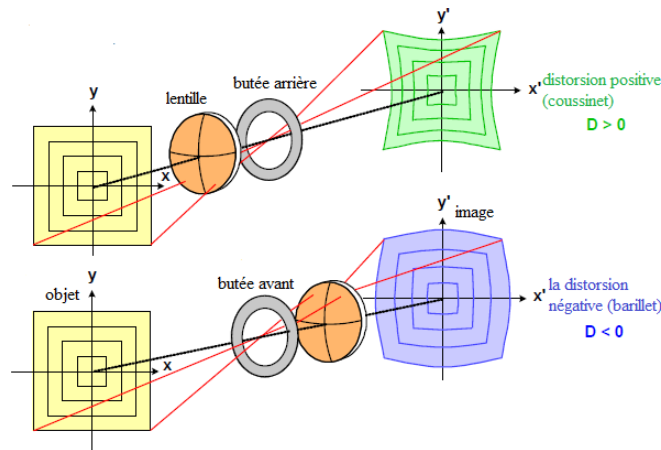


Figure IV.4. Les deux types de distorsion [3]

IV.2.2. Les aberrations chromatiques

Du fait que l'indice de réfraction varie en fonction de la longueur d'onde de la lumière, les propriétés des éléments optiques varient également avec la longueur d'onde. L'aberration chromatique axiale est la variation longitudinale du foyer (ou de la position de l'image) avec la longueur d'onde. En général, l'indice de réfraction des matériaux optiques est plus élevé pour les courtes longueurs d'onde que pour les longues longueurs d'onde ; cela fait que les courtes longueurs d'onde sont plus fortement réfractées à chaque surface d'une lentille de sorte que dans une simple lentille positive, par exemple, les rayons de lumière bleue sont focalisés plus près de la lentille que les rayons rouges. La distance le long de l'axe entre les deux points focaux est l'aberration chromatique axiale longitudinale. La figure IV.5 montre l'aberration chromatique d'un élément positif simple.

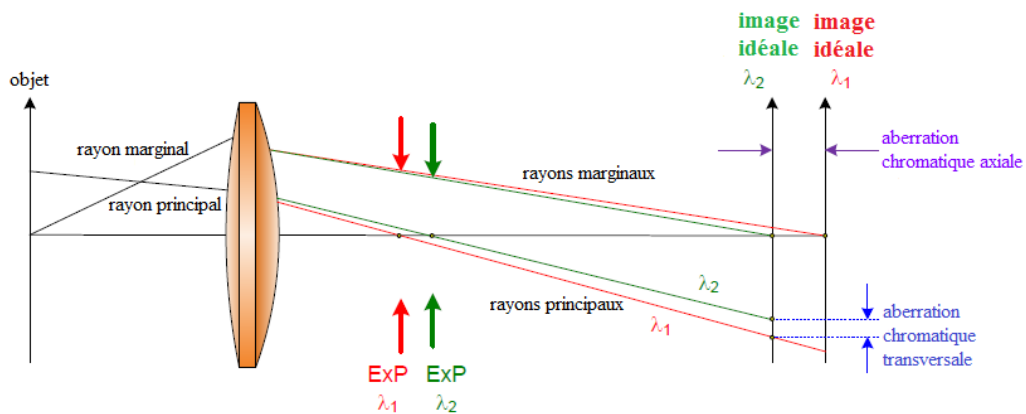


Figure IV.5. Les aberrations chromatiques (axiale et transversale) [3].

Lorsque les rayons à courte longueur d'onde sont mis au point à gauche des rayons à longue longueur d'onde, le chromatique est appelé sous-correcté ou négatif. L'image d'un point axial en présence d'aberration chromatique est un point lumineux central entouré d'un halo. Les rayons de lumière qui sont focalisés et ceux qui sont presque focalisés forment le point lumineux. Les rayons

flous forment le halo. Ainsi, dans un instrument visuel sous-corrigé, l'image aurait un point jaunâtre (formé par les rayons orange, jaune et vert) et un halo violacé (dû aux rayons rouge et bleu) [7].

IV.3. Aberrations des lentilles minces

Il est souvent avantageux de travailler avec les contributions d'une lentille mince (voir la figure IV.6). L'idéalisation d'une épaisseur de lentille nulle conduit à une simplification considérable des formules [8].

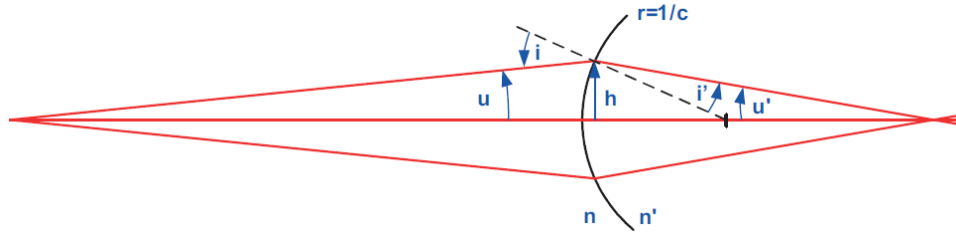


Figure IV.6. Grandeurs utilisées pour calculer l'invariant de réfraction.

Bien qu'il n'y ait pas de lentilles minces dans le monde réel, les résultats de la théorie des lentilles minces tiennent dans de nombreux cas à une bonne approximation. Ces paramètres de lentilles minces sont le paramètre de flexion X et le paramètre de position ou conjugué ou d'agrandissement M avec :

$$X = \frac{c_1 + c_2}{c_1 - c_2} \quad (\text{IV.1})$$

où c_1 et c_2 sont les courbures des deux surfaces, et

$$X = \frac{u'_2 + u_1}{u'_2 - u_1} \quad (\text{IV.2})$$

où u_1 et u'_2 sont les angles du rayon marginal paraxial avant et après la lentille, respectivement.

Soit n l'indice de réfraction de la lentille, puis la puissance de réfraction se lit

$$\delta = (n - 1)(c_1 - c_2) \quad (\text{IV.3})$$

Pour les aberrations chromatiques, nous utiliserons le nombre d'Abbe [9], qui dans ce contexte est défini comme

$$\varepsilon = \frac{n-1}{\lambda n} \quad (\text{IV.4})$$

Pour obtenir les informations essentielles des formules de contribution d'une lentille mince, il suffit de supposer l'arrêt au niveau de la lentille, de sorte que la hauteur d'incidence du rayon principal soit nulle [10]. Avec ces paramètres, les aberrations primaires de la lentille mince (arrêt à la lentille) sont :

Aberration sphérique

$$S_{\text{lentille}} = \frac{\delta^3 h^4}{4} \left(\frac{3n+2}{n} M^2 - \frac{4n+4}{(n-1)n} XM + \frac{n+2}{(n-1)^2 n} X^2 + \frac{n^2}{(n-1)^2} \right) \quad (\text{IV.5})$$

Coma

$$C_{\text{lentille}} = \frac{H \delta^2 h^2}{2} \left(\frac{2n+1}{n} M - \frac{n+1}{(n-1)n} X \right) \quad (\text{IV.6})$$

Astigmatismes

$$A_{\text{lentille}} = H^2 \delta \quad (\text{IV.7})$$

Courbure de champ

$$P_{\text{lentille}} = \frac{H^2 \delta}{n} \quad (\text{IV.8})$$

Distorsion

$$D_{\text{lentille}} = 0 \quad (\text{IV.9})$$

Aberration chromatique axiale

$$C_A = \frac{\delta h^2}{\varepsilon} \quad (\text{IV.10})$$

Aberration chromatique transversale

$$C_T = 0 \quad (\text{IV.11})$$

H est l'invariant de Lagrange contenant l'ouverture et le champ maximum. Pour les aberrations chromatiques, nous avons l'indice de réfraction n pour la longueur d'onde de référence λ' .

Encore une fois, pour calculer les sommes Seidel, les rayons paraxiaux pour l'ouverture maximale et le champ maximal doivent être utilisés. Comme l'invariant de Lagrange H contient à la fois l'ouverture et la taille du champ en tant que facteurs linéaires, la dépendance des contributions de Seidel à l'ouverture et au champ peut facilement être vérifiée [11]. De l'équation (IV.5), on peut voir que l'aberration sphérique SI dépend de façon quadratique à la fois de M , le paramètre conjugué, et de X , du paramètre de flexion. Dans les figures IV.7, IV.8 et IV.9, ce comportement est illustré. Sur la figure IV.7, l'aberration sphérique est représentée en fonction du paramètre de flexion X pour plusieurs paramètres conjugués M [12] et pour un indice de réfraction $n = 1,5$.

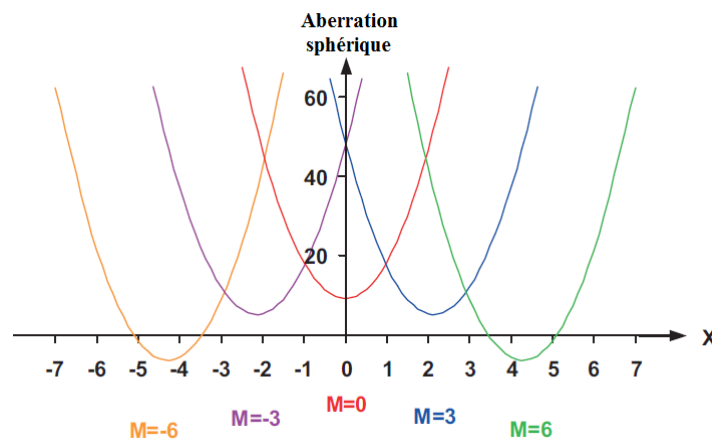


Figure IV.7. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M . L'indice de réfraction est $n = 1,5$.

Sur les figures IV.8 et IV.9, les courbes de niveau et une section pour $M = 3$ sont représentées pour deux indices de réfraction différents, pour $n = 1,5$ et pour $n = 1,9$.

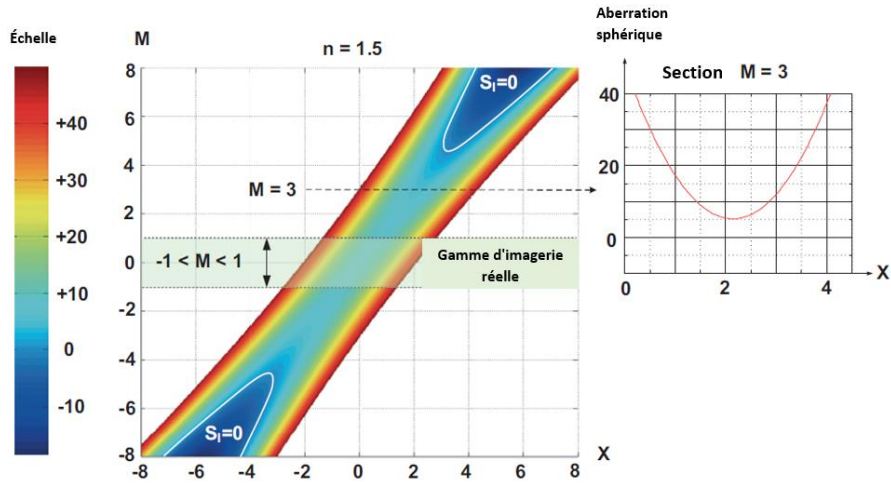


Figure IV.8. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M [12]. L'indice de réfraction est $n = 1,5$.

À l'aide des lignes pour une aberration sphérique nulle, on peut voir que, dans la gamme de l'imagerie réelle (ni objet virtuel ni image) représentée par $-1 \leq M \leq +1$, l'aberration sphérique est positive, ce qui implique une sous-correction. Ce n'est que pour les paramètres conjugués M extrêmement grands et les paramètres de flexion X appropriés que l'aberration sphérique peuvent disparaître ou même présenter une sur correction. La figure IV.9 montre que pour l'indice de réfraction élevé $n = 1,9$.

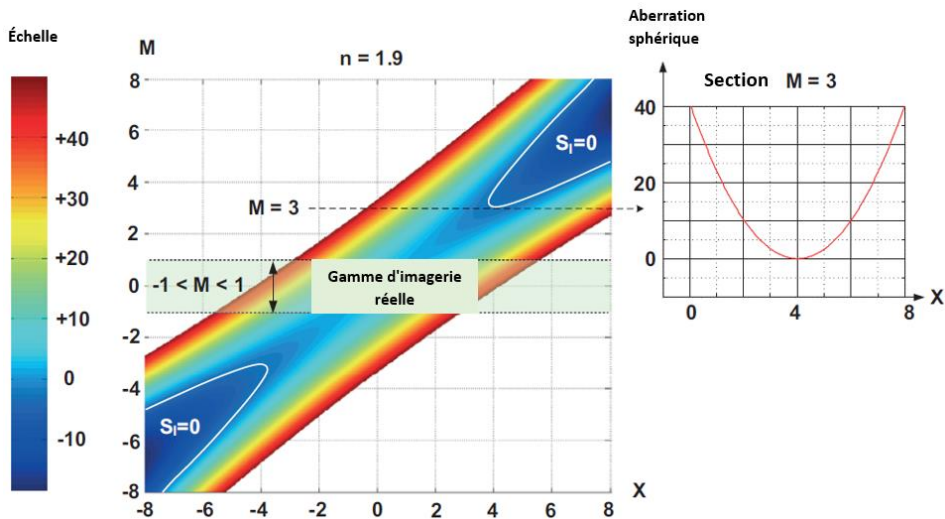


Figure IV.9. Aberration sphérique, $\frac{4}{\delta^3 h^4} S_{\text{lentille}}$ d'une lentille mince en fonction du paramètre de flexion X et du paramètre conjugué M [12]. L'indice de réfraction est $n = 1,9$.

Le plus petit M qui permet une aberration sphérique approximativement nulle. i. e. pour $M = 3$,

le paramètre de flexion approprié est alors $X = 4$. En raison de la symétrie de l'équation (IV.5) l'aberration sphérique est également très proche de zéro lors du changement du signe de M et X , i. e. pour $M = -3$ et $X = -4$.

Sur la figure IV.10, il est à nouveau démontré que la condition d'aberration sphérique primaire nulle pour une seule lentille n'est possible qu'en imagerie virtuelle et pour une lentille fortement en forme de ménisque. Pour les indices de réfraction $n = 1,5$ et $n = 1,9$, les valeurs minimales du paramètre conjugué absolu M qui permettent une aberration sphérique nulle sont utilisées, ainsi que la flexion de lentille appropriée X .

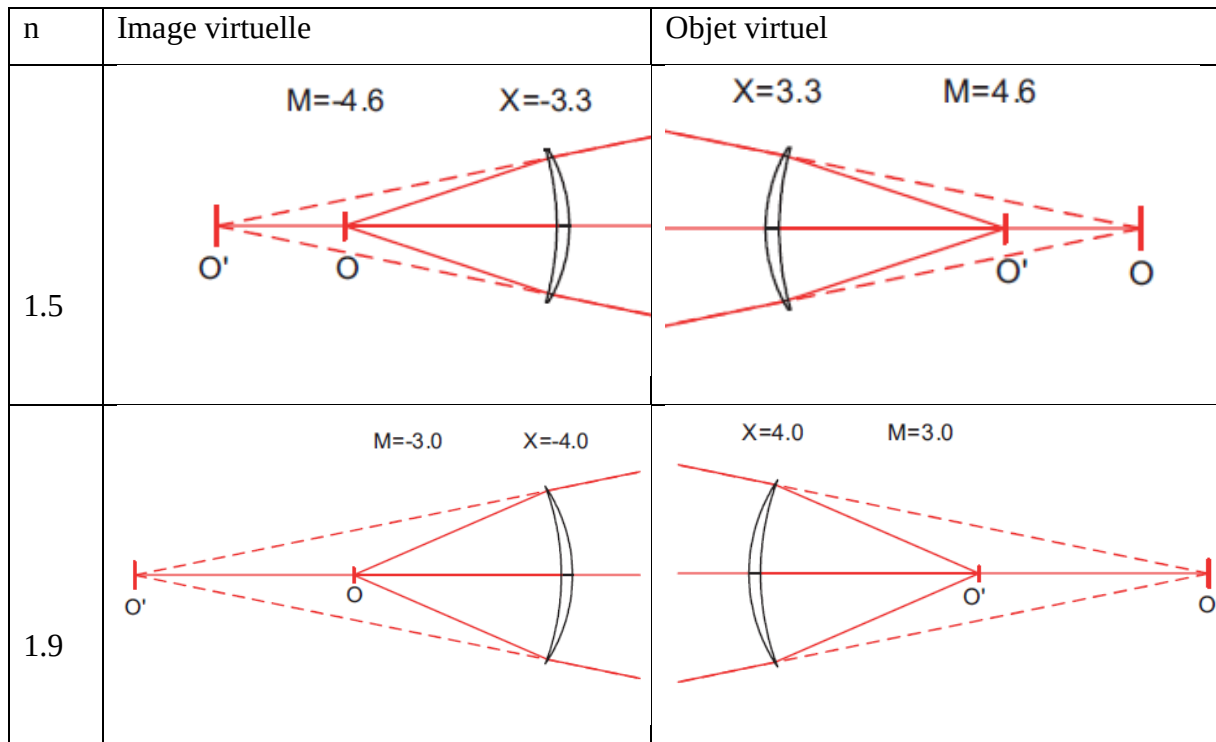


Figure IV.10. Lentille unique avec zéro aberration sphérique avec $|M|$ minimum pour $n = 1,5$ et pour $n = 1,9$.

En fait, l'équation (IV.5) est basée sur des lentilles minces mais dans la figure IV.10, des épaisseurs de lentilles finies sont introduites pour plus de clarté. En revanche, ces épaisseurs ont une faible influence et peuvent souvent être négligées [13]. Pour un paramètre conjugué M donné, le paramètre de flexion X , qui fournit l'aberration sphérique minimale, peut être calculé à partir de l'équation (IV.5) :

$$X_{sph\ min} = \frac{2(n^2-1)}{n+1} M \quad (IV.12)$$

Une application spéciale de cette formule donne la flexion optimale d'une seule lentille mince, pour l'objet à l'infini, ce qui signifie que la lumière entrante est collimatée et que le paramètre conjugué est $M = +1$. Une lentille avec ce paramètre de flexion,

$$X_{min} = \frac{2(n^2-1)}{n+1} \quad (IV.13)$$

est appelé la lentille avec la flexion optimale par rapport à l'aberration sphérique. Selon l'équation (IV.13) la flexion optimale dépend de l'indice de réfraction n . Pour $n = 1,686$, on obtient $X = 1$, la lentille plan-convexe avec la surface convexe du côté objet. Pour les indices $n < 1,686$, la forme de flexion optimale est biconvexe et pour $n > 1,686$, la meilleure forme est une forme de ménisque. L'équation (IV.6) montre que le coma dépend linéairement du paramètre conjugué M ainsi que du paramètre de flexion X . Ainsi, pour une lentille, quel que soit le paramètre conjugué, il existe toujours une flexion appropriée ce qui rend le coma primaire nul.

$$X_{min} = \frac{(2n+1)(n-1)}{n+1} M \quad (IV.14)$$

D'après les équations (IV.7), (IV.9), nous voyons que l'astigmatisme, la courbure de Petzval et la distorsion sont indépendants à la fois de la flexion de l'objectif (X) et de la position conjuguée (M). Mais avec un arrêt à distance dû aux contributions de l'aberration sphérique et aussi du coma. Les aberrations chromatiques primaires C_A et C_T sont toujours indépendantes de X et M [14].

IV.4. Aberrations sphériques des lentilles asphériques

Une aberration sphérique est un défaut d'ouverture qui résulte de la forme sphérique de la lentille. Les rayons lumineux provenant d'un point à l'infini sont déviés différemment selon leur distance à l'axe optique. Les rayons les plus éloignés de l'axe optique convergent plus que les rayons paraxiaux, ce qui conduit à l'apparition de foyers images différents sur l'axe optique.

L'aberration sphérique apparaît donc en deux dimensions : le long de l'axe optique avec des foyers image différents, et autour de l'axe optique avec des taches de diffraction de diamètres différents. C'est pourquoi on peut distinguer deux types d'aberrations sphériques. L'aberration sphérique longitudinale est équivalente à la distance entre le foyer marginal et le foyer paraxial d'une part, et d'autre part, l'aberration sphérique transversale, qui mesure le rayon de la tache de diffraction au foyer paraxial. Une des stratégies habituelles pour corriger ces aberrations est l'utilisation d'un profil asphérique. En effet, ce dernier a été rapporté comme efficace pour minimiser ces aberrations [15]. La surface asphérique schématisée sur la figure IV.11, peut être représentée par des paramètres basés sur des équations géométriques, à savoir un rayon de courbure R au sommet et une distance radiale r variant radialement du centre vers le bord.

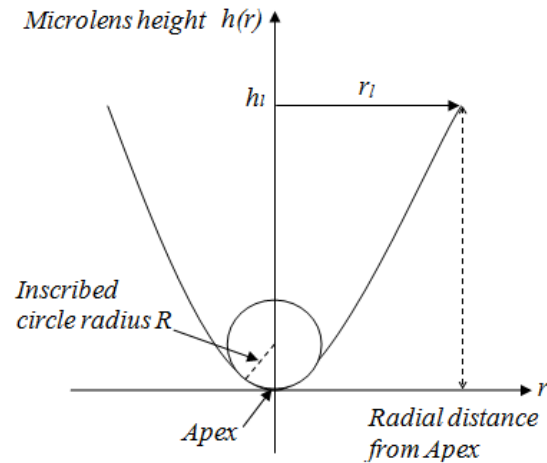


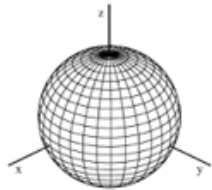
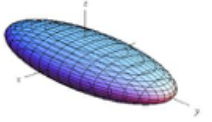
Figure IV.11.Schéma d'une surface asphérique

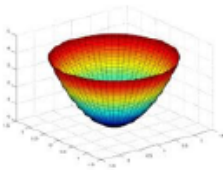
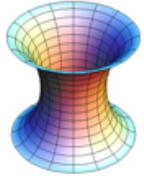
Ce profil est décrit par la fonction $h(r)$ qui représente la hauteur de la microlentille asphérique en fonction de la distance radiale r à l'axe optique. Elle s'exprime comme suit [16] :

$$h(r) = \frac{1}{R} \frac{r^2}{1 + \sqrt{1 - (1+K) \frac{r^2}{R^2}}} + A_4 r^4 + A_6 r^6 + A_8 r^8 + \dots \quad (\text{IV.15})$$

où A_i sont des constantes calculées et donnés selon le profil géométrique et les paramètres des microlentilles désirées.

K est la constante asphérique [17]. Le profil de la lentille $h(r)$ est sphérique si ($K = 0$) , elliptique si ($-1 < K < 0$ ou $K > 0$) , hyperbolique si ($K < -1$) et parabolique si ($K = -1$) . Le dernier cas concerne ce travail.

Constante Conique	Surface Conique	
$k = 0$	Sphère	
$k > -1$	Ellipse	

Constante Conique	Surface Conique	
$k = -1$	Parabole	
$k < -1$	Hyperbole	

Le rayon de courbure au sommet est donné par l'expression,

$$R = (K + 1) \frac{h_l}{2} + \frac{r_l^2}{2h_l} \quad (\text{IV.16})$$

où h_l est la hauteur de la microlentille et r_l est la distance radiale à l'axe optique à la hauteur h_l . La longueur focale f d'une lentille réfractive plano-convexe est donnée par,

$$f = \frac{R}{n-1} = \frac{1}{2(n-1)} \left((K + 1)h_l + \frac{r_l^2}{h_l} \right) \quad (\text{IV.17})$$

Où n est l'indice de réfraction de la microlentille.

Le coefficient d'aberration sphérique d'une microlentille est donné par [18],

$$S = (ON)^4 f \frac{n^2}{(n-1)^2} \quad (\text{IV.18})$$

Où $\frac{r_l}{f}$, représente l'ouverture numérique.

Ensuite, les coefficients d'aberration sphérique d'une microlentille sphérique S_{sph} microlentille parabolique S_{par} et hyperbolique S_{hyp} s'écrivent respectivement comme suit :

$$S_{sph} = (ON)^4 \left(\frac{h_l}{2} + \frac{r_l^2}{2h_l} \right) \frac{n^2}{(n-1)^3} \quad (\text{IV.19})$$

$$S_{par} = (ON)^4 \left(\frac{r_l^2}{2h_l} \right) \frac{n^2}{(n-1)^3} \quad (\text{IV.20})$$

$$S_{hyp} = (ON)^4 \left(\frac{K+1}{2} h_l + \frac{r_l^2}{2h_l} \right) \frac{n^2}{(n-1)^3} \quad (\text{IV.21})$$

La différence de correction des aberrations sphériques entre ces microlentilles est estimée en termes d'amélioration D , par les expressions suivantes :

$$D_{\text{par}} = \left(1 - \frac{S_{\text{par}}}{S_{\text{sph}}}\right) * 100 \quad (\text{IV.22})$$

$$D_{\text{hyp}} = \left(1 - \frac{S_{\text{hyp}}}{S_{\text{sph}}}\right) * 100 \quad (\text{IV.23})$$

IV.5. Etat de l'art sur les aberrations sphériques des surfaces sphériques et Asphériques

IV.5.1. Lentille sphérique et asphérique

S.H. Ghasemi et al présentant une conception d'une lentille asphérique pour collimateur à fibres optiques, qui, par rapport à la lentille sphérique conventionnelle, corrige l'aberration sphérique et maintient la taille du point de sortie approximativement invariable sur de longues distances [19]. Optique ; l'affaissement de la surface de la lentille asphérique est extrait sous la forme d'une équation différentielle. La solution de l'équation est ajustée au polynôme d'ordre pair de la surface asphérique, puis il utilisé l'algorithme génétique (GA), les coefficients du polynôme sont déterminés. Par le logiciel commercial optique (ZEMAX), le coefficient d'aberration sphérique de lentille sphérique conçue est obtenu égal à -0,0091, beaucoup moins que celui d'une lentille sphérique conventionnelle.

Il est observé en comparant les tailles de spot dans les différentes distances qu'il existe de nombreuses différences entre les lentilles sphériques et asphériques conventionnelles. Ceci est illustré sur les figures IV.12 et IV.13. Sur la figure IV.12, on peut voir une taille de spot de sortie de 20 mm à partir d'une lentille asphérique conçue. La taille du spot est approximativement maintenue sans changement sur une distance supérieure à 1 m. De plus, la distribution d'énergie dans la lentille de sortie augmente plus uniformément que le même type de lentille sphérique.

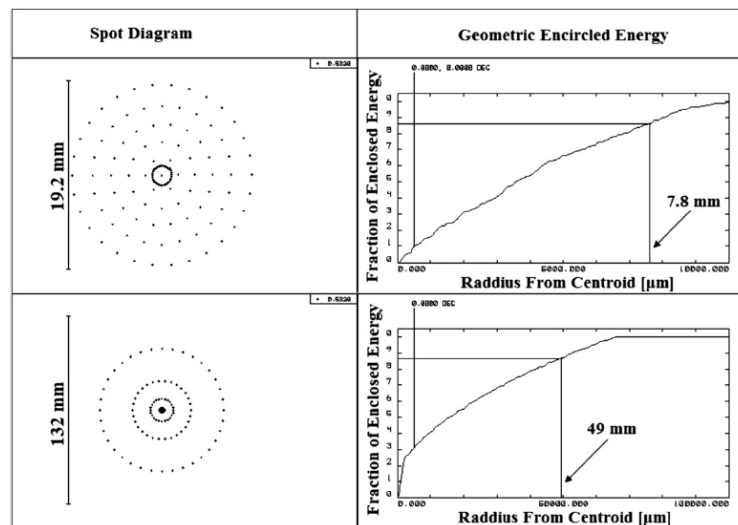


Figure IV.12. Comparaison entre les tailles de spot de lentille asphérique et le même type de lentille sphérique à une distance de 1m par les calculs ZEMAX.

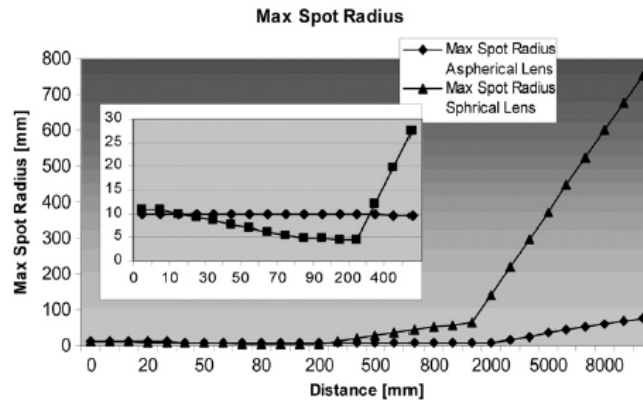


Figure IV.13. Comparaison du rayon de la taille du spot entre l'optique sphérique conventionnelle et l'optique asphérique (rayon de faisceau de sortie de 10 mm, EFL 42,3215 mm et longueur d'onde 532 nm).

Les rayons de tache de sortie sur les deux lentilles sont les mêmes. Plus que la lentille asphérique conçue. Le coefficient d'aberration sphérique est évalué par un logiciel optique commercial (ZEMAX). Il a obtenu le coefficient d'aberration de -0,0091 pour la lentille asphérique et de 1,15581 pour le même type de lentille sphérique.

Beaucoup moins que le même type de lentille sphérique. Par exemple, la taille du spot (~20 mm de diamètre) se maintient sur une distance de plus de 1 m. En fait, la lentille asphérique unique peut remplacer plusieurs lentilles sphériques conventionnelles, conduisant à un briquet, plus compact, moins cher et plus performant pour une utilisation dans un collimateur à fibre optique.

IV.5.2. Microlentille hémisphérique et hyperbolique

Étant donné que le point focal de la microlentille de forme hémisphérique se détériore en raison de l'aberration sphérique, il étudie le système compensé qui utilise une microlentille de forme hémisphérique [20]. La photographie représentée sur la figure IV.14 a été prise à partir de l'écran du microscope de la machine d'.

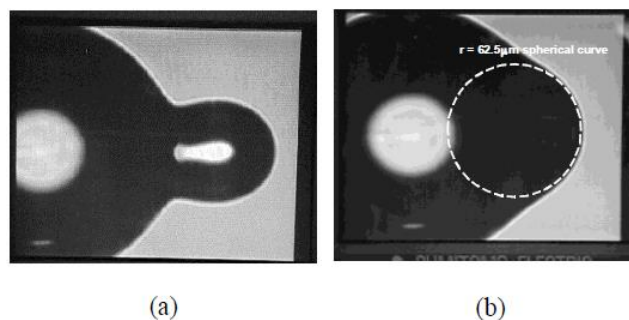


Figure IV.14. Photographies de (a) fibre optique à l'étape de fabrication (e) sur la figure IV.14 et (b) l'extrémité avant de forme hyperbolique recouverte d'une courbe sphérique $R = 62,5 \mu\text{m}$ (ligne en pointillés).

La microlentille de forme hyperbolique peut réduire la taille du faisceau focalisé et produire une qualité de faisceau supérieure par rapport à une microlentille de forme hémisphérique avec des paramètres similaires, comme le montre la figure IV.15.

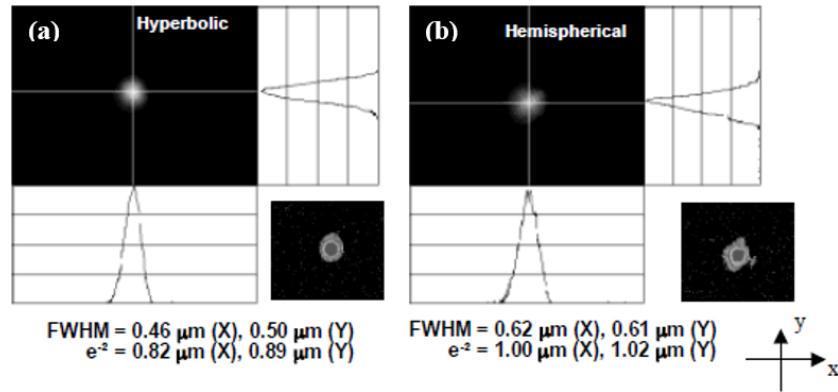


Figure IV.15. Taille du spot focalisé de (a) microlentille de forme hyperbolique et (b) de forme hémisphérique.

IV.6. La correction des aberrations par l'optique adaptative OCT (AO-OCT) (applications pour l'imagerie rétinienne)

Optique adaptative (AO) corrige les aberrations monochromatiques. L'OCT (tomographie par cohérence optique) utilise de la lumière avec une large bande passante spectrale afin d'obtenir une résolution axiale élevée. La résolution axiale de l'OCT Δz est définie comme la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM) de la longueur de cohérence en double passe d'un système OCT. Dans le cas d'un spectre de forme gaussienne, la résolution axiale peut être calculée via :

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda} \quad (\text{IV.24})$$

où λ_c désigne la longueur d'onde centrale de la source lumineuse et $\Delta \lambda$ la largeur de bande FWHM correspondante. Par conséquent, seule la longueur d'onde centrale est corrigée de manière optimale et les aberrations chromatiques doivent également être prises en compte.

L'aberration chromatique affecte la position axiale du foyer (aberration chromatique longitudinale (LCA)) ainsi que les différentes réfractions pendant le balayage (aberration chromatique transversale (TCA)) ou lors de l'imagerie de l'œil à une position hors axe chromatique. Les deux effets ne peuvent pas être négligés lorsque l'imagerie est effectuée à 840 nm avec des bandes passantes beaucoup plus grandes que ~ 50 nm.

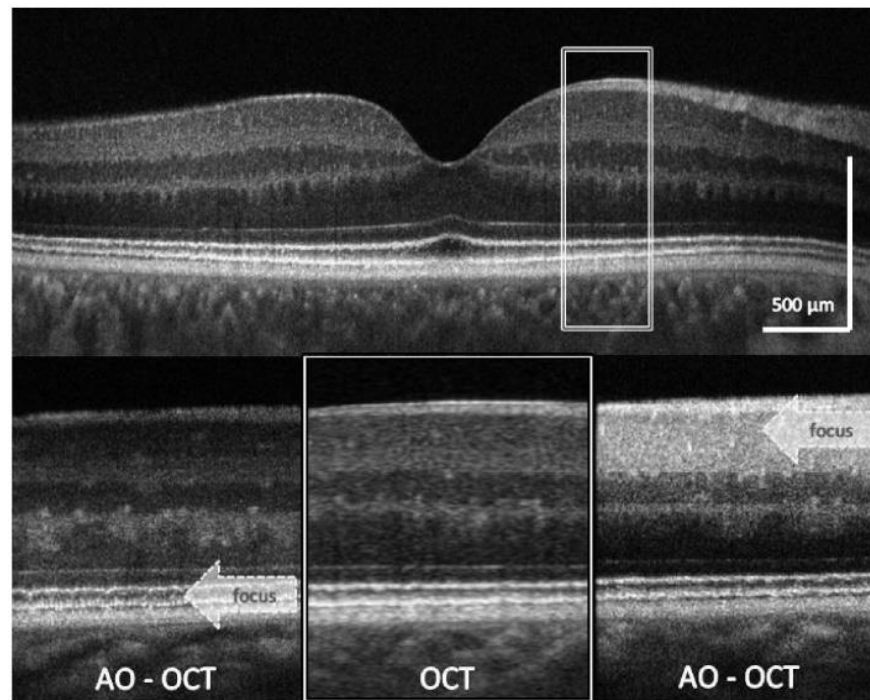


Figure IV.16. OCT B-scans de la rétine obtenue avec différentes techniques d'imagerie. (En haut) OCT clinique acquis sur 5 mm ; (en bas à gauche) OCT à domaine spectral AO haute résolution (plage de balayage de 0,5 mm) avec mise au point sur la couche photoréceptrice ; (en bas au centre) zone agrandie (0,5 mm) de l'OPO clinique ; et (en bas à droite) OCT à domaine spectral haute résolution AO (plage de balayage de 0,5 mm) avec mise au point au niveau de la couche de cellules ganglionnaires. Les zones correspondantes des images du bas sont similaires.

Dans le domaine visible, l'ACV peut atteindre jusqu'à 2,5 dioptries entre 400 nm et 700 nm tandis que dans la région infrarouge, cette valeur est réduite à environ 0,4 dioptrie entre 700 nm et 900 nm. Afin de compenser l'ACV en imagerie OCT, une lentille achromatisante peut être utilisée. Cette lentille introduit une défocalisation dépendante de la longueur d'onde du faisceau d'imagerie qui sera compensée par les aberrations chromatiques de l'œil. Ainsi, une résolution transversale élevée peut être obtenue même pour de très grandes largeurs de bande. Semblable à l'ACV, l'ACT dépend de la séparation entre les longueurs d'onde d'imagerie et peut être assez prononcé lorsque la lumière visible (543-711 nm) et la lumière infrarouge (842 nm) sont utilisées simultanément. Pour la compensation TCA, l'œil doit être déplacé latéralement. Cependant, pour l'imagerie OCT typique dans la gamme de longueurs d'onde de 840 nm (en utilisant une bande passante d'environ 50 nm), le TCA est relativement petit et peut être négligé pour les petits angles de balayage ($\sim 1^\circ$) [21].

IV.7. Conclusion

L'objectif de ce travail a été focalisé sur l'optimisation du couplage optique où les aberrations induites par les microlentilles sphériques des microcollimateurs sont considérées. A cet effet, l'étude théorique et expérimentale a été centrée sur les performances des micro-collimateurs à microlentilles paraboliques. Le profil de ces microlentilles avait été déterminé par traitement d'image en extrayant leurs contours. L'interpolation des points a permis la détermination du rayon de courbure au sommet et le calcul du coefficient d'aberration. Les résultats montrent qu'il y a une diminution des aberrations de 63% au profit des microlentilles paraboliques, entraînant ainsi une réduction de la tâche de focalisation.

Références

- [1] Robert Guenther, Modern Optics, Cambridge, John Wiley & Sons Inc., 1990(ISBN 0-471-60538-7), p. 130,
- [2]W. J. Smith, Modern Optical Engineering, third edition, New York: McGraw Hill, 2000
- [3] Herbert Gross, Design and Correction of Optical Systems, institute of applied physics 2017
- [4] Hecht, Optics, fourth edition, San Francisco, CA: Addison-Wesley, 2001.
- [5] F. L. Pedrotti, S. J. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, Introduction to Optics, 3rd edition, Upper
- [6] J. Strong, Concepts of Classical Optics, New York: Dover, 2004 (Dover edition is an unabridged republication of the work originally published in 1958 by W. H. Freeman and Company, San Francisco, CA)
- [7] C. G. Wynne, a comprehensive First-order Theory of Chromatic Aberration Secondary Spectrum Correction without Special Glasses, J. Mod. Opt. **25**, 627 (1978).
- [8] W.T. Welford, Aberrations of Optical Systems (Adam Hilger, Bristol, 1986).
- [9] J. Braat, The Abbe sine condition and related imaging conditions in geometrical optics, Proc. SPIE **3190**, 59 (1997).
- [10] M. Shibuya, The relation between offence against the sine condition in the presence of spherical aberration and lateral aberration, Opt. Commun. **70**, 12 (1989).
- [11] V. N. Mahajan, Optical Imaging and Aberrations, Part I (SPIE Press, Bellingham, 1998).
- [12] C. G. Wynne, Primary Aberrations and Conjugate Change, Proc. Phys. Soc. Lond. **65B**, 429 (1952).
- [13] A. Cox, A System of Optical Design (Focal Press, New York, 1964).
- [14] R. Kingslake, Lens Design Fundamentals (Academic Press, New York, 1978).
- [15] S. Vazquez-Montiel and O. Garcia-Lievanos, Spherical aberration correction using aspheric surfaces with an analytic-numerical method, Revista Mexicana de Física **59** (2013) 273–281. Doi :

PACS: 42.15-I; 42.15.Dp; 42.15.Eq; 42.15.Fr)

[16] D .Mcister. Aspheric lenses: optics and applications. Lens Talk 1998, 26(25).

[17] Ph. Nussbaum, R. Volkely, H P. Herzig, M. Eisner and S. Haselbeck, Design, fabrication and testing of microlens arrays for sensors and microsystems, Appl. Opt. 6 (1997) 617–636.

Doi: S0963-9659(97)86784-0

[18] Herzig H P (ed) 1997 Micro-optics (London: Taylor and Francis),

[19] Ghasemi, S. H. Hantehzadeh, M. R. Sabbaghzadeh, J. Dorranean, D.Vatani, V. Babazadeh, A.Lafouti, M. (2012). Designing a plano-convex aspheric lens for fiber optics collimator. Optics and Lasers in engineering, 50(2), 293296. doi:10.1016/j.optlaseng.2011.07.014

[20] Tien, C.-H.Lai, Y.-C. Milster, T. D., & Shieh, H.-P. D. (2002). Design and Fabrication of Fiberlenses for Optical Recording Applications. Japanese Journal of Applied Physics, 41(Part 1, No. 3B), 1834–1837. doi:10.1143/jjap.41.1834

[21] Pircher, M., & Zawadzki, R. J. (2017). Review of adaptive optics OCT (AO-OCT): principles and applications for retinal imaging [Invited]. Biomedical Optics Express, 8(5), 2536. doi :10.1364/boe.8.002536

CHAPITRE V



ETUDE EXPERIMENTALE

V.1.Introduction

Dans les parties précédentes nous avons exposé la problématique, suivi de quelques solutions apportées dans le domaine des micro-lentillage des fibres optiques dits « micro-collimateurs». Les solutions proposées sont diverses de par les techniques de fabrication en vue leur production en chaine, du type de microlentilles susceptible de corriger les défauts qui affectent la qualité des taches focales et l'efficacité de couplage qui en découle. A ce titre, nous avons initié une technique orienté production de moindre difficulté technique vu la répétitivité des résultats d'une part. D'autre part on s'est basé sur la fabrication de microlentilles paraboliques qui, théoriquement, présentent des aberrations minimales (voire nulles). Dans ce qui suit, nous développons les détails techniques et les caractérisations pertinentes.

Dans le chapitre suivant, nous présentons la partie qui concerne le travail expérimental ayant pour objectifs la réalisation et la caractérisation de microcollimateurs à base de microlentilles parabolique en polymères. Ces derniers sont optimisés dans le but minimiser les aberrations sphériques et augmenter l'efficacité du couplage optique.

Dans la première partie de ce chapitre, donnons le modèle théorique des microcollimateurs et les moyens d'optimisation des microcollimateurs en agissant sur les conditions expérimentales.

La deuxième partie est consacrée à la technique de fabrication de cône parabolique à l'extrémité des fibres optiques de profile parabolique (50/125) par le procédé d'attaque chimique. Elle est suivie de la description de la technique qui permet la fabrication des microcollimateurs. Enfin, la troisième partie est dédiée à la fabrication et à la caractérisation des microcollimateurs.

V.2. Modèle théorique des microcollimateurs

Considérant le système optique de la figure.V.1 composé d'une fibre SMF munie d'une microlentille parabolique d'indice de réfraction n_s et de rayon de courbure R à l'apex. Il est donc nécessaire d'étudier la propagation à travers le microcollimateur et d'en déterminer les paramètres importants du faisceau transmis, dont le waist ($2w_l$) et la distance de travail (Z) .

La propagation du faisceau à travers ce micro-collimateur suit la trajectoire indiquée dans la figure V.1. L'onde guidée par la fibre SMF de largeur de mode $2w_0$ est projetée par la microlentille en un waist image ($2w_l$) .

La largeur de mode $2w_0$ est calculée à l'aide de la formule de Marcuse [1] suivante :

$$\frac{w_0}{a} = 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \quad (V.1)$$

où a est le rayon du cœur de la fibre monomode qui vaut $4.5 \mu\text{m}$ pour la fibre $9/125 \mu\text{m}$. V est la fréquence normalisée donnée par l'expression ci-dessous,

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

avec n_1 et n_2 les indices du cœur et de la gaine respectivement, et λ la longueur d'onde utilisée, $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$. Les calculs donnent $w_0 = 4.1 \mu\text{m}$.

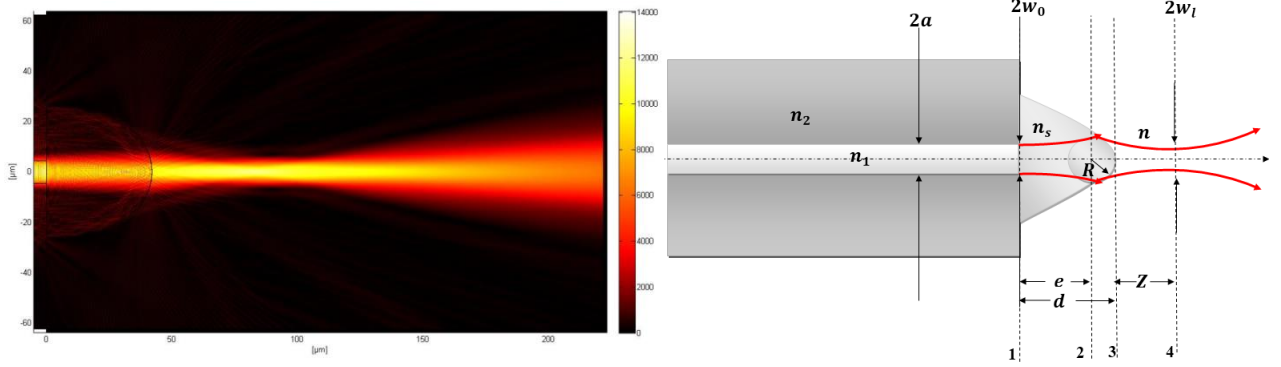


Figure V.1. Propagation de la lumière à travers le microcollimateur.

Le calcul de la largeur de mode $2w_0$ permet la détermination des autres caractéristiques optiques, dont le nouveau waist ($2w_l$) et la distance de travail (Z), à l'aide de la matrice de transfert M du système optique. Cette matrice peut être décomposée en 03 matrices élémentaires correspondant aux différents milieux de propagation. Elle s'écrit comme suit,

$$M = M_{34} M_{23} M_{12} \quad (\text{V.3})$$

Où M_{12} , M_{23} et M_{34} sont matrices élémentaires correspondant, respectivement, à la matrice de transfert du milieu de propagation compris entre les plans 1 et 2, à la matrice de transfert de la microlentille parabolique entre les plans 2 et 3 et à celle du milieu de formation du waist image entre les plans 3 et 4 dans l'air d'indice n_0 .

En faveur de la loi ABCD, on obtient l'équation suivante [2] :

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_0 - n_s}{n_0 p} & \frac{n_s}{n_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n_s} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{V.4})$$

avec

$$M_{12} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n_s} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{V.5})$$

$$M_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_0 - n_s}{n_0 p} & \frac{n_s}{n_0} \end{pmatrix} \quad (\text{V.6})$$

$$M_{34} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{V.7})$$

où d est l'épaisseur de la microlentille et p est le paramètre focal du profil parabolique. Dans le cas d'une parabole décrite à son apex par un cercle osculateur de rayon $R = p$ [3],

de l'équation (4), on en déduit les paramètres A , B , C et D comme suit,

$$A = 1 + Z \left(\frac{n_0 - n_s}{n_0 R} \right) \quad (\text{V.8})$$

$$B = \frac{d}{n_s} + \frac{d}{n_s} Z \left(\frac{n_0 - n_s}{n_0 R} \right) + Z \frac{n_s}{n_0} \quad (\text{V.9})$$

$$C = \frac{n_0 - n_s}{n_0 R} \quad (\text{V.10})$$

$$D = \frac{d}{n_s} \frac{n_0 - n_s}{n_0 R} + \frac{n_s}{n_0} \quad (\text{V.11})$$

Le nouveau waist w_l et la distance de travail Z se déduisent des équations (V.12) et (V.13) suivantes [4] :

$$AC + g^2 BD = 0 \quad (\text{V.12})$$

$$w_l = w_0 \left(\frac{n_s}{n_0} \frac{A^2 + g^2 B^2}{AD - BC} \right)^{1/2} \quad (\text{V.13})$$

où

$$g = \frac{\lambda}{\pi w_0^2 n_s} \quad (\text{V.14})$$

En résolvant les équations précédentes, on en déduit la distance de travail Z et le waist w_l qui s'écrivent sous la forme suivante,

$$Z = - \frac{1 + g^2 d \left(\frac{d}{n_s^2} + \frac{R}{1 - n_s} \right)}{\frac{1 - n_s}{R} + g^2 d \left(\frac{d}{n_s^2} \frac{1 - n_s}{R} + 2 + \frac{n_s^2}{d} \frac{R}{1 - n_s} \right)} \quad (\text{V.15})$$

$$w_l = w_0 \left(1 + \frac{g^2 d^2}{n_s^2} + \frac{g^2 d Z (1 - n_s)}{R} \left[\frac{2}{g^2 d} + \frac{2d}{n_s^2} + \frac{2R}{1 - n_s} + Z \left(\frac{1 - n_s}{g^2 d R} + 2 + \frac{d(1 - n_s)}{n_s^2 R} + \frac{n_s^2 R}{d(1 - n_s)} \right) \right] \right)^{1/2} \quad (\text{V.16})$$

L'efficacité de couplage entre une source et une fibre, par l'intermédiaire d'une microlentille parabolique, placé à l'extrémité de la fibre est donnée par l'intégrale bien connue suivante [5] :

$$\eta = \frac{|\iint \psi_r \psi_f^* dx dy|^2}{\iint |\psi_r|^2 dx dy \iint |\psi_f|^2 dx dy} \quad (\text{V.17})$$

où ψ_r et ψ_f représentent, respectivement, le champ du faisceau transformé par une microlentille et le champ du mode de la fibre optique SMF clivée.

La figure V.2, schématise le couplage entre deux faisceaux gaussiens émanant, l'un du micro-collimateur constitué d'une fibre SMF (9/125) muni d'une microlentille de waist $2w_l$ et un rayon de courbure d'onde R_l et l'autre d'une fibre SMF 4/125 clivée de diamètre de mode $2w_f$ et un rayon de courbure d'onde R_f . La distance entre les deux waists étant L .

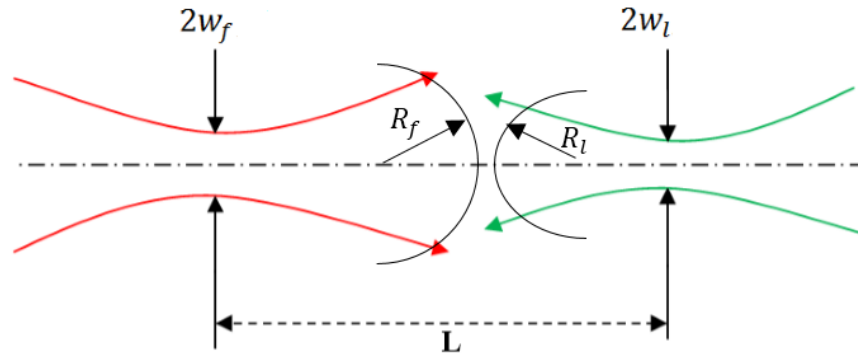


Figure V.2. Couplage entre deux faisceaux gaussiens.

Dans ce cas, l'efficacité de couplage η s'exprime sous une forme simple [6], donnée par l'expression,

$$\eta = \frac{2w_f w_l}{\sqrt{(w_f^2 + w_l^2)^2 + \frac{\lambda^2 L^2}{\pi^2}}} \quad (\text{V.18})$$

Afin de calculer le coefficient η , nous allons déterminer w_f et w_l . Le rayon du mode $w_f = 2.28 \mu\text{m}$ de la fibre (4/125 μm) clivée est calculé à partir de l'équation de Marcuse. Cependant w_l du microcollimateur est déterminée expérimentalement dans ce qui suit.

V.3. Optimisation des microcollimateurs

L'optimisation est considérée par rapport aux paramètres opto-géométriques à savoir l'indice de réfraction et le rayon de courbure, décrits dans ce qui suit.

V.3.1. Indice de réfraction

D'après les équations précédentes, les paramètres du faisceau gaussien dépendent de l'indice de réfraction d'une part et de la manière de focalisation – en d'autres termes du rayon de courbure de la microlentille-. Dans cette partie, nous étudierons la fabrication de microlentille avec différents matériaux polymériques (optiques) de différent indice de réfraction. Le tableau IV.1 montre, d'une façon non exhaustive les différents polymères et leurs indices de réfraction respectifs.

Polymère	L'indice de réfraction ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)	L'indice de réfraction ($\lambda = 1.310 \mu\text{m}$)	L'indice de réfraction ($\lambda = 1.550 \mu\text{m}$)
PDMS	1,4225	1,4180	1,4039
SU8	1,5960	1,5750	1,5552
NOA61	1.5569	1.5423	1.5409

Tableau V.1. Polymères optiques et leurs indices de réfraction pour des longueurs d'onde de 0,6328 μm , 1,310 μm et 1.550 μm [7-8].

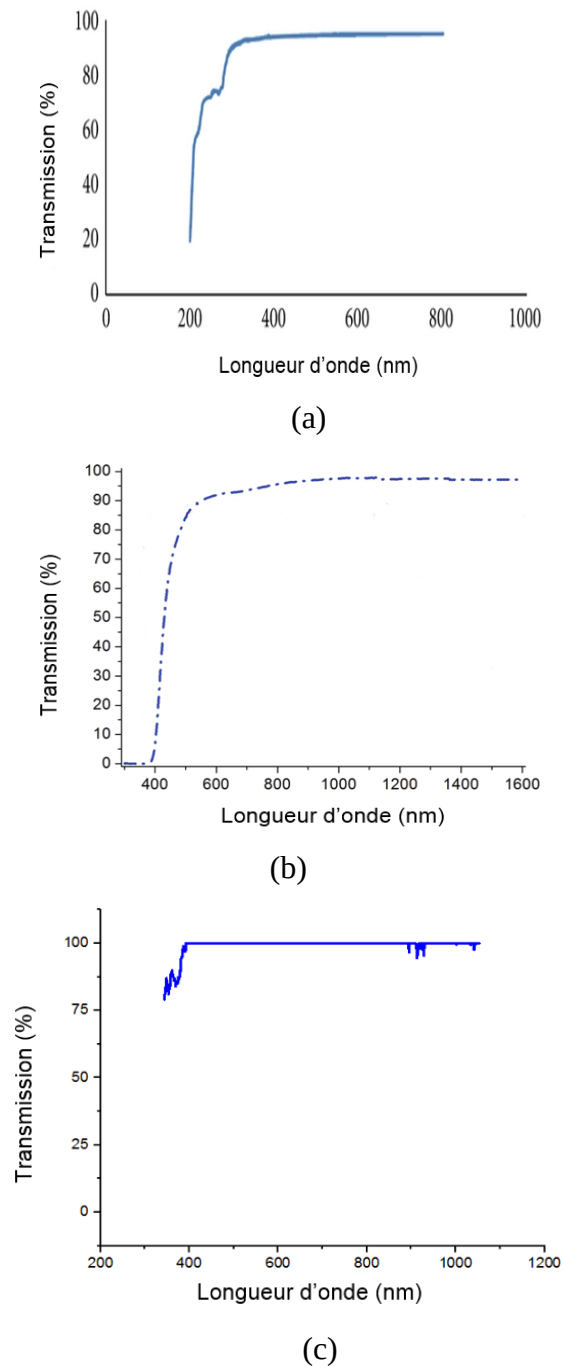
V.3.2. Transmission spectrale des polymères PDMS, SU8, NOA61

Figure V.3. Transmission spectrale de (a) PDMS, (b) SU8, (c) NOA 61

Nous avons les courbes précédentes montrent la variation de la transmission en fonction de la longueur d'onde pour chaque type de polymère (PDMS, SU8 et NOA 61). Au vu de ces courbes montrant une transmittance maximales dans tout le spectre visible et proche infrarouge, on peut dire que ces 03 polymères se prêtent bien à la réalisation de microlentilles.

V.3.3. Calcul des paramètres optimaux

Afin d'optimisation à la recherche des caractéristiques adéquates des microlentilles, un calcul des paramètres optiques (waist, la distance de travail) sont effectués.

Les résultats obtenus pour les trois matériaux précédents, relativement aux calculs du waist et de la distance de travail en fonction du rayon de courbure des microlentilles paraboliques sont illustrés dans les figures V.4, V.5 et V.6. Ces figures représentent le nouveau waist de chaque polymère en fonction du rayon de courbure dans le cas des fibres monomodes 4 /125 μm pour $\lambda=0,6328\mu\text{m}$ et dans les cas des fibres monomodes 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ et $\lambda=1.550\mu\text{m}$ respectivement. On peut voir que pour de petites valeurs des rayons de courbure correspondent des petites valeurs du waist, et que pour de larges waists, les rayons de courbure sont plus grands. D'autre part pour comprendre l'impact de l'indice de réfraction, considérant un waist optimal de 1.5 μm .

Lorsqu'on utilise le PDMS il faut un rayon de courbure (des microlentilles) optimal de 10 μm et 9.50 μm pour SMF 4/125 μm et 9/125 μm respectivement. Par contre, lorsqu'on utilise les polymères d'indice de réfraction comme le SU8 et NOA61, le rayon de courbure optimal change. En conséquence de quoi, on peut utiliser ces figures comme références pour un choix optimal de l'indice de réfraction c.-à-d. le polymère adéquat pour obtenir un maximum de couplage.

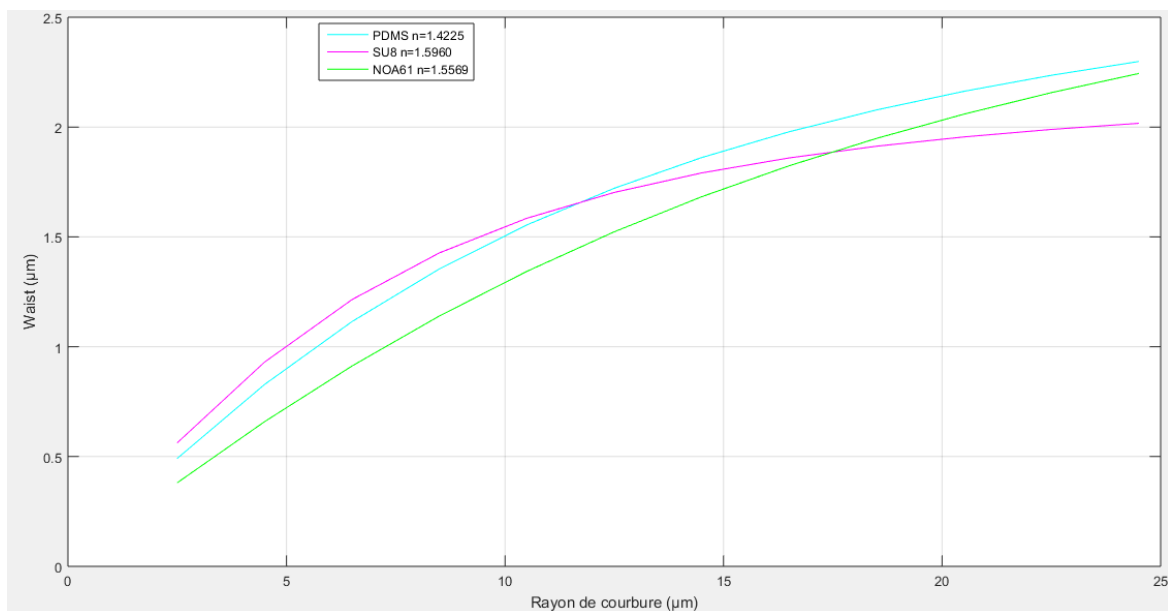


Figure V.4. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125 μm à $\lambda=0,6328$.

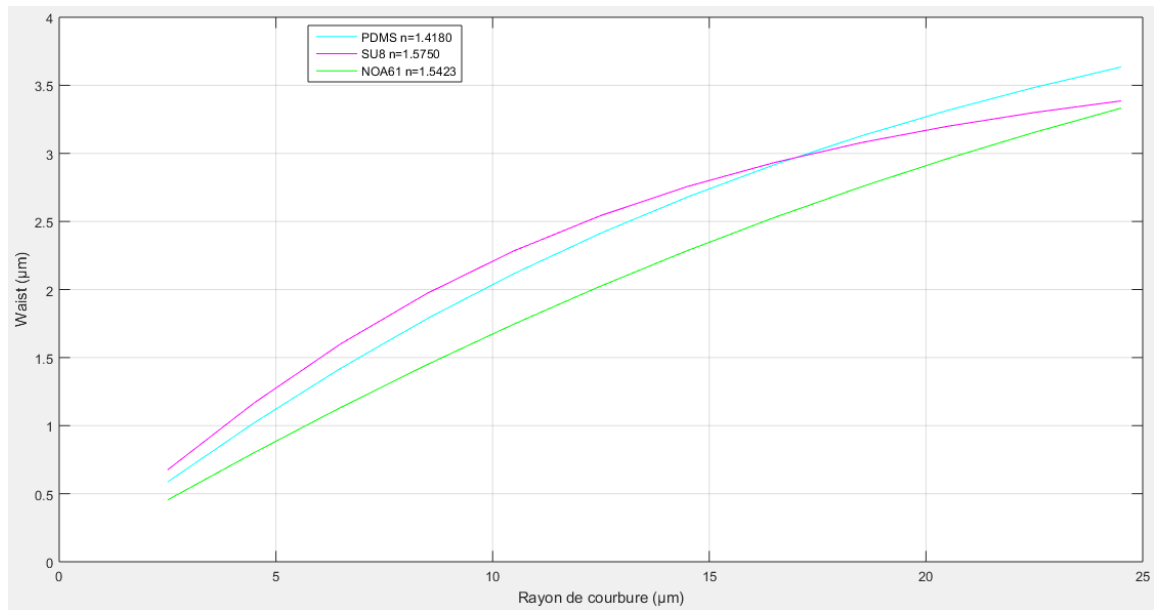


Figure V.5. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$.

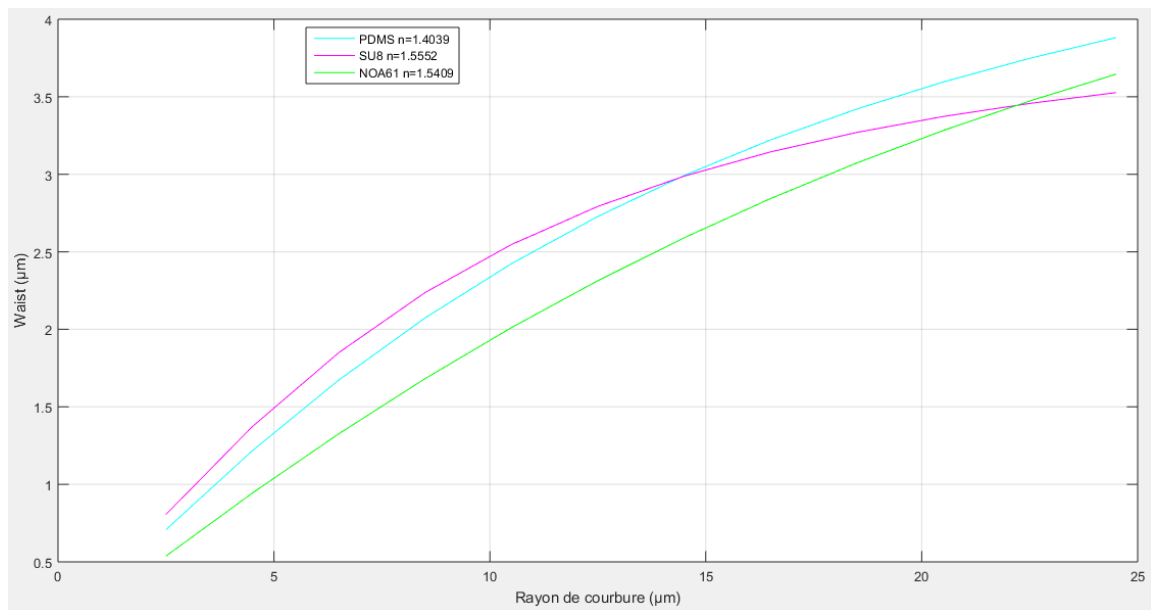


Figure V.6. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,550\mu\text{m}$.

Le deuxième paramètre important d'un microcollimateur est sa distance de travail. Cette dernière est illustrée dans les figures V.7, V.8 et V.9 en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas des fibres SMF 4/125 à $\lambda=0,6328\mu\text{m}$ et SMF 9/125 à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ et $\lambda=1,550\mu\text{m}$ respectivement.

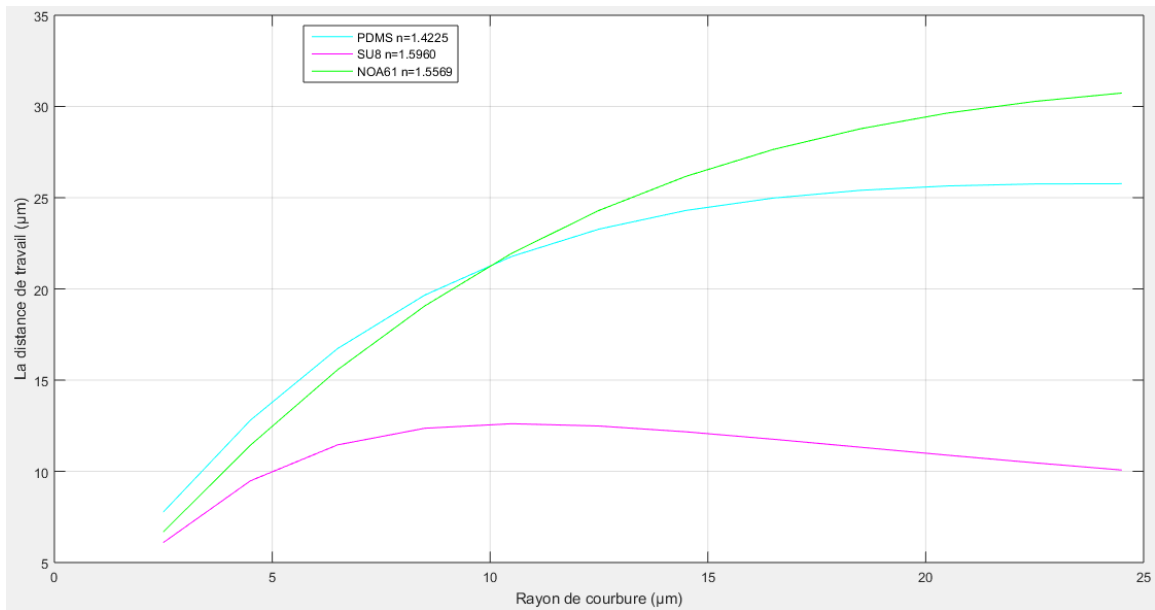


Figure V.7. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125μm à $\lambda=0,6328$.

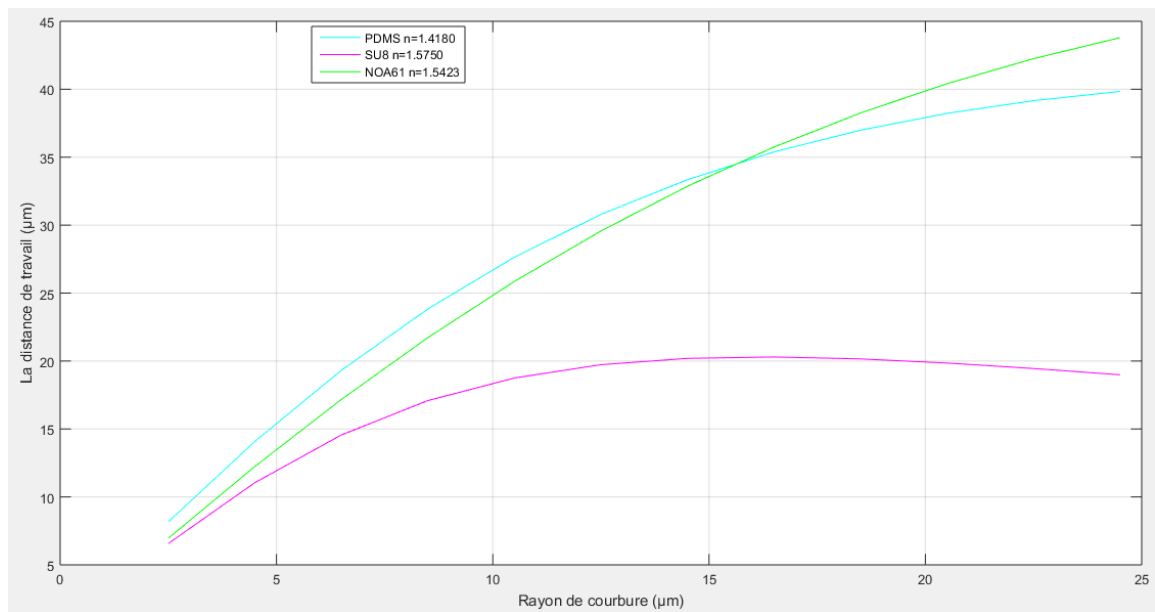


Figure V.8. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125μm à $\lambda=1,310$ μm.

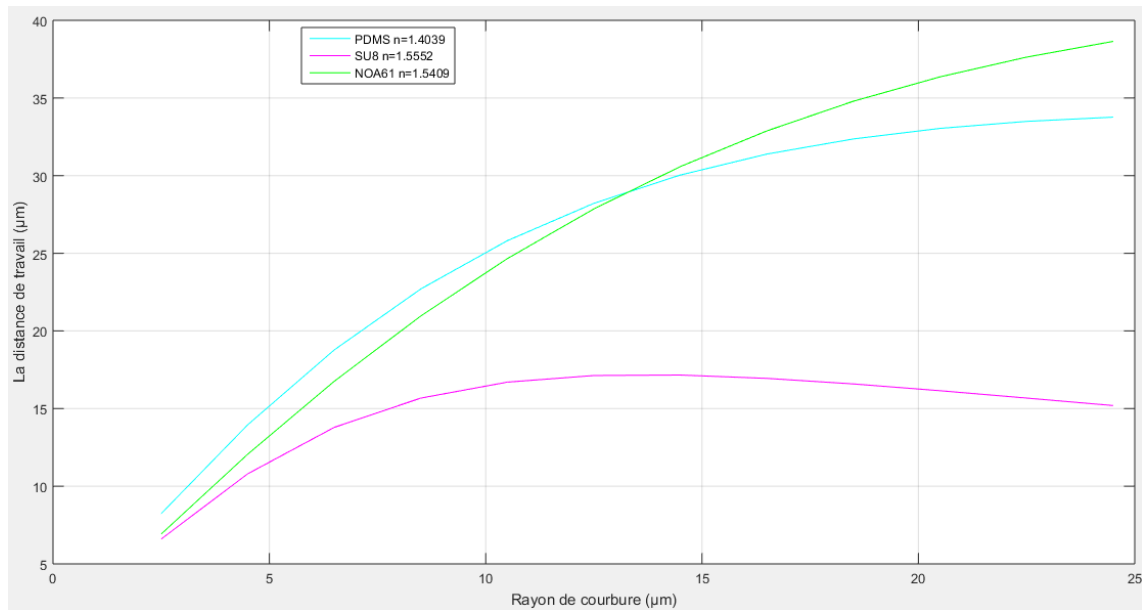


Figure V.9. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125μm à $\lambda=1,550\mu\text{m}$.

Conclusion : D'après les résultats trouvés, on peut envisager plusieurs possibilités selon le besoin. Chercher une grande densité optique, il est nécessaire d'utiliser des fibres de grand diamètre. En revanche, une fibre de petit diamètre ou, en d'autres termes, une fibre monomode relativement à la longueur d'onde de fonctionnement donnerait un meilleur couplage. Pour les applications télécom, il en ressort que le rayon optimal se situe à 10μm. La validation expérimentale est traitée dans les parties suivantes.

V.3.4. Influence du diamètre des microlentilles sur le waist et sur la distance de travail

Un autre paramètre aussi important est étudié, est celui du 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. L'étude par modélisation sur COMSOL donne [9] :

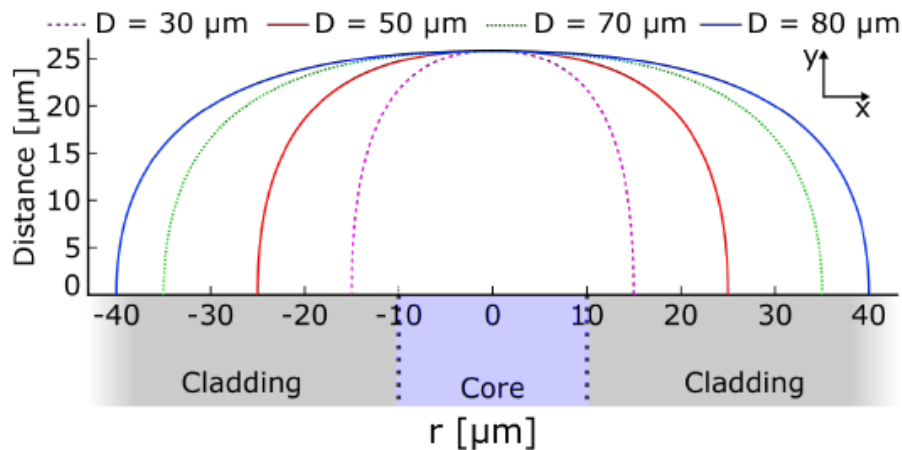


Figure V.10. Représentation de différents diamètres de base D : 30 μm , 50 μm , 70 μm , 80 μm La hauteur de la microlentille est fixée à $h = 26 \mu\text{m}$

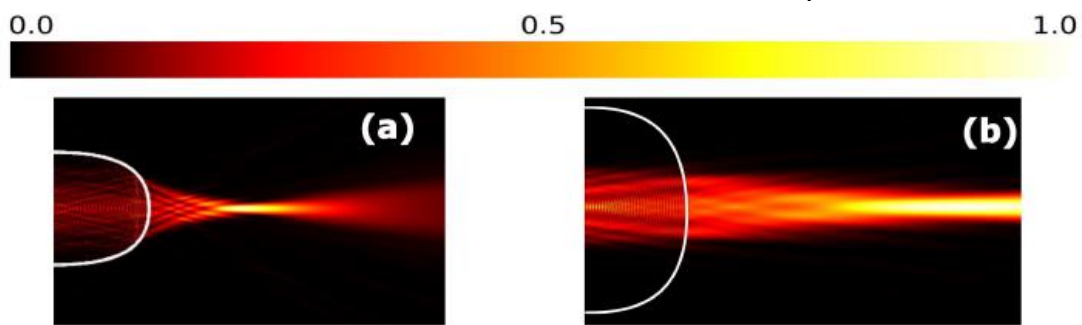


Figure V.11. Représentation de deux cas : (a) $D = 30 \mu\text{m}$ et (b) $D = 50 \mu\text{m}$.

V.4. Méthode de fabrication des microlentilles paraboliques

La technique de fabrication est basée fondamentalement sur le micro-moulage et donc la fabrication du micro-moule comme pré requis. Cela impose les contraintes suivantes à lever :

- 1- Réalisation du micro-moule;
- 2- Définition d'un rayon de courbure spécifique ;
- 3- Qualité de surface d'une rugosité de quelques dizaines de nanomètre.

La réalisation des micro-moules est faite par une méthode non conventionnelle articulée sur l'attaque chimique sélective. Dans un précédent travail, nous avons montré que la vitesse d'attaque chimique est proportionnelle à l'indice de réfraction indirectement dépendant du dopage du verre de la fibre. La fibre à gradient d'indice est par conception constitué d'un dopage (Ge) réparti d'une façon parabolique entraine une attaque chimique en conséquence. La perte de matière est donc proportionnelle à une parabole ; maximum de perte au centre et diminue graduellement vers la périphérie.

A ce titre, nous procédons selon trois phases essentielles, qui sont :

- Dans la première phase, nous créons une cavité de forme parabolique de la fibre gradient d'indice

50/125, par la méthode de l'attaque chimique.

- La deuxième est réservée à la fabrication de microlentille par injection d'un polymère (PDMS) dans cette cavité.
- Démoulage de la microlentille parabolique.

V.4.1. Réalisation des cavités paraboliques

V.4.1.1. Précaution de préparation de la solution

La préparation de l'acide fluorhydrique HF est faite dans un récipient en polystyrène (ou polycarbonate) ne réagissant pas avec l'acide fluorhydrique (HF). La préparation de la solution d'HF avec une concentration de 20 à 30 %. Elle est effectuée avec nos confrères chimistes.

L'acide HF étant très corrosif, nous nous imposons les précautions mises en œuvre pour se préserver d'éventuels contacts directs. Les consignes suivantes sont observées :

1. Port de masque et de lunette de protection individuelle dédiés.
2. Port de gants appropriés de travail en silicone.
3. Blouse de travail.
4. Manipulation sous une hotte contre les vapeurs de produits chimiques.
5. Ne pas respirer les vapeurs
6. Boîte à pharmacie d'urgence à proximité

La réalisation des cavités paraboliques est basée sur l'attaque chimique des fibres optiques à gradient d'indice (50/125). En effet, comme nous l'avons mentionné, la fibre étant constituée d'un cœur et d'une gaine optique d'indice de réfraction différents, l'attaque chimique agit d'une façon sélective. L'enlèvement de la matière est proportionnel à l'activité chimique. Cette ségrégation induit la création d'un cône de forme parabolique, centrée sur l'axe de la fibre. Cette opération est réalisée à l'aide du montage expérimental représenté sur la figure V.12.

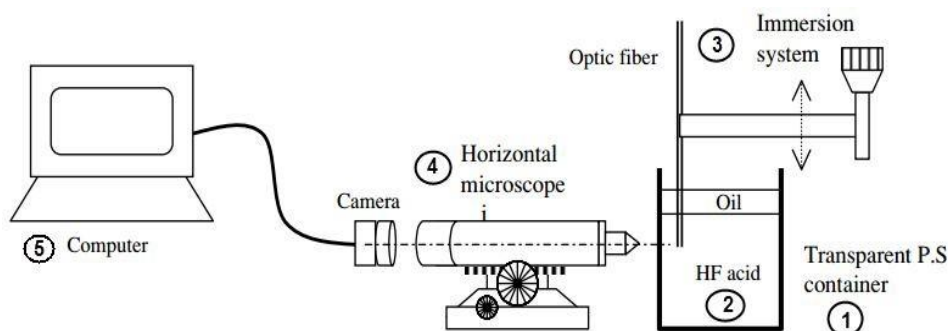


Figure V.12. Montage expérimental de réalisation des cônes paraboliques par attaque chimique.

Ce montage est composé d'un récipient transparent, contenant de l'acide fluorhydrique HF, protégée par une fine couche d'huile. La fibre optique est fixée à un système de translation micrométrique verticale permettant une immersion contrôlée. Ce montage est associé à un système d'observation microscopique et d'acquisition. Le mode opératoire se fait en plusieurs séquences. D'abord l'étape de préparation des échantillons. Elle consiste à enlever le revêtement de protection des fibres à gradient d'indice de diamètre de cœur 50 μm et de diamètre de la gaine optique 125 μm . Ces échantillons sont nettoyés à l'eau neutre distillé et rincé à l'éthanol, et ensuite clivées. Dans la deuxième étape, les fibres sont immergées dans une solution d'HF (acide fluorhydrique) à 30% de concentration. Le récipient en polystyrène transparent n'interagissant pas avec l'acide HF. Afin d'éviter l'évaporation de l'acide, la surface de la solution a été fermée par une couche d'huile d'isolation. L'attaque chimique est suivie en temps réel, et toutes les transformations subies par l'extrémité immergée de la fibre sont enregistrées en temps réel par la chaîne d'acquisition. Le microscope pour l'observation, la caméra pour l'acquisition et le PC pour le traitement d'image et l'analyse. Après l'attaque chimique, les fibres sont retirées (figure V.13), lavées à l'eau neutre et rincées à l'éthanol.

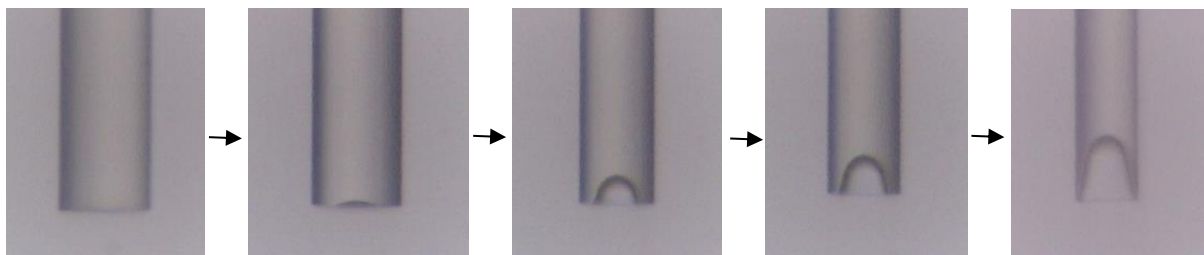


Figure V.13. Les étapes de l'attaque chimique de la fibre : l'état initial lorsque la fibre est Plongée jusqu'à l'état maximal

V.4.1.2. Réalisation des microlentilles parabolique par injection du PDMS

Après la création des cavités de forme parabolique de dimensions connues à l'extrémité des fibres à gradient d'indice (50/125), celle-ci sont ensuite fixée verticalement à une platine à micro-déplacements 3D schématisée dans le montage expérimental de la figure V.14. Une micro-seringue à débit contrôlé, chargé de PDMS, est mise bout à bout, alignée avec la fibre. Le processus d'injection du polymère à l'intérieur de cône est suivi et contrôlé à l'aide du système d'acquisition composé d'un microscope horizontal, d'une caméra CCD et d'un microordinateur.

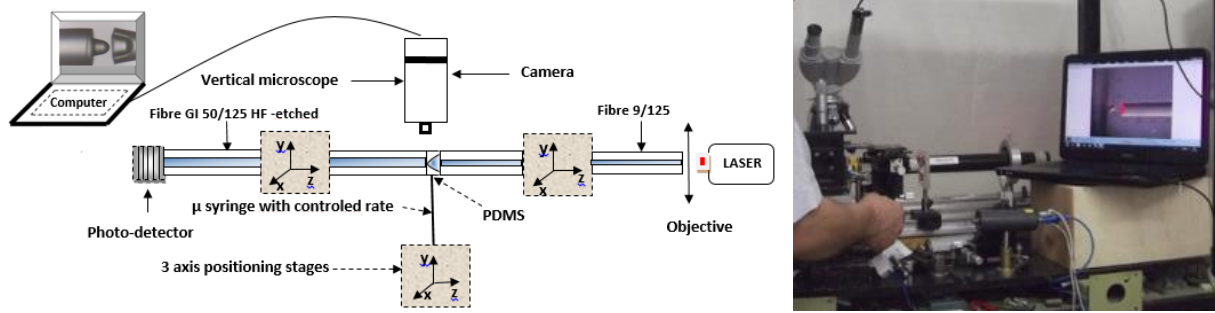


Figure V.14. Montage expérimental de fabrication de microcollimateur.

Le piston de la micro-seringue est actionné par un moteur de translation jusqu'à l'apparition d'une microgoutte au bout de la canule. L'extrémité de la fibre est, à son tour, rapprochée graduellement jusqu'au contact avec le PDMS et ensuite écartée. La quantité de polymère admise par la cavité forme une microlentille parabolique sur le bout de la fibre monomode 9/125 ou 4/125 sous l'effet des tensions de surface. La microlentille est polymérisée dans un four à une température de 80 °C pendant 20 minutes, enfin, on démoule la microlentille. Les étapes de fabrication du microcollimateur sont représentées dans la figure V.15, ci-dessous. Le rayon de courbure des microlentilles dépend de la largeur de la cavité parabolique

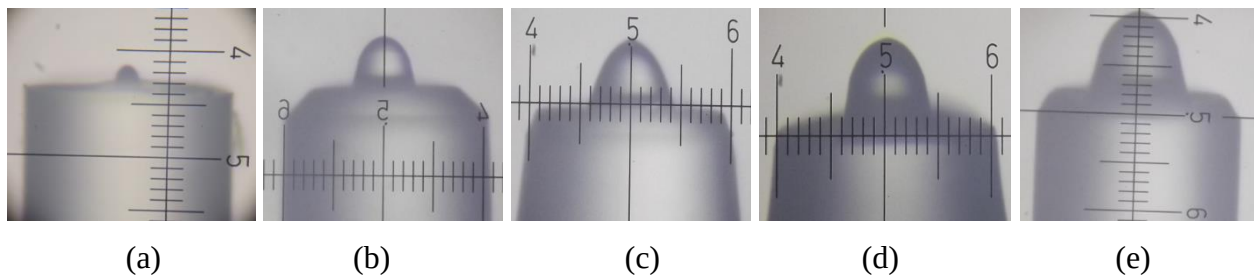
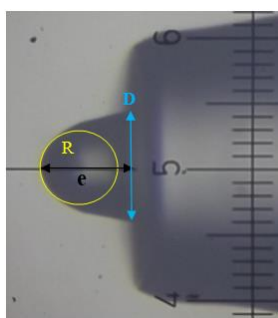


Figure V.15. Images des microcollimateurs avec les rayons des courbures : (a) $R=2.50\mu\text{m}$. (b) $R=9.50\mu\text{m}$. (c) $R=13.50\mu\text{m}$. (d) $R=17.50\mu\text{m}$. (e) $R=21.00\mu\text{m}$.



Images	R (μm)	e (μm)	D (μm)
Image a	02.50	08.00	10.00
Image b	09.50	24.25	32.00
Image c	13.50	42.15	48.00
Image d	17.50	43.10	49.20
Image e	21.00	45.75	50.10

Tableau V.2. Les différentes caractéristiques (diamètre de fibre 125 μm , l'épaisseur (e) et le diamètre de base (D)) des microlentilles de la figure V.15.

V.5. Caractérisation des microlentilles paraboliques

V.5.1. Evaluation de l'état de surface des microlentilles

Comme nos microlentilles trouvent leur application dans des domaines pointus où la rugosité de surface joue un rôle essentiel, celles-ci ont été analysées du point de vue état de surface par le microscope ZYGO. Notant que cet instrument est très délicat dans sa manipulation. En faveur de notre collaboration avec le Laboratoire ICube, Research Institute de l'Université de Strasbourg (CNRS), 67412 Illkirch, France), nous avons pu réaliser les caractérisations et obtenu les paramètres de l'état de surface. Le résultat est donné sur la fenêtre de l'instrument, figure V.16 ci-dessous,

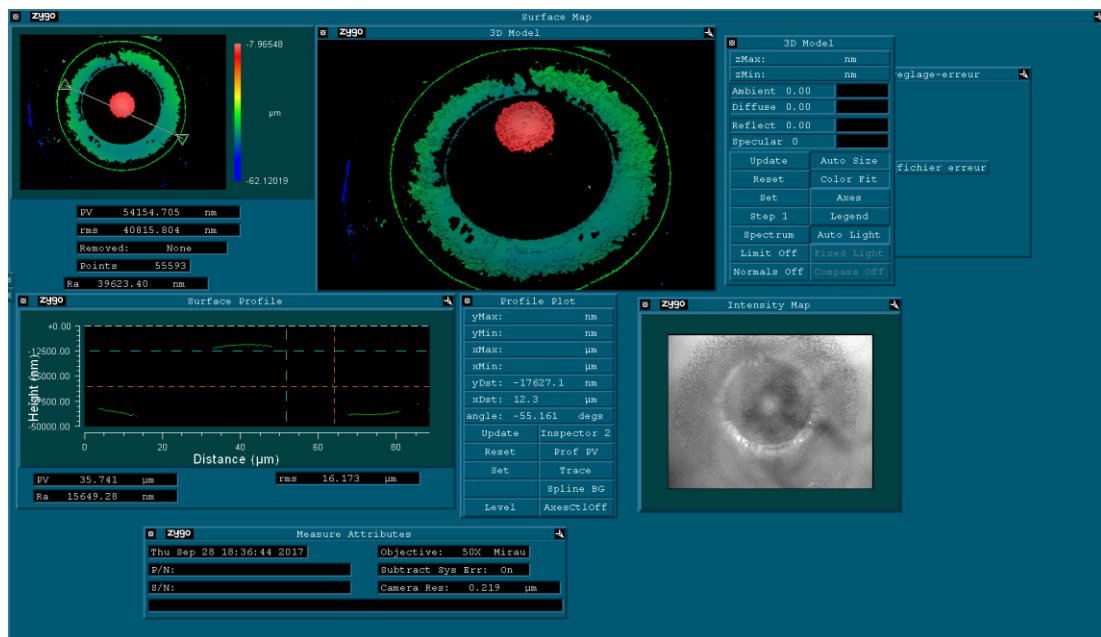


Figure V.16. Vu générale des paramètres. Cas de la microlentille de rayon de courbure 21 μm de la Fig.V.15 (e)

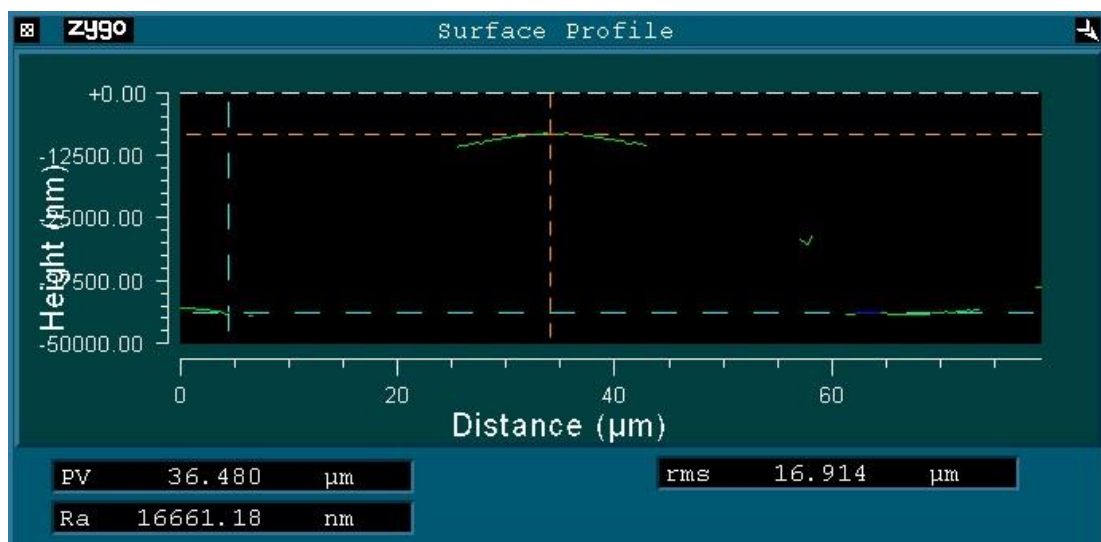


Figure V.17. Profil de surface de l'd'une microlentille de rayon de courbure 21 μm
L'amplitude de l'apex représentée et contenue dans l'intervalle d'une graduation de valeur de

2500nm. L'état de surface à une rugosité à l'apex est de valeur nanométrique et par conséquent n'a pas d'influence majeure sur la qualité optique de la microlentille.

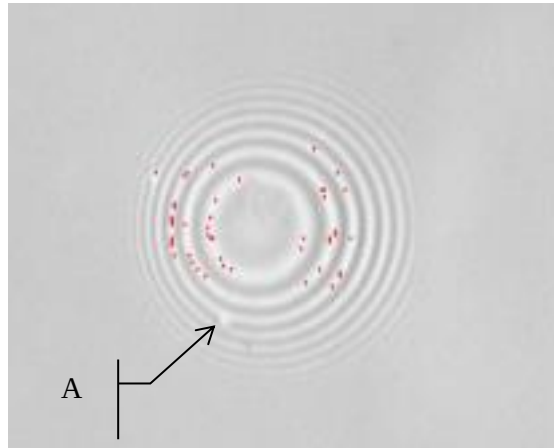


Figure V.18. Microlentille de rayon de courbure de 21 μ m. Image interférométrique par objectif Mirau. Le point « A » indique une déformation induite par à un dépôt d'un corps étranger de l'environnement.

Les franges d'interférences de la figure ci-dessus sont régulièrement circulaires et non déformées. Elle montre la bonne qualité surfacique et l'uniformité du profil. L'illusion d'asymétrie est due à l'inclinaison de la fibre (tilt) lors de son ajustage pour visualisation.

V.5.2. Modélisation et simulation sur COMSOL Muliphysics

Un travail de modélisation et de simulation a été préconisé en collaboration avec le laboratoire ICube afin de connaître la réponse des micro-collimateurs interrogés par différentes longueurs d'onde. Nous présentons ci-dessous deux cas d'étude,

Cas 1 :

- Fibre : Type 20/125 ($\phi_{\text{Cœur}}$ / ϕ_{gaine})
- Embout :
 - Diamètre de Base : 32 [μ m]
 - Hauteur : 25.8 [μ m]
 - Indice de réfraction SU8 : 1.564
 - Weight : 1.10

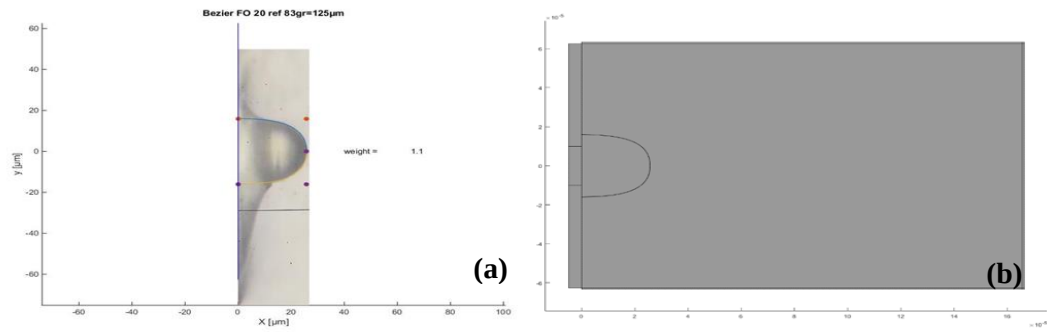


Figure V.19. Cas de la fibre 20/125, **(a)** Embout réel **(b)** Géométrie de l'embout

1550[nm]	Simulation of light intensity distribution at 1550 nm wavelength. The plot shows a bright central beam with a color scale from 0 to 16000. The axes are labeled 'X [μm]' and 'Y [μm]'.	-FWHM =3.1201 [μm] -Imax=1.6564 x10⁴ -Distance de travail : 20.776[μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 2.0129$
1064[nm]	Simulation of light intensity distribution at 1064 nm wavelength. The plot shows a bright central beam with a color scale from 0 to 16000. The axes are labeled 'X [μm]' and 'Y [μm]'.	-FWHM =2.4253 [μm] -Imax=2.2181 x10⁴ -Distance de travail : 24.305[μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 2.2794$
780[nm]	Simulation of light intensity distribution at 780 nm wavelength. The plot shows a bright central beam with a color scale from 0 to 16000. The axes are labeled 'X [μm]' and 'Y [μm]'.	-FWHM =1.8196 [μm] -Imax=2.2218 x10⁴ -Distance de travail : 25.059[μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 2.3328$

Cas 2 :

- Fibre : Type 50/125 ($\phi_{\text{cœur}} / \phi_{\text{gaine}}$)
- Embout :
 - Diamètre de Base : 60 [μm]
 - Hauteur : 49 [μm]
 - Indice de réfraction SU8 : 1.564

- Weight : 0.55

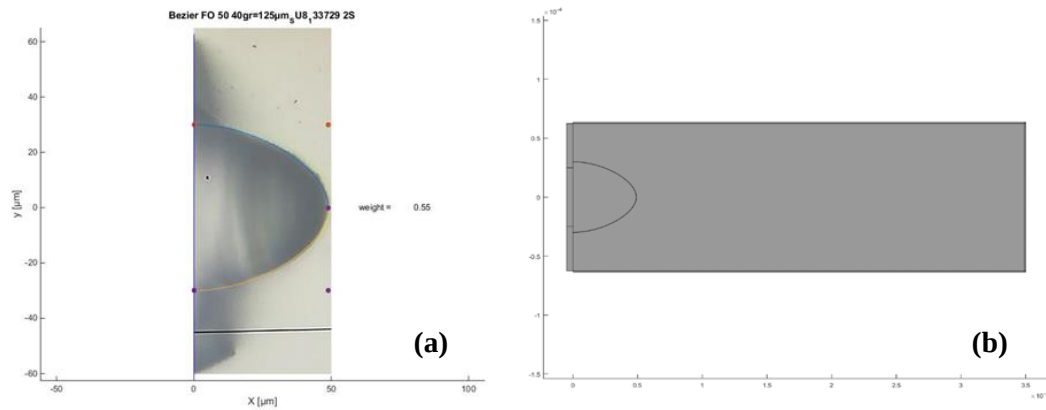
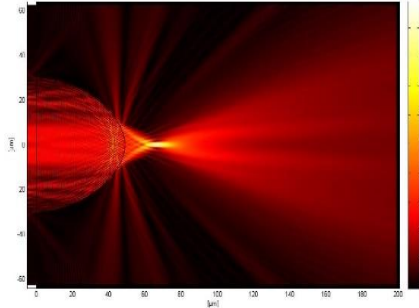
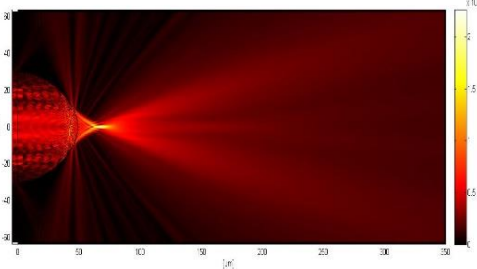
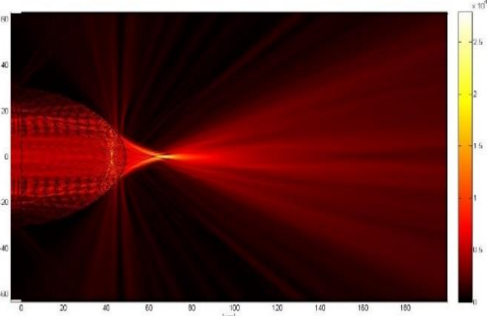


Figure V.20. Cas de la fibre 50/125, **(a)** Embout réel **(b)** Géométrie de l'embout

1550[nm]		-FWHM = 2.0358 [μm] -Imax = 1.9703 x 10⁴ -Distance de travail : 16.539 [μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 1.313$
1064[nm]		-FWHM = 1.5649 [μm] -Imax = 2.2181 x 10⁴ -Distance de travail : 17.253 [μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 1.4707$
780[nm]		-FWHM = 1.0696 [μm] -Imax = 2.3822 x 10⁴ -Distance de travail : 19.24 [μm] -Facteur de qualité X $X = \frac{FWHM}{\lambda} = 1.3712$

V.5.3. Détermination expérimentale du profil de la microlentille parabolique

La figure V.21, montre une vue agrandie d'une microlentille parabolique typique en polydiméthylsiloxane (PDMS) fixée à l'extrémité d'une fibre optique SMF (9/125 μm) avec un indice de réfraction du cœur, respectivement, de 1,4675 à 1,310 μm et de 1,4681 à 1,550 μm . Une ouverture numérique de 0,12 et une différence d'indice de réfraction relative de 0,36 %. Le profil de la microlentille est déterminé par traitement d'image. En effet, à partir de l'image expérimentale de la figure V.21. (a), les coordonnées des points du contour de la microlentille sont extrapolées et représentées par les points (en jaune) comme indiqué sur figure V.21. (b).

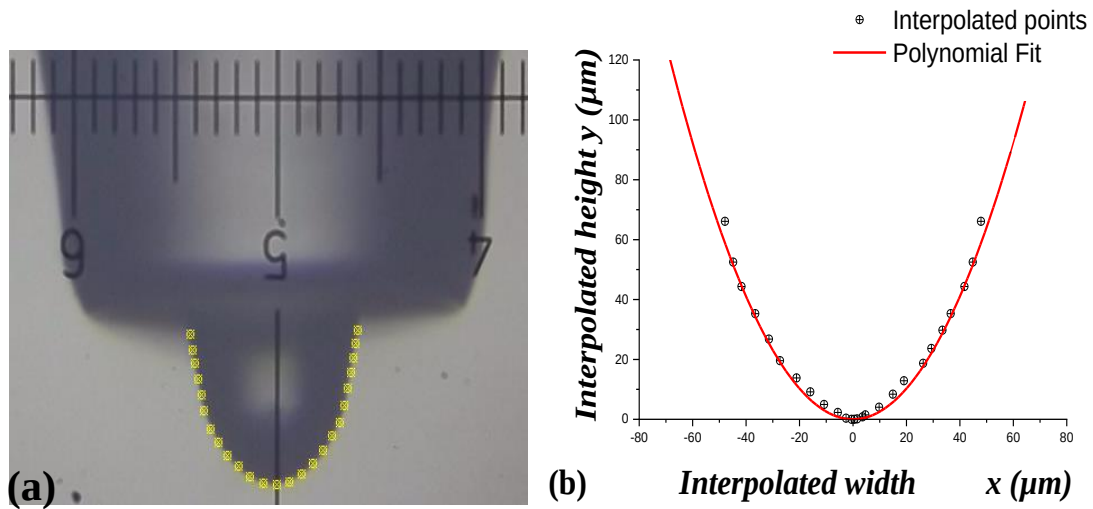


Figure IV.21. (a) Profil de la microlentille parabolique en bout de fibre (SMF 9/125). Hauteur (épaisseur) de 50 μm , largeur de base de 54 μm et rayon de courbure $R=17,5 \mu\text{m}$. Extraction des points (●●●) du contour de la microlentille parabolique. (b) représentation des points expérimentaux du contour de la microlentille et de la fonction d'interpolation en ligne continue.

Ces points sont ensuite interpolés par une fonction de la forme $y = ax^b$ pour déterminer son profil. Les paramètres (a et b) sont déterminés par régression de puissance. Les calculs ont donné les valeurs suivantes :

$$a = 0.0277$$

$$b = 2.1153$$

avec un résidu de 1.0×10^{-13}

Alors, l'équation du profil s'écrit sous la forme suivante,

$$y = 0.0277 x^{2.1} \quad (\text{V.19})$$

Dans la figure IV.21, sont représentées les points expérimentaux et la courbe d'interpolation parabolique.

Ce résultat traduit la validation d'un profil parabolique avec un coefficient de 2.1 correspondant au profil d'indice de la fibre à gradient d'indice (Master moule). Cette valeur rentre dans la fourchette

des valeurs théorique et donnée par les fabricants de fibre optique sans toutefois donner la valeur exacte (pour raison de confidentialité industrielle).

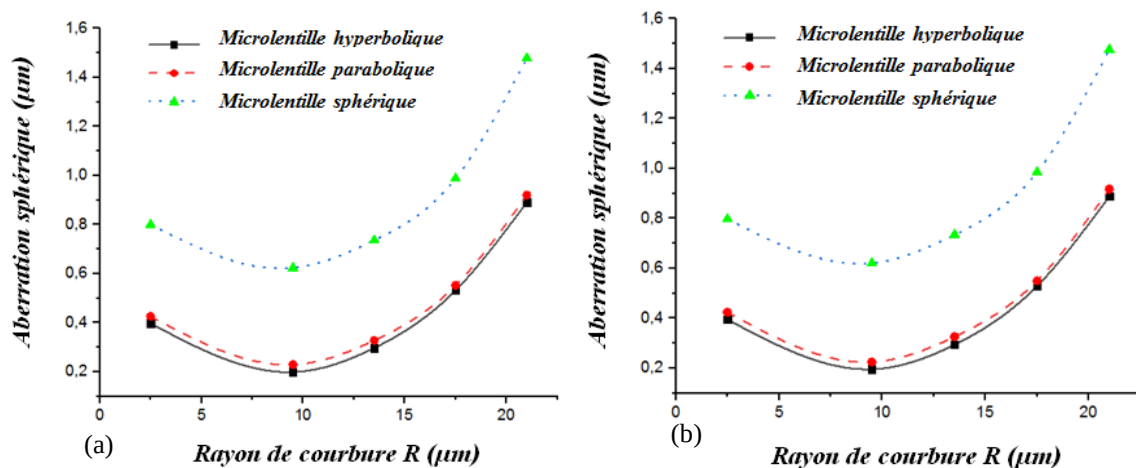
V.5.4. Apport des microlentilles paraboliques à la correction des aberrations sphériques

Afin de montrer les performances apportées par les microlentilles paraboliques, nous avons calculés et fait un comparatif des microlentilles asphériques dont les sphériques, paraboliques et hyperbolique de même rayon de courbure à l'apex.

Le tableau V.3 montre, pour les mêmes rayons de courbure, les coefficients d'aberration, S_{sph} des microlentilles sphériques (Equation (IV.19)), S_{par} des microlentilles paraboliques étudiées (Equation (IV.20)) et S_{hyp} des microlentilles hyperboliques (Equation (IV.21)).

Les minimums d'aberration $S_{par} = 0,225 \mu m$ et $S_{hyp} = 0,196$ ont été atteints à un rayon de courbure optimal $R = 9,5 \mu m$ (à $\lambda = 1,550 \mu m$). En conséquence, en utilisant les relations (Equation (IV.22)) et (Equation (IV.23)), l'amélioration de D d'environ 64 % et 68 % a été obtenue, respectivement, dans le cas des formes de microlentilles paraboliques et hyperboliques. Néanmoins, la différence entre les deux résultats ne dépasse pas 5 %.

Les courbes de variation correspondantes sont représentées sur la figure V.22, (a) et (b). On voit que les aberrations sont beaucoup plus faibles pour les microlentilles paraboliques et hyperboliques d'une part alors que d'autre part leurs valeurs sont relativement proches aux deux longueurs d'onde 1,310 et 1,550 μm . Les figures V.22, (c) et (d) montrent l'amélioration apportée par les lentilles paraboliques et hyperboliques. On peut voir qu'aux deux longueurs d'onde concernées les améliorations sont relativement proches.



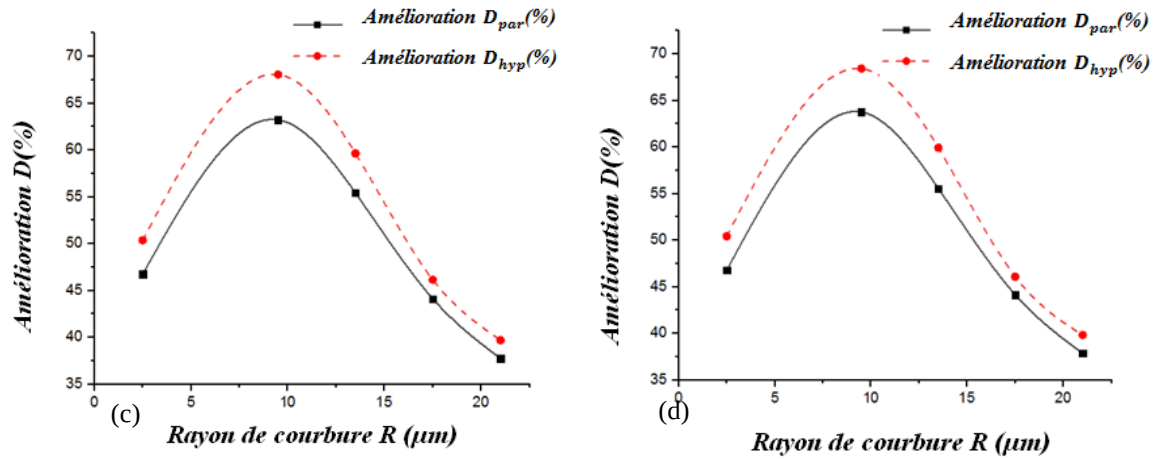
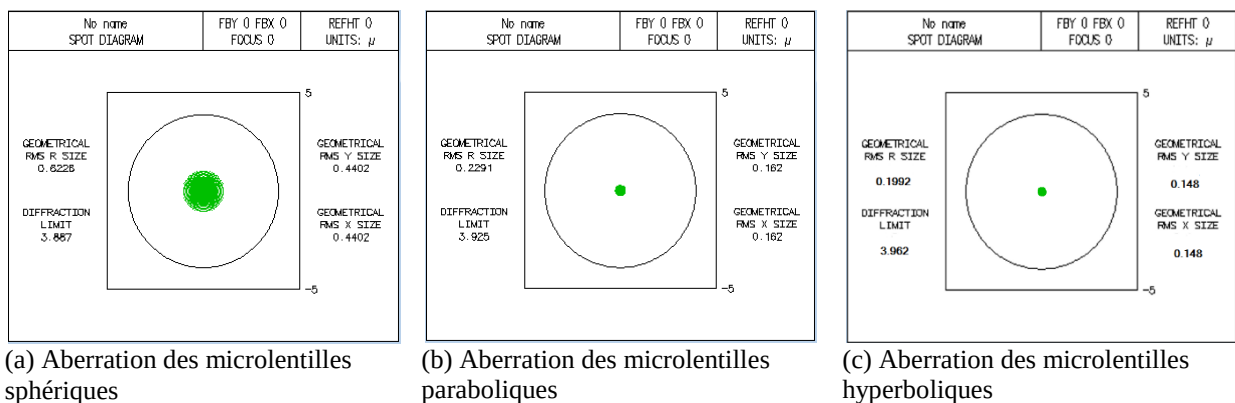


Figure V.22. (a) et (b) illustrent les aberrations sphériques en fonction des rayons de courbure des microlentilles sphériques, paraboliques et hyperboliques à $\lambda=1,310 \mu m$ et $\lambda=1,550 \mu m$. (c) et (d) tracent l'amélioration D_{par} et D_{hyp} des microlentilles paraboliques et hyperboliques par rapport à leurs équivalents sphériques.

Les aberrations sphériques provoquent un élargissement du diagramme des taches. A cet effet, un logiciel optique de mise en page et d'optimisation (OSLO) est utilisé. Ce dernier prend en charge la conception, l'analyse des systèmes optiques, l'évaluation des performances et les analyses d'optimisation et de tolérance. Pour vérifier cela, les diagrammes de points obtenus par les simulations OSLO sont représentés sur la figure V.23 (a, b, c) et sur (d, e, f), respectivement, à $\lambda = 1,310 \mu m$ et $\lambda = 1,550 \mu m$. À la longueur d'onde optimale de $1,550 \mu m$, cela se traduit par un rayon géométrique RMS du diagramme de tache de $0,225 \mu m$ pour le cas parabolique et de $0,196 \mu m$ pour la forme hyperbolique, respectivement, environ 2,8 et 3,1 fois plus petit que celui du cas sphérique avec un RMS rayon de $0,621 \mu m$.

En considérant les différents diamètres de spots, les microlentilles paraboliques et hyperboliques offrent des performances relativement similaires. Il y a entre eux une différence de 9,7% et 0%.

à $\lambda=1.310 \mu m$



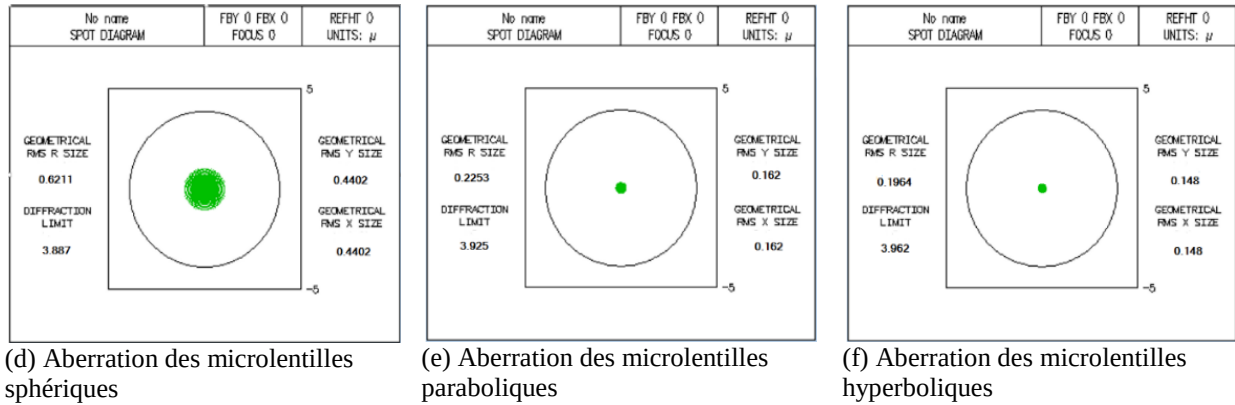
à $\lambda=1.550 \mu\text{m}$ 

Figure V.23. Le tracé des images ponctuelles, le cas de $R = 9,50 \mu\text{m}$. En (a), (b) et (c), respectivement, la taille du spot pour les microlentilles sphériques, paraboliques et hyperboliques à $\lambda=1,310 \mu\text{m}$ et en (d), (e) et (f) à $\lambda=1,550 \mu\text{m}$

$R(\mu\text{m})$	$S_{\text{Sph}}(\mu\text{m})$		$S_{\text{Par}}(\mu\text{m})$		$S_{\text{Hyp}}(\mu\text{m})$		$\text{Improvement } D_{\text{Par}}(\%)$		$\text{Improvement } D_{\text{Hyp}}(\%)$		$(D_{\text{Hyp}} - D_{\text{Par}})(\%)$	
	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$	$\lambda=1.31 \mu\text{m}$	$\lambda=1.55 \mu\text{m}$
2.5	0.80	0.79	0.43	0.42	0.39	0.39	46.75	46.80	50.37	50.44	3.62	3.64
9.5	0.62	0.62	0.23	0.22	0.19	0.19	63.24	63.77	68.06	68.44	4.29	4.67
13.5	0.74	0.73	0.33	0.32	0.29	0.29	55.43	55.56	59.65	59.94	4.22	4.38
17.5	0.99	0.98	0.55	0.55	0.53	0.53	44.13	44.16	46.15	46.09	2.02	1.93
21.0	1.48	1.47	0.92	0.92	0.89	0.89	37.75	37.87	39.71	39.83	1.96	1.96

Tableau V.3. Comparaison entre les valeurs d'aberration des microlentilles de forme parabolique et hyperbolique et celles hémisphériques ayant le même rayon de courbure et indice de réfraction.

Conclusion : A travers ces résultats, nous concluons que les deux microlentilles (parabolique et hyperbolique) sont les meilleures pour corriger les aberrations sphériques. Nous utilisons la microlentille parabolique car elle est plus facile à réaliser que la microlentille hyperbolique afin de donner des résultats précis.

V.6. Montage expérimental pour la détermination des paramètres optiques des microlentilles paraboliques et évaluation du couplage

V.6.1. Détermination du waist et de la distance de travail

La caractérisation expérimentale consiste à déterminer les paramètres optiques, à savoir le waist des microlentilles, la distance de travail, le rayon de courbure optimal et l'efficacité du couplage optique.

A cet effet, le dispositif expérimental dédié à la caractérisation est tel que représenté sur la figure V.24.

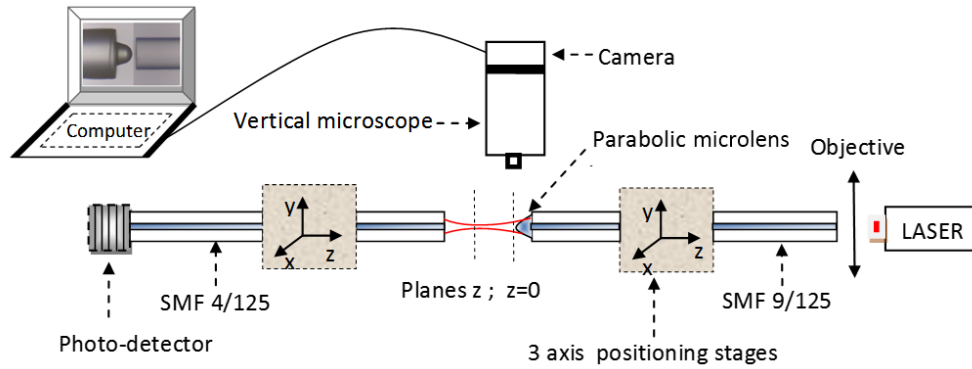


Figure V.24. Montage expérimental pour caractériser les fibres à microlentilles paraboliques.

Le montage est composé d'abord d'une source laser ($\lambda = 1,31 \mu\text{m}$) couplée à une fibre 9/125 avec une microlentille par un objectif de microscope ($\times 10$). Ensuite, un système d'acquisition composé d'une caméra CCD (Charge-coupled device) associée à un microscope vertical est utilisé pour contrôler le centrage et l'alignement de la pointe de la microlentille parabolique devant une fibre "mesure" 4/125 μm allant vers une photo -détecteur. Ce dernier est utilisé pour balayer le faisceau de sortie dans les deux directions perpendiculaires (x et y) du plan transversal ainsi que dans la direction axiale z . La microlentille et la fibre de mesure sont fixées sur un système de micro-déplacement 3D. Le déplacement nanométrique dans la direction z est assuré par un piézo-positionneur (Edmund PP-30). Les translations longitudinale et transversale de la fibre de mesure permettent de balayer le profil du faisceau de la zone de couplage depuis la surface de la microlentille ($z = 0$). Le photodétecteur (InGaAs Photodiode IGA-Series d'Edmund optics) donne la valeur de l'intensité lumineuse couplée.

Au couplage optique maximal, la distance de travail Z et waist w_l ont été déterminées. Pour cette raison, cinq microlentilles différentes ont été caractérisées en suivant la même procédure.

V.6.2. Résultats et discussions

L'intensité de la lumière transmise a été mesurée dans un volume de couplage balayé de $12 \mu\text{m}$ dans le plan transversal et de $42 \mu\text{m}$ dans la direction axiale par pas de $1 \mu\text{m}$ à une résolution de 10 nm . Ces courbes de variation montrent le volume de couplage balayé. De la coupe longitudinale des courbes (figure V.25(a), V.26(a), V.27(a), V.28(a), V.29(a)), on déduit la distance de travail Z , partant de la surface de la microlentille ($z = 0$) jusqu'au maximum de la courbe. A partir des courbe transversales ((figure V.25(b), V.26(b), V.27(b), V.28(b), V.29(b)) à la largeur minimale du volume de couplage, dans ce cas à $Z = 23 \mu\text{m}$, la taille de la tache focale (waist) est déterminée. Sur les

figures, les mesures concernent les cas des microlentilles paraboliques avec les rayons de courbure $R=2.50\mu\text{m}$, $9.50\mu\text{m}$, $13.50\mu\text{m}$, $17.50\mu\text{m}$ et $21.00\mu\text{m}$. Par conséquent, afin d'optimiser le couplage, il est essentiel de trouver le rayon de courbure optimal de la microlentille donnant les meilleures performances.

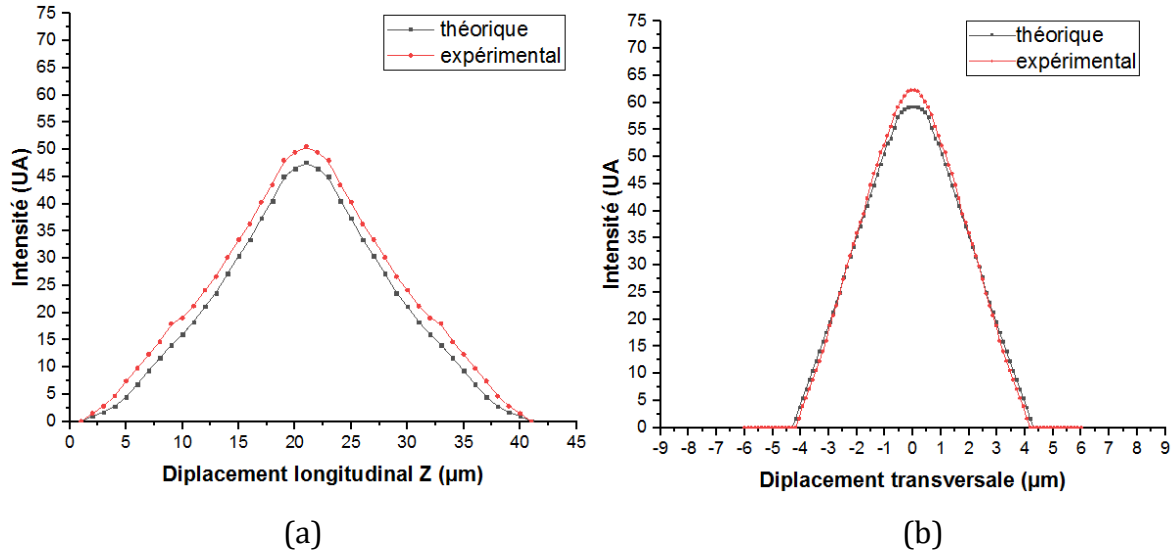


Figure V.25. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de $R=2.50\mu\text{m}$) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.

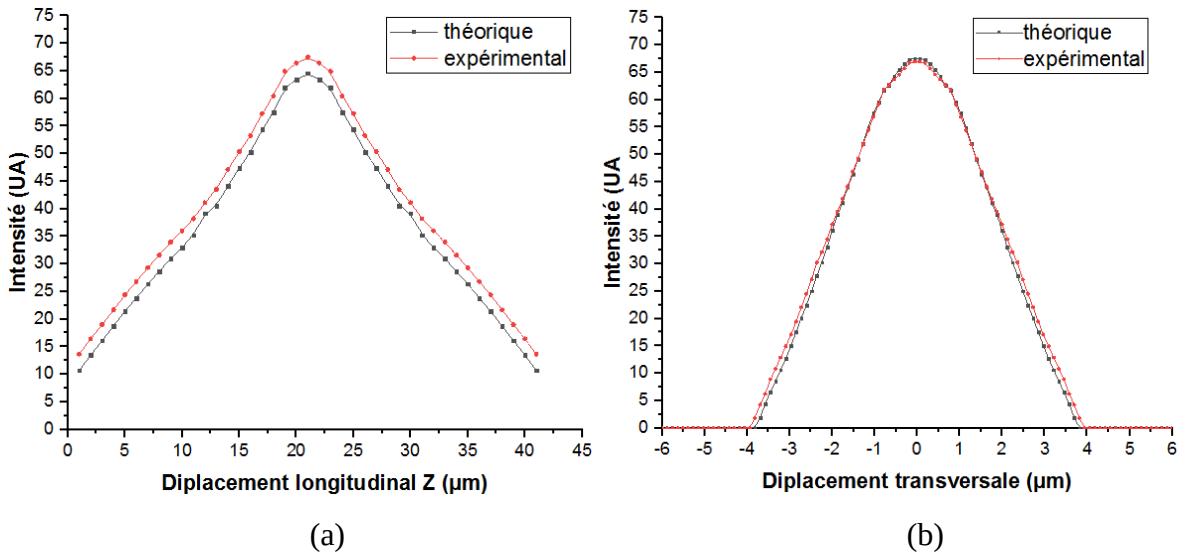


Figure V.26. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de $R=9.50\mu\text{m}$) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.

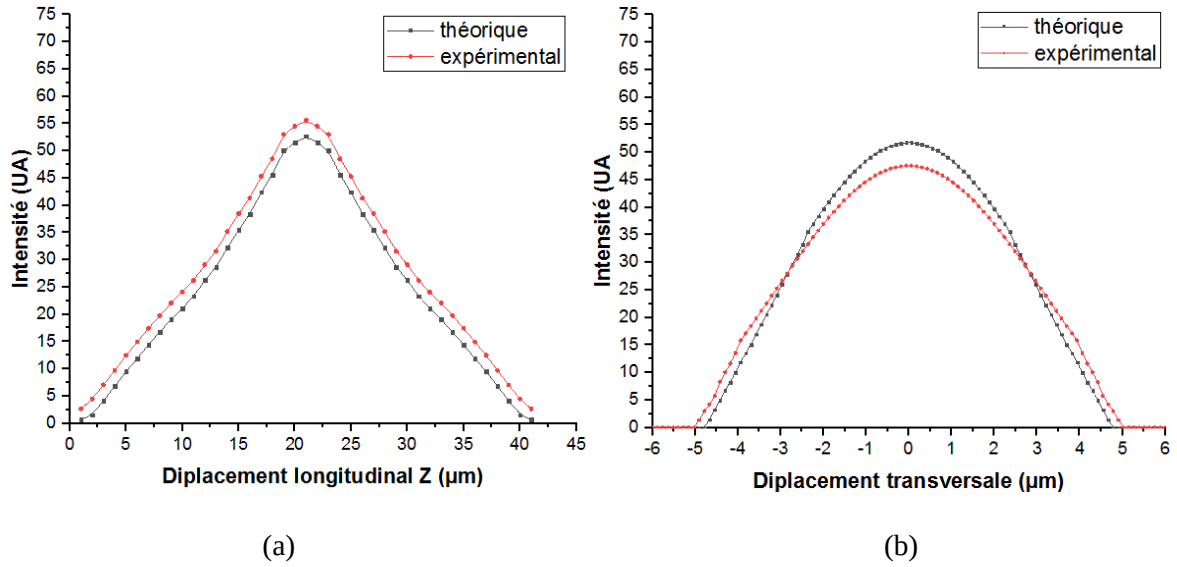


Figure V.27. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de $R=13.50 \mu\text{m}$) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.

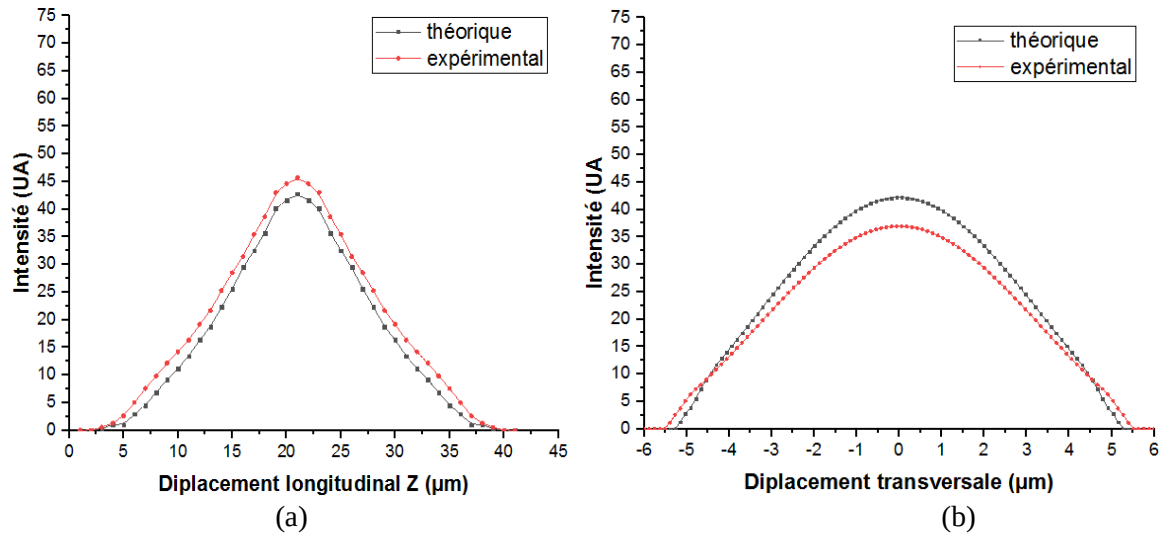


Figure V.28. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de $R=17.50 \mu\text{m}$) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.

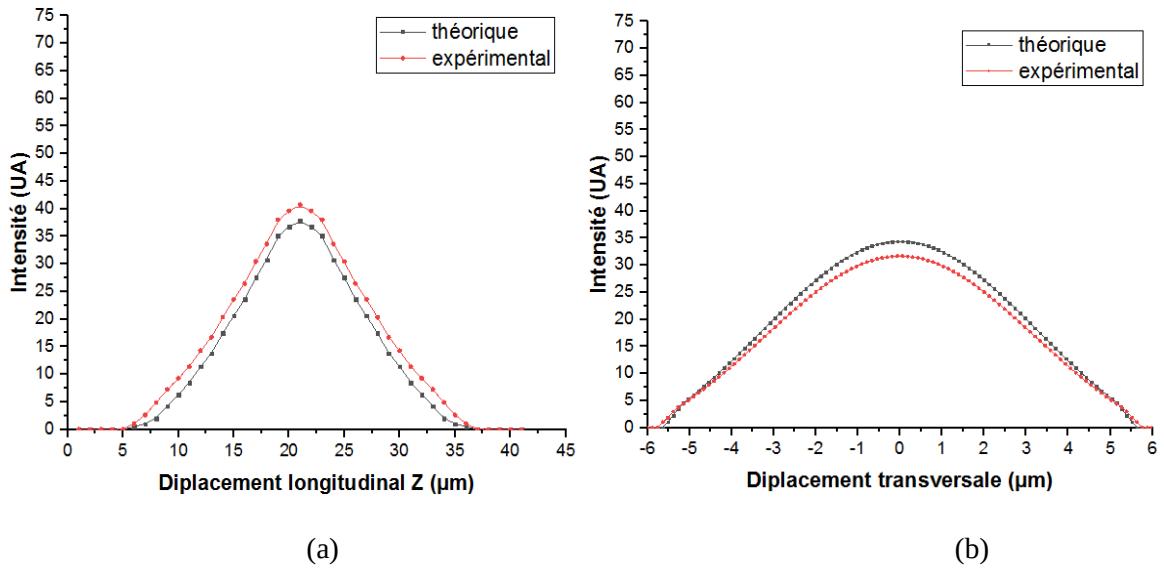


Figure V.29. Couplage entre une fibre 9/125 (avec microlentille parabolique de $R=21.00 \mu\text{m}$) et une fibre 4/125. (a) Coupe longitudinale du volume de couplage. (b) Section transversale à la largeur minimale du volume de couplage.

V.6.3. Evaluation du couplage et Gain optique

L'excédent optique « Gain » apporté par les micro-collimateurs par rapport à la fibre sans microlentille se calcule rigoureusement par la relation suivante :

$$\Delta G = (G_m - G_f)/G_f \quad (\text{V.20})$$

Où ΔG représente le gain optique, G_m et G_f désignent, respectivement, le couplage optique représenté par la « transmittivité » à travers le système optique en question (embout) que nous adopterons par la suite. Donc le G_f représentera la transmittivité d'un micro-collimateur constitué d'une « fibre 9/125 + microlentille parabolique » et celui de la fibre 4/125 clivée. Dans ce qui suit sont représentées les courbes de transmittivité et du Gain optique des micro-collimateurs étudiés.

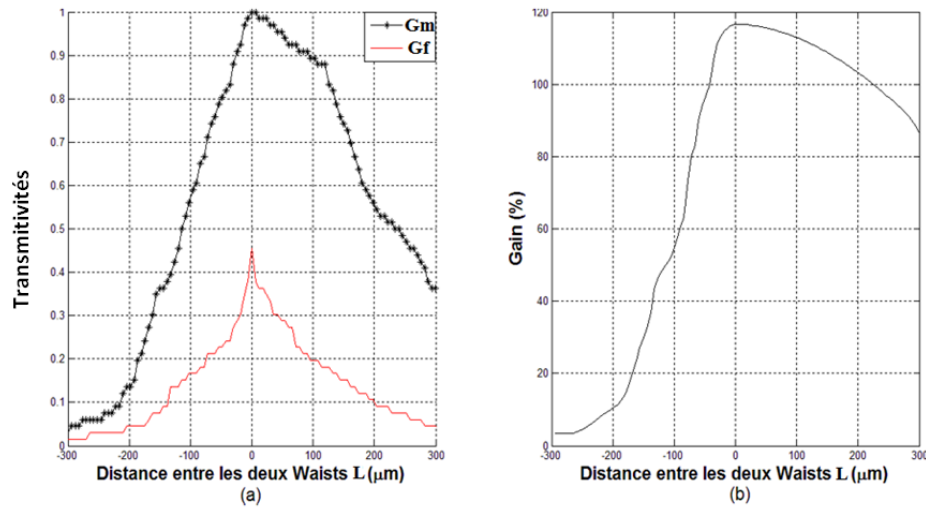


Figure V.30. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=9.50\mu\text{m}$, (b) La courbe du Gain optique.

Dans ce cas le microcollimateur $R=9.50\mu\text{m}$ présente un gain optimal. Il atteint une valeur de 116% au maximum de la valeur.

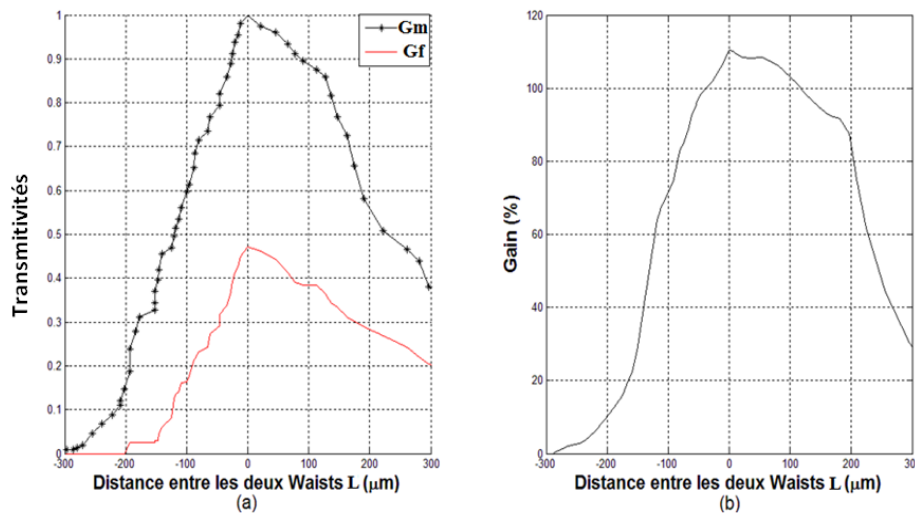


Figure V.31. (a) Représentation des transmittivités des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=13.50\mu\text{m}$, (b) La courbe du Gain optique.

Dans le cas de ce microcollimateur, l'augmentation est de 109,5% au maximum de la valeur, ce qui représente une augmentation progressive.

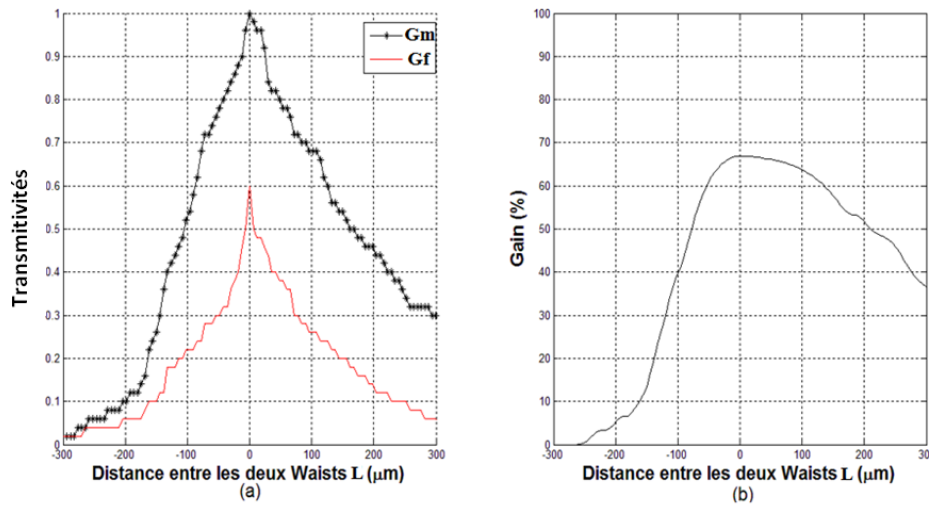


Figure V.32. (a) Représentation des transmittés des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=17.5\mu\text{m}$, (b) La courbe du Gain optique.

Dans ce cas le microcollimateur $R=17.5\mu\text{m}$ présente un gain optimal. Il atteint une valeur de 67% au maximum de la valeur.

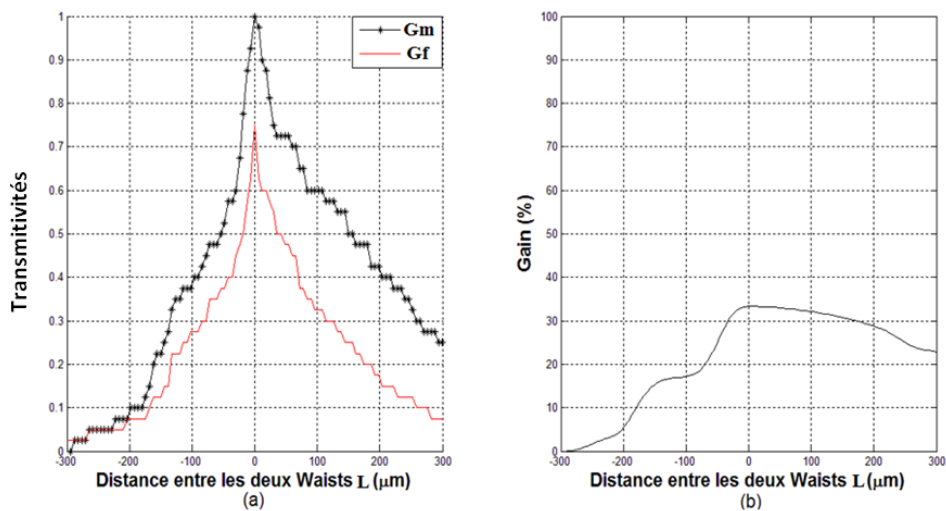


Figure V.33. (a) Représentation des transmittés des fibres sans et avec microlentille parabolique de $R=21\mu\text{m}$, (b) La courbe du Gain optique.

On peut facilement déduire que le microcollimateur a amélioré le couplage optique de 33.5 % maximum par rapport à la fibre sans microlentille.

V.6.4. Rayon de courbure optimal

Il est à noter qu'à mesure que les rayons des microlentilles diminuent le gain augmente. Mais, comme il a été établi dans la partie optimisation, ce gain chute drastiquement dès que le rayon de courbure devient plus petit que la valeur optimale calculé $R_{\text{opt}}=9,50\mu\text{m}$. Dans le cas

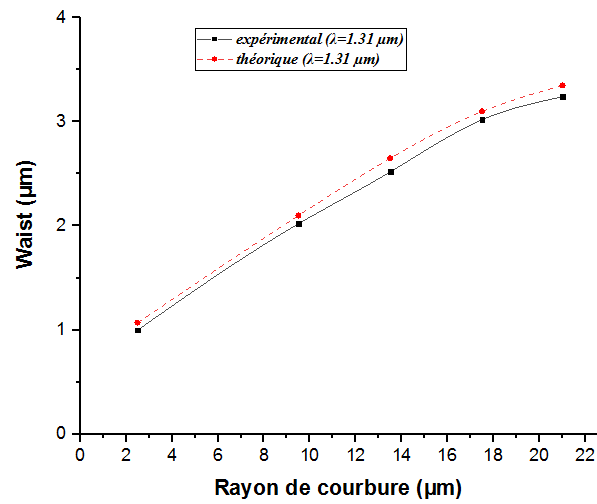
expérimental, le microcollimateur ($R=9.50\text{ }\mu\text{m}$) est celui qui s'y rapproche le plus.

Les courbes (a) et (b) des figures. V.34, V.35 et V.36 montrent respectivement les courbes théorique et expérimentale de la variation du waist et de la distance de travail en fonction du rayon de courbure des microlentilles paraboliques en PDMS, intégré sur une fibre monomode 9/125 μm aux deux longueurs d'onde $\lambda = 1.310$ et $1.550\text{ }\mu\text{m}$ et sur une fibre monomode 4/125 μm à la longueur d'onde $\lambda = 0.6328\text{ }\mu\text{m}$. Les courbes sont monotones dans la gamme des rayons de courbure étudiés ($2,5 - 21\text{ }\mu\text{m}$). Le rayon de courbure optimal correspond à la valeur de couplage maximale. La variation du coefficient de couplage η en fonction du rayon de courbure des microlentilles est représentée par les courbes (c) des figures. V.34, V.35, et V.36. Théoriquement $\eta \sim 100\%$ (Equation (V.18)) pour un rayon de courbure optimal $R=10,08\text{ }\mu\text{m}$. Cependant, les valeurs expérimentales sont plus faibles au rayon de courbure le plus proche, c'est-à-dire $R = 9,50\text{ }\mu\text{m}$ (Tableau V.4). C'est-à-dire qu'une diminution de $1,4\%$ et $0,7\%$ se produit aux deux longueurs d'onde d'intérêt. Par conséquent, les valeurs de couplage sont de $93,80\%$ à $1,310\text{ }\mu\text{m}$ et $95,90\%$ à $1,550\text{ }\mu\text{m}$, $95,60\%$ à $0,6328\text{ }\mu\text{m}$ respectivement. Les valeurs de waist obtenues expérimentalement varient de $1,00$ à $\sim 3,24\text{ }\mu\text{m}$ avec des distances de travail de $6,25$ à $35,82\text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1,310\text{ }\mu\text{m}$ et $1,07$ à $\sim 3,49\text{ }\mu\text{m}$ avec des distances de travail de $5,56$ à $31,32\text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1,550\text{ }\mu\text{m}$ et $1,0$ à $\sim 3,24\text{ }\mu\text{m}$ avec des distances de travail de $6,25$ à $35,82\text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 0,6328\text{ }\mu\text{m}$. Ainsi, parmi les microlentilles élaborées, la plus adaptée correspond à un rayon de courbure $R_{\text{opt}} = 9,50\text{ }\mu\text{m}$ en termes d'efficacité de couplage.

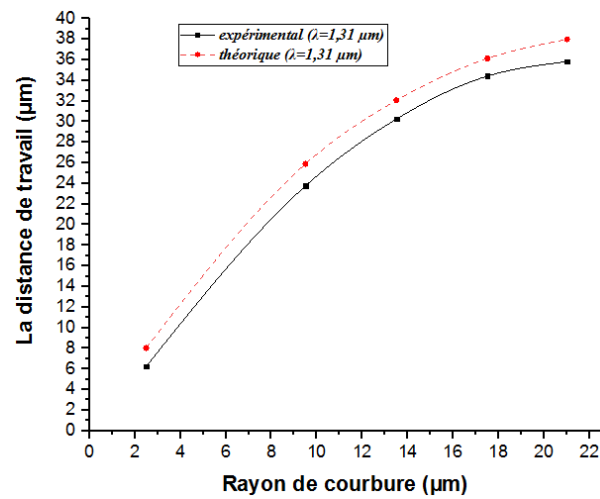
V.6.4.1. Cas de la fibre SMF 9/125 μm

On peut obtenir les principales caractéristiques du microcollimateur réalisé avec la fibre SMF 9/125 à $\lambda=1,310$ et $1.550\text{ }\mu\text{m}$. Dans ces cas le rayon de courbure optimal de la microlentille est $R_{\text{opt}} = 9,50$ avec une épaisseur $e = 24,25\text{ }\mu\text{m}$ et un diamètre de base $D= 32\text{ }\mu\text{m}$. Ce qui nous donne les distances de travail $Z=23,77\text{ }\mu\text{m}$, $Z=22,18\text{ }\mu\text{m}$, respectivement.

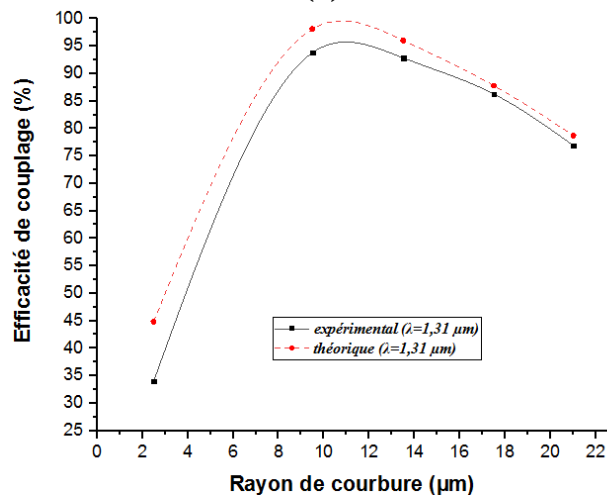
Les figures suivantes illustrent le waist, la distance de travail et l'efficacité de couplage en fonction du rayon de courbure des microlentilles.



(a)

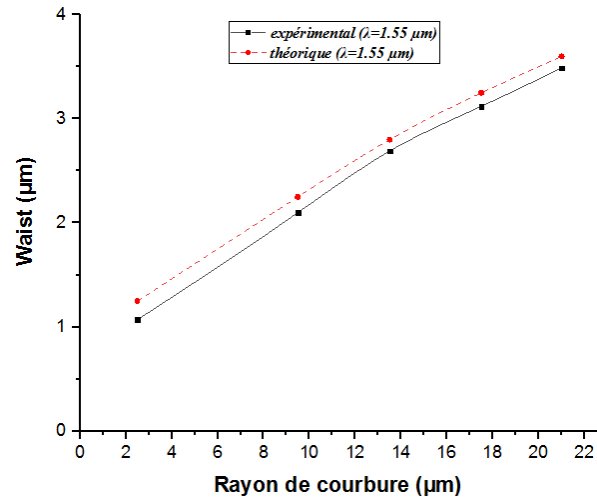


(b)

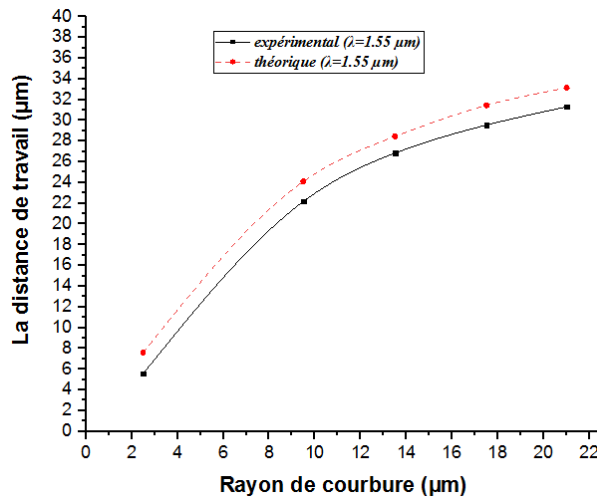


(c)

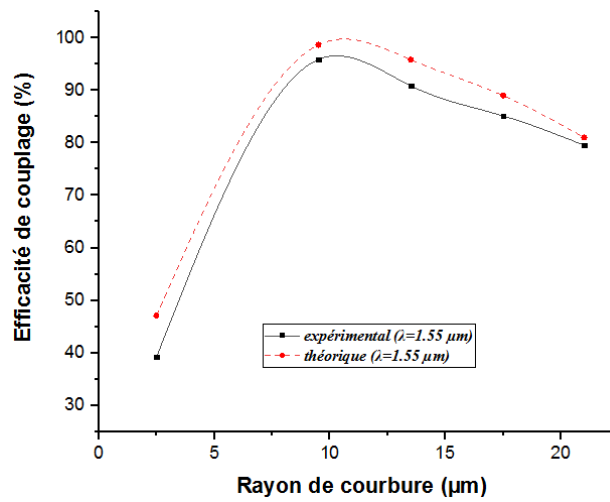
Figure V.34. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles.



(a)



(b)

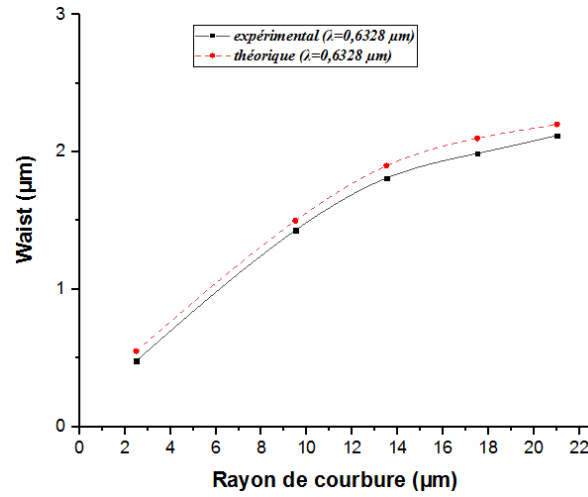


(c)

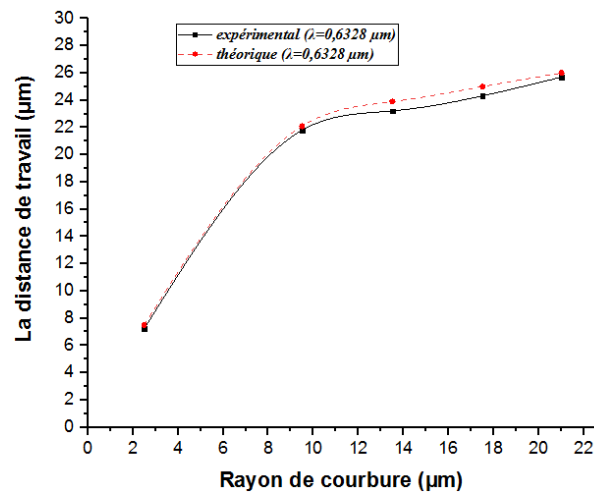
Figure V.35. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles.

V.6.4.2. Cas de la fibre SMF 4/125 μm

Les courbes (a), (b) et (c) de la figure V.36 montre la variation du waist de la microlentille, la distance de travail et l'efficacité de couplage en fonction de rayon de courbure à $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ avec une fibre monomode de 4/125.



(a)



(b)

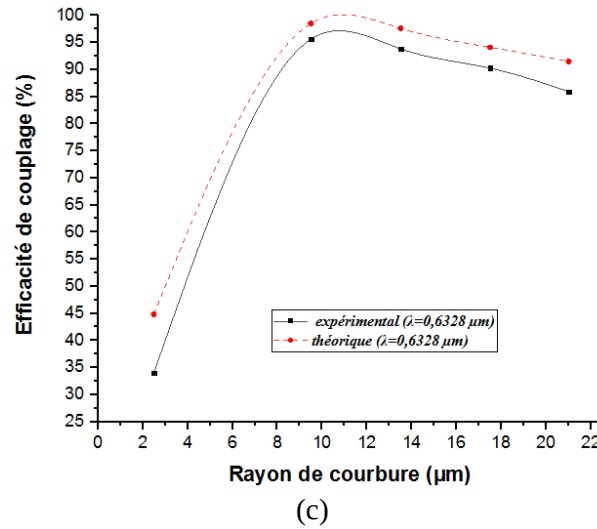


Figure V.36. Courbes théoriques et expérimentales, fournies simultanément à $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ correspondant à (a) le waist, (b) la distance de travail, (c) l'efficacité de couplage, en fonction du rayon de courbure des microlentilles.

On déduit de ces résultats que le rayon de courbure optimal correspondant à un maximum de couplage entre la SMF 4/125μm et le laser 0,6328μm est de $R_{\text{opt}} = 9.50 \mu\text{m}$ pour une épaisseur de la microlentille $e = 24.25 \mu\text{m}$ et diamètre de base $D = 32 \mu\text{m}$. On peut également simuler la variation de la distance de travail en fonction du rayon de courbure représenté dans la figure V.36. Pour le rayon de courbure optimal $R = 9,50 \mu\text{m}$, la distance de travail Z est de $21,80 \mu\text{m}$. C'est résultats combinés avec l'équation (V.18) permettent l'obtention du couplage optique en fonction du rayon de courbure, montré dans la courbe(c) de la figure V.36.

Tableau V.4, récapitule les résultats expérimentaux. Les mesures expérimentales des rayons de courbures des microlentilles réalisées et les caractéristiques des microcollimateurs correspondants tels que les waists $w_{l\text{theo}}$ et $w_{l\text{exp}}$ les distances de travail théorique Z_{theo} et expérimentale Z_{exp} , ainsi que l'efficacité de couplage optique.

		R= 2.50 μm	R= 9.50 μm	R= 13.5 μm	R= 17.5 μm	R= 21 μm
Fibre 4/125 ($\lambda=0.6328 \mu\text{m}$)	$Z_{theo}(\mu\text{m})$	07.50	22.10	23.90	25.00	26.00
	$Z_{exp}(\mu\text{m})$	07.22	21.80	23.22	24.32	25.70
	$w_{l\ theo}(\mu\text{m})$	0.55	01.50	01.90	02.10	02.20
	$w_{l\ exp}(\mu\text{m})$	0.48	01.43	01.81	01.99	02.12
	$\eta_{theo}(\%)$	44.85	98.50	97.60	94.1	91.51
	$\eta_{exp}(\%)$	34.04	95.60	93.82	90.26	85.90
Fibre 9/125 ($\lambda=1.310 \mu\text{m}$)	$Z_{theo}(\mu\text{m})$	08.02	25.90	32.06	36.13	37.98
	$Z_{exp}(\mu\text{m})$	06.25	23.77	30.25	34.42	35.82
	$w_{l\ theo}(\mu\text{m})$	01.07	02.10	02.65	03.10	03.35
	$w_{l\ exp}(\mu\text{m})$	01.00	02.02	02.52	03.02	03.24
	$\eta_{theo}(\%)$	44.85	98.12	96.02	87.80	78.71
	$\eta_{exp}(\%)$	34.04	93.80	92.82	86.26	76.90
Fibre 9/125 ($\lambda=1.550 \mu\text{m}$)	$Z_{theo}(\mu\text{m})$	07.60	24.11	28.45	31.45	33.14
	$Z_{exp}(\mu\text{m})$	05.56	22.18	26.85	29.55	31.32
	$w_{l\ theo}(\mu\text{m})$	01.25	02.25	02.80	03.25	03.60
	$w_{l\ exp}(\mu\text{m})$	01.07	02.10	02.69	03.21	03.49
	$\eta_{theo}(\%)$	47.10	98.70	95.85	89.01	81.05
	$\eta_{exp}(\%)$	39.20	95.90	90.88	85.15	79.55

Tableau V.4. Caractéristiques des différents microcollimateurs réalisés.

V.7.Conclusion

Les mesures expérimentales révèlent une valeur du rayon de courbure optimale de $R= 9.50 \mu\text{m}$. Cette valeur est en accord avec la valeur théorique $R_{opt} = 10,18 \mu\text{m}$. Le décalage provient, en partie, de la rétraction du PDMS lors de sa polymérisation. Par conséquent, les distances de travail théoriques et expérimentales se trouvent également décalées d'environ 20 %. Le maximum de l'efficacité de couplage trouvé est, dans ce cas, estimée à 98,70%.

Références

- [1] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices”, *Tech. J.* **56**, 703–718, (1977).
- [2] S. Mukhopadhyay, “Coupling of a laser diode to single mode circular core graded indice fiber via parabolic microlens on the fiber tip and identification of the suitable refractive indice profile with consideration for possible misalignments”, *Journal of Optics*, **45**, 312–323, (2016).
- [3] M. Do Carmo, “Differential geometry of curves and surfaces”, Prentice Hall, (1976).
- [4] W. Emkey, C. Jack, “Analysis and evaluation of graded-indice fiber lenses”, *Journal of Lightwave Technology*, **5**, 1156–1164, (1987).
- [5] S. N. Sarkar, B. P. Pal, K. Thyagarajan, “Lens Coupling of Laser Diodes to Monomode Elliptic Core Fibers”, *Journal of Optical Communications*, **7**, 92–96, (1986).
- [6] W.B. Joyce, B.C. DeLoach, Alignment of Gaussian beams, *Appl. Opt.* **23**, 4187–4196, (1984).
- [7] Sh. Nemoto, Transformation of waist parameters of Gaussian beam by thick lens, *Applied Optics*, Vol.29, No.6 (1990).
- [8] M. Thual, D. Malarde, B. Adherve-guegen, P. Rochard, Truncated Gaussian Beams through microlenses based on a graded-indice section, *Optical Engineering* **46**(1), (2007).
- [9] Bouaziz, D.; Chabrol, G.; Guessoum, A.; Demagh, N.-E.; Lecler, S. Photonic-Jet Shaped Optical Fiber Tips versus Lensed Fibers. *Photonics* **2021**, *8*, 373. [https://doi.org/ 10.3390/ photonics 8090373](https://doi.org/10.3390/photonics8090373)

Conclusion générale

L'objectif de ce travail a été focalisé sur l'optimisation du couplage optique où les aberrations induites par les microlentilles sphériques des microcollimateurs sont considérées. A cet effet, l'étude théorique et expérimentale a été centrée sur les performances des micro-collimateurs à microlentilles paraboliques. On a montré que le profil parabolique, en tant que profil asphérique, est une solution pour la minimisation des aberrations optiques. A cet effet, nous avons préconisé une technique de fabrication de lentilles ayant ce profil. L'autre difficulté qui sort dans la littérature réside dans la répétitivité des résultats. A cet égard, notre technique répond à cette question du fait que les microlentilles sont obtenues par le même moule. Le rayon de courbure de ce dernier étant obtenu par choix. Par conséquent, nous avons produits plusieurs microlentilles ayant différents rayons de courbure et dimensions. Après l'étape de fabrication, les microlentilles sont caractérisées. Le travail de simulation nous a renseigné sur les performances et les possibilités d'utilisation à différentes longueurs d'onde en particulier, aux longueurs d'ondes télécom. Il s'en est suivi d'une caractérisation expérimentale où le profil de ces microlentilles avait été déterminé par traitement d'image en extrayant leurs contours. Un cas d'exemple a été entièrement étudié afin de décrire le protocole mis en œuvre. L'interpolation des points a permis la détermination, entre autres, du rayon de courbure au sommet (apex) d'une part et le calcul du coefficient d'aberration d'autre part. Les résultats montrent qu'il y a une diminution des aberrations de 63% au profit des microlentilles paraboliques, entraînant ainsi une réduction de la tache de focalisation. Par conséquent, le couplage optique, avec tout autre composant passif ou actif, peut-être amélioré. A cet effet, l'efficacité du couplage a été optimisée, également, par rapport au rayon de courbure des microlentilles. Parmi les microcollimateurs étudiés, la valeur expérimentale trouvée pour un maximum de couplage est $R_{opt}=9.50 \text{ }\mu\text{m}$ approchant la valeur maximale de la courbe de variation à $R=10.08\mu\text{m}$. Par ailleurs, les microcollimateurs ont été caractérisés sur un banc expérimental dédié, où la zone de couplage est analysée dans un volume supérieur, axialement, à la distance de Rayleigh. Au maximum de couplage, les principaux paramètres optiques sont déterminés, notamment, le waist, la distance de travail et le taux de couplage. Compte tenu des résultats, il en résulte que les performances obtenues avantagent l'usage des microcollimateurs à base de microlentilles paraboliques. Ces composants optiques peuvent 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.

ملخص

هذا الموضوع مخصص للتطبيقات المتعلقة بالاتصالات الضوئية بواسطة الألياف الضوئية. من أجل تحقيق اقتران طاقة مثالي بين الألياف والمكون البصري أو الإرسال أو الاستقبال، من الضروري تزويد نهاية الألياف بتركيز المكونات البصرية ذات البعد الميكرومتري الذي يسمى العدسات الدقيقة. تم تطوير العديد من التقنيات بما في ذلك الآلات الميكانيكية والكيميائية، والتحول الحراري، وربط العدسات الدقيقة، والترسيب بواسطة الليثوغرافيا الضوئية وغيرها. في معظم الأعمال، تكون العدسات الدقيقة إما كروية أو مكافئة لا يمكن استنساخ خصائصها الهندسية فيما يتعلق بالتقنية المستخدمة في رسم الانصهار في هذه الحالة يتمثل العمل الذي يتعين النظر فيه في تزويد نهاية الألياف بعدسات دقيقة مكافئة. تعمل تقنيات الإنتاج في مختبرنا وتسمح بإضافة عدسات دقيقة بأطوال بؤرية مختلفة. وبالتالي، فإن المرشح لموضوع الدكتوراه هذا لديه مهمة تنفيذ الإنجازات الموصوفة وتوصيف الميزاء الدقيق للألياف البصرية من وجهة نظر التوصيف الوظيفي البصري.

الكلمات الدالة ميكروكوليماتور ، تركيب العدسات الدقيقة ، كرة العدسات الدقيقة ، تقنية التمرکز الذاتي ، النقش بواسطة مخروط مقعر على الألياف ، كفاءة الاقتران ، تحسين الاقتران ، الألياف البصري.

Résumé

Ce sujet est dédié aux applications relatives aux communications optiques par fibres optiques. Afin d'accomplir un couplage énergétique optimal entre une fibre et un composant optique, d'émission ou de réception, il est nécessaire de doter l'extrémité des fibres de composants optiques focalisant de dimension micrométrique appelés microlentilles. Plusieurs techniques ont été élaborées dont l'usinage mécanique, chimique, transformation thermique, accolement de microlentille, dépôt par photolithographie et autres. Dans la plupart des travaux, les microlentilles considérés sont soit sphériques soit paraboliques dont les caractéristiques géométriques ne sont pas reproductibles eu égard de la technique employée en l'occurrence fusion-étirage, dans le cas présent. Le travail à considérer consiste à munir l'extrémité des fibres de microlentilles paraboliques. Les techniques de réalisation, dans notre laboratoire, sont opérationnelles et permettent l'adjonction de microlentille de différentes focales. Le postulant(e) pour ce sujet de doctorat a donc la tâche d'exécuter les réalisations décrites et de caractériser le micro-collimateur à fibre optique du point de vue fonctionnalité-caractérisation optique.

Mots clés microcollimateur, montage de microlentilles, bille de microlentilles, technique d'autocentrage, gravure par cône concave sur fibre, efficacité de couplage, optimisation de couplage, fibre optique.

