



HAL
open science

Fonctions optiques basées sur des composants fibrés passifs : Collimation du signal issu d'une fibre optique et verrouillage de mode

Paul Mouchel

► **To cite this version:**

Paul Mouchel. Fonctions optiques basées sur des composants fibrés passifs : Collimation du signal issu d'une fibre optique et verrouillage de mode. Physique [physics]. Université d'Angers, 2018. Français. NNT : 2018ANGE0055 . tel-03510279

HAL Id: tel-03510279

<https://theses.hal.science/tel-03510279>

Submitted on 4 Jan 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE D'ANGERS
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière Molécules et Matériaux
Spécialité : Photonique

Par

Paul MOUCHEL

Fonctions optiques basées sur des composants fibrés passifs

Collimation du signal issu d'une fibre optique et verrouillage de mode

Thèse présentée et soutenue à Angers, le 14 décembre 2018
Unité de recherche : Laboratoire de Photonique d'Angers – Lumibird

Rapporteurs avant soutenance :

Azzedine BOUDRIOUA
Ammar HIDEUR

Pr, Université Paris 13
Pr, Université de Rouen

Composition du Jury :

Stéphane CHAUSSEMENT
Président du Jury
François SANCHEZ
Directeur de thèse
Marc LE FLOHIC
Co-encadrant de thèse
Patrice CAMY

Pr, Université d'Angers
Pr, Université d'Angers
Dr, Lumibird
Pr, Université de Caen

À M. François Sanchez pour m'avoir proposé ce sujet de thèse. Merci pour son soutien, ses conseils toujours justes et son encadrement, malgré les 300 km qui séparent Lannion d'Angers.

À M. Marc Le Flohic qui a permis que ce travail soit effectué au sein de son entreprise Keopsys — devenue Lumibird depuis. Merci d'avoir rendu possible cette thèse dans un milieu industriel.

À MM. Azzedine Boudrioua, Patrice Camy, Stéphane Chaussement et Ammar Hideur. Merci d'avoir accepté de prendre part à mon jury de soutenance.

À l'ensemble du personnel de Keopsys qui a contribué — chacun à sa manière — à la réussite de ce travail. Merci tout particulièrement à l'équipe R&D pour sa convivialité au travail.

Aux membres du Laboratoire de Photonique d'Angers pour leur accueil chaleureux à chacun de mes séjours au labo. Merci pour les discussions enrichissantes que j'ai pu y avoir.

À mes grands-parents qui m'ont appris à être curieux et donné le goût du travail manuel.

À mes parents pour leur soutien inconditionnel.

À Simon et Anne pour notre complicité fraternelle.

À mes proches pour la motivation qu'ils m'ont fournie durant ces trois années de thèse.

Table des matières

Liste des abréviations	11
Liste des figures	13
Liste des tableaux	17
Introduction	19
I Collimation du signal issu d'une fibre optique	21
Introduction	23
1 Généralités	25
1.1 Fibres optiques	25
1.1.1 Fibre à saut d'indice	25
1.1.2 Propagation	25
1.1.3 Fibres à large diamètre de mode	27
1.2 Faisceaux gaussiens	27
1.2.1 Notations	27
1.2.2 Matrices de transfert	29
1.3 Lentilles à gradient d'indice	30
2 Collimateur fibré compact	33
2.1 État de l'art	33
2.2 Lentille commerciale	34
2.3 Simulation du collimateur fibré	35
2.4 Fabrication du collimateur	38
2.4.1 Contraintes	38
2.4.2 Procédure de montage du collimateur	38
2.5 Caractérisation du faisceau en sortie de collimateur	40
2.6 Adaptation à des fibres de gros diamètre	42
2.7 Tenue à la forte puissance	42
2.7.1 Protection mécanique	42
2.7.2 Transmission de 10 W CW à 1 550 nm	44
2.7.3 Transmission de 21 W CW à 1 945 nm	45
2.8 Conclusion	46

3	Développement d'une tête optique	49
3.1	Solution à une lentille GRIN impossible	49
3.2	Simulation	50
3.3	Validation de la simulation	52
3.4	Réalisation de la tête optique	54
3.4.1	Fabrication du collimateur	54
3.4.2	Détermination du tirage optimal	54
3.4.3	Déviat ion angulaire du faisceau	55
3.4.4	Centrage du faisceau	58
3.5	Caractérisation du composant	60
3.6	Conclusion	61
II	Verrouillage de mode	63
	Introduction	65
4	Généralités	67
4.1	Propriétés optiques du graphène	67
4.2	État de l'art	68
4.2.1	Interaction de l'absorbant saturable avec le signal optique	68
4.2.2	Caractérisation des composants	68
4.2.3	Verrouillage de mode	70
4.3	Le <i>taper</i> , une fibre effilée	71
4.3.1	Propagation multimode	71
4.3.2	Profil des transitions	72
5	Absorbant saturable passif fibré	77
5.1	Fabrication d'un <i>taper</i>	77
5.1.1	Profil hybride	77
5.1.2	Transmission de signal	79
5.1.3	Répétabilité de la procédure d'étirage	80
5.2	Dépôt de graphène	81
5.3	Caractérisation de l'absorption saturable	83
5.4	Verrouillage de mode	86
5.4.1	Cavité	86
5.4.2	Laser à haute puissance moyenne	86
5.5	Dégradation à forte puissance	93
5.5.1	Modification de l'absorption saturable	93
5.5.2	Hypothèse sur l'origine des dégradations	95
5.6	Conclusion	97

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	9
Conclusion générale	99
Bibliographie	103
Annexes	111
A Plateforme de soudure et de fusion-étirage	113
B Mesure des caractéristiques d'un faisceau gaussien	115
C Verrouillage de mode	119

Liste des abréviations

Bi₂Se₃	Formule chimique du sélénure de bismuth
CCD	« <i>Charge-coupled device</i> » : dispositif à transfert de charge
CP	Contrôleur de polarisation
CW	« <i>Continuous wave</i> » : désigne le fonctionnement continu d'un laser
Er	Symbole chimique de l'erbium
GRIN	Gradient d'indice (à propos d'une lentille)
ISO	Isolateur optique
K	Symbole chimique du potassium
LDS	« <i>Large diameter splicer</i> » : plateforme de soudure de fibres de gros diamètre
LMA	« <i>Large mode area</i> » : fibre à large rayon de mode
Na	Symbole chimique du sodium
Nd:YAG	« <i>Neodymium-doped yttrium aluminium garnet</i> » : laser solide utilisant le grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme comme milieu amplificateur
ON	Ouverture numérique
Tl	Symbole chimique du thallium
Tm	Symbole chimique du thulium
TOP	Tête optique
u. a.	Unité arbitraire
UV	Ultraviolet
Yb	Symbole chimique de l'ytterbium

Liste des figures

1.1	Profil du mode fondamental d'un faisceau en sortie de fibre dont le rayon à e^{-2} est $5,2 \mu\text{m}$. Comparaison entre les modes de Bessel et gaussien. . . .	28
1.2	Représentation des grandeurs caractérisant un faisceau gaussien se propageant dans un milieu d'indice uniforme. Le diamètre du faisceau à e^{-2} est tracé en bleu.	28
2.1	Variation radiale de l'indice de réfraction dans une lentille GRIN de gradient $0,141 \text{ mm}^{-1}$ et d'indice central $1,515$. Comparaison entre la lentille théorique et la lentille commerciale utilisée.	35
2.2	Schéma du collimateur compact. La fibre est insérée dans la lentille GRIN sur une distance d	35
2.3	Rayon du faisceau en sortie du collimateur en fonction du <i>pitch</i> effectif de la lentille.	37
2.4	Processus de fabrication du collimateur fibré compact.	39
2.5	Comparaison de la divergence du faisceau issu du collimateur entre la mesure (bleu), son <i>fit</i> gaussien (orange) et la simulation (vert).	41
2.6	Allure du faisceau à 1945 nm en sortie de fibre (a) et de collimateurs (b et c). Le faisceau gaussien équivalent est tracé en blanc.	43
2.7	Photos des deux versions du collimateur. L'échelle est donnée par le réglet millimétré.	45
2.8	Transmission de 10 W continus à 1550 nm par le collimateur à fibre $10/125 \mu\text{m}$ ON $0,08$	46
2.9	Tenue du collimateur « gros diamètre » à la transmission de 21 W à 1945 nm	47
3.1	Présentation schématique de la disposition des lentilles dans la tête optique.	50
3.2	Simulation des caractéristiques du faisceau en fonction de l'enfoncement de la fibre dans la lentille GRIN. Le tirage est fixé à 42 mm	52
3.3	Simulation des caractéristiques du faisceau en fonction de la distance entre les deux lentilles. L'enfoncement est fixé à $189 \mu\text{m}$	52
3.4	Mesure des caractéristiques du faisceau en fonction de la distance entre les deux lentilles. La fibre est insérée de $189 \mu\text{m}$ dans la lentille GRIN. Comparaison avec la simulation.	53
3.5	Photo de la tête optique à différentes étapes du montage. Le réglet millimétré donne l'échelle.	55
3.6	Vue en coupe schématique des pièces mécaniques et de l'agencement des lentilles dans la tête optique.	56
3.7	Schéma du banc d'alignement angulaire.	57
3.8	Direction des faisceaux réfléchis lorsque le banc est mal aligné.	57

3.9	Observation des faisceaux sur la caméra CCD au cours du processus d'alignement angulaire et de soudure.	59
3.10	Représentation schématique de la méthode de centrage du faisceau sur l'axe mécanique de la tête optique. La croix représente le centre de la lentille et se trouve sur l'axe de révolution mécanique	60
4.1	Schéma du montage de la mesure d'absorption saturable d'un <i>taper</i> . ATT : atténuateur variable.	69
4.2	Courbe d'absorption saturable suivant la formule (4.2). L'absorption non saturable α_{ns} correspond aux pertes linéaires, α_s est la modulation et P_{sat} est la puissance de saturation du composant.	70
4.3	Vue schématique en coupe d'un <i>taper</i>	71
4.4	Évolution du profil du <i>taper</i> . En haut, la fibre est représentée au début de la procédure. En bas, le <i>taper</i> est représenté après une élongation x . La zone de fibre chauffée est représentée par des hachures rouges.	73
4.5	Comparaison du profil de deux <i>tapers</i> avec les mêmes caractéristiques de col. L'un a des transitions linéaires, l'autre exponentielles.	75
5.1	Profil du <i>taper</i> hybride comparé à un profil purement exponentiel. Le col des deux <i>tapers</i> mesure 5 mm de long et a un diamètre de 20 μm	78
5.2	Transition du <i>taper</i> hybride. La mesure est approchée par une exponentielle entre 20 μm et 60 μm (en vert) et par une droite pour des diamètres plus grands (en rouge). La transition purement exponentielle est tracée en orange pour comparaison.	79
5.3	Transmission d'un <i>taper</i> hybride. Les deux courbes sont issues de mesures effectuées sur deux <i>tapers</i> différents de col de rayon 20 μm et de longueur 5 mm.	80
5.4	Photo du composant monté dans son support semi-cylindrique.	80
5.5	Transmission d'un <i>taper</i> en étuve pour des températures comprises entre 10 °C et 50 °C.	81
5.6	Technique de dépôt de graphène sur le col d'un <i>taper</i> . La solution utilisée est fortement concentrée (1 mg · ml ⁻¹), ce qui la rend noire. Le <i>taper</i> a un col de diamètre 20 μm	82
5.7	Observation du dépôt de graphène sur le col de deux <i>tapers</i> en fonction de la concentration des suspensions utilisées.	84
5.8	Absorption saturable des <i>tapers</i> en fonction de la concentration en graphène des suspensions utilisées.	85
5.9	Schéma de la cavité. CP : contrôleur de polarisation. ISO : isolateur indépendant de la polarisation. Le brin 30 % du coupleur sert de sortie.	86
5.10	Spectre radio fréquence de la cavité. Le taux de répétition fondamental est 1,67 MHz.	87
5.11	Distribution temporelle de l'énergie en sortie du laser au cours d'un tour de cavité pour une puissance de pompe de 863 mW (seuil de verrouillage).	88
5.12	Spectre optique de l'émission du laser au seuil.	88
5.13	Trace d'autocorrélation au seuil. La largeur à mi-hauteur correspond à une impulsion de durée 2,0 ps.	89
5.14	Distribution temporelle du régime harmonique au cours d'un tour de cavité pour une puissance de pompe de 1,2 W. Insert : les paquets de solitons sont régulièrement espacés de 3,2 ns.	90

5.15	Spectre radio fréquence du régime harmonique pour une puissance de pompe de 1,2 W. Le premier pic à 364 MHz correspond à la 218 ^{ème} harmonique.	90
5.16	Spectre optique pour une puissance de pompe de 1,2 W. La largeur à -3 dB est 0,57 nm.	91
5.17	Trace d'autocorrélation pour une puissance de pompe de 1,2 W. La largeur à mi-hauteur correspond à une impulsion de durée 4,6 ps.	91
5.18	Évolution du régime harmonique en fonction de la puissance de pompe.	92
5.19	Évolution de la puissance moyenne du laser en fonction de la puissance de pompe.	92
5.20	Absorption saturable du <i>taper</i> C.	93
5.21	Absorption saturable du <i>taper</i> D lors de trois mesures consécutives.	94
5.22	Évolution de la transmission d'un <i>taper</i> au cours du temps pour différentes puissances moyennes incidentes.	95
5.23	Évolution de la transmission d'un <i>taper</i> au cours du temps pour une puissance moyenne incidente fixée à 382 mW.	96
5.24	Échauffement d'un <i>taper</i> avec la puissance incidente.	97
A.1	Photo de la LDS.	114
A.2	Deux fibres en cours d'alignement angulaire dans la LDS. Les caméras « top » et « side » donnent une image des fibres dans deux plans orthogonaux.	114
B.1	Schéma du montage de la mesure de divergence.	115
B.2	Caractérisation d'un collimateur commercial.	118
C.1	Comparaison des <i>fits</i> des courbes d'absorption saturable.	120

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques souhaitées du collimateur compact.	34
2.2	Caractéristiques du collimateur fabriqué et obtenues par simulation. . . .	41
3.1	Caractéristiques souhaitées du collimateur en développement.	49
3.2	Caractéristiques souhaitées et mesurées du faisceau en sortie de tête optique.	61
5.1	Caractéristiques des <i>tapers</i> hybrides.	81
5.2	Caractéristiques des solutions de graphène utilisées.	82
5.3	Paramètres des <i>fits</i> des courbes d'absorption saturable.	85
5.4	Caractéristiques des <i>tapers</i> C et D.	93
B.1	Caractéristiques du collimateur données par le constructeur et mesurées. .	117

Introduction

La première démonstration de la faisabilité d'un laser à fibre il y a plus de cinquante ans par Koester et Snitzer [1, 2] — quatre ans après la réalisation du premier laser par Maiman [3] — a ouvert la voie à un important marché en constante évolution. Du fait de leur compacité, de la large gamme de longueurs d'onde disponibles (du visible à l'infrarouge proche), de leur robustesse face aux conditions extérieures (variations de température, vibrations, chocs) et des puissances produites toujours plus élevées, les lasers à fibres sont devenus un outil versatile qu'on retrouve dans de nombreux domaines. Parmi les principales applications, on peut citer les télécommunications, la télémétrie (lidar^a, voitures autonomes) et la découpe de matériaux. Le milieu médical (chirurgie ophtalmique), la défense (détection, brouillage) et la recherche (refroidissement d'atomes) sont également demandeurs de produits innovants.

Toutes ces applications ont été rendues possibles grâce aux évolutions technologiques sur les fibres dopées, les composants fibrés et sur les architectures des cavités. Le premier laser à fibre était constitué d'une fibre multimode dopée aux ions néodyme et une lampe flash servait de pompe. Dans les années 1970, l'effet laser est obtenu pour la première fois dans une fibre pompée longitudinalement par une diode laser [4]. Il faut attendre 1985 et la présentation d'une nouvelle technique de fabrication de fibres dopées aux ions terres rares [5] pour qu'un engouement scientifique et industriel naisse.

Dans les années 1990 de nombreux composants fibrés passifs sont développés en parallèle du développement du secteur des télécommunications et de son besoin en lasers à fibre dopée erbium : multiplexeur en longueur d'onde [6], coupleur [7] et injecteur de pompe [8] par exemple. Aujourd'hui, le travail est surtout porté sur l'amélioration des composants existants afin de les rendre compatibles avec les besoins des marchés actuels (tenue à la forte puissance optique, compatibilité avec des applications spatiales, variété de longueurs d'ondes, coût de fabrication, etc.) et le développement de nouvelles techniques de fabrication laisse entrevoir une utilisation du laser à fibre dans des domaines encore plus variés.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés au développement de deux types de composants distincts : les collimateurs et les absorbants saturables. Les premiers servent à réduire la divergence d'un faisceau en sortie de laser de manière à pouvoir utiliser le signal en espace libre sur plusieurs centaines de millimètres. Les seconds sont intégrés au sein de la cavité résonnante d'un laser et permettent d'obtenir des impulsions ultracourtes.

La première partie de ce document est consacrée au développement de deux colli-

a. Pour « *light detection and ranging* » : détection et estimation de la distance par laser.

mateurs fibrés, une version compacte à lentille à gradient d'indice et une version plus adaptable en terme de caractéristiques du faisceau de sortie. Dans le chapitre 1, nous rappelons quelques généralités sur les fibres optiques, les lentilles à gradient d'indice et sur les faisceaux gaussiens. Nous présentons également la méthode de calcul de propagation d'un faisceau gaussien basée sur le rayon de courbure complexe et les matrices de transfert des différents éléments optiques qui composent les collimateurs ; elle nous sert à simuler les composants.

Après avoir dressé un état de l'art des collimateurs fibrés compacts, le chapitre 2 présente une étude théorique qui permet de simuler les caractéristiques du faisceau en sortie de collimateur compact. La procédure de fabrication est ensuite décrite ainsi que les caractéristiques des composants fabriqués. La tenue à la forte puissance optique des composants est évaluée.

Enfin, le chapitre 3 s'intéresse à un collimateur développé pour répondre à un besoin de contrôle précis des caractéristiques de sortie : divergence, position du col du faisceau, déviation angulaire de l'axe optique et centrage du faisceau. Le choix de l'architecture optique se base sur une étude par simulation numérique de l'évolution du faisceau ; la simulation ainsi que sa validation sur maquette sont présentées dans ce chapitre. Nous détaillons ensuite la procédure d'assemblage et présentons le banc d'alignement que nous avons développé. Il permet de satisfaire les exigences d'alignement angulaire et de centrage de l'axe optique par rapport aux pièces mécaniques.

En seconde partie, nous présentons un travail à visée plus académique sur l'utilisation du graphène en cavité pour obtenir des impulsions ultracourtes. L'objectif de l'étude est de concevoir et fabriquer un composant passif qui permet d'obtenir un laser en verrouillage de phase de puissance moyenne élevée. Le chapitre 4 sert à établir le contexte de l'étude en dressant un état de l'art de ce type de composants et les raisons qui font du graphène un candidat attrayant pour effectuer cette fonction. Une présentation de la réduction du diamètre d'une fibre est également faite.

Dans le chapitre 5, nous décrivons les étapes de fabrication d'un absorbant saturable fibré à partir d'une fibre optique monomode et de flocons de graphène en suspension. Les choix concernant la géométrie de la fibre effilée et la procédure de dépôt du graphène sont discutés ainsi que leur mise en œuvre et les limitations qui en découlent. Les caractéristiques des composants fabriqués sont également évoquées et comparées à un état de l'art précédemment établi. Enfin, une étude du composant en cavité est présentée afin de valider son fonctionnement à forte puissance.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'une convention CIFRE^a entre le laboratoire de photonique d'Angers (UPRES EA 4464) et l'entreprise Lumibird^b.

a. Convention industrielle de formation par la recherche.

b. Anciennement Keopsys.

Première partie

Collimation du signal issu d'une fibre optique

Introduction

La sortie d'un laser à fibre est généralement un connecteur de type FC, SC ou E2000. Ces terminaisons permettent de connecter facilement le laser à un réseau de télécommunications ou à d'autres composants fibrés mais rendent impossible la propagation du faisceau sur une longue distance en espace libre. En effet, à l'extrémité de ces connecteurs se trouve directement une fibre clivée, en sortie de laquelle le faisceau a une divergence de l'ordre de 0,1 rad et une longueur de Rayleigh de l'ordre de la dizaine de micromètres. Certaines applications comme la télémétrie nécessitent que le diamètre du faisceau varie peu sur une plus grande distance, de quelques millimètres à plusieurs mètres.

Cette fonction est assurée par des collimateurs dont le rôle est de réduire la divergence du signal guidé par une fibre. Certains sont simplement constitués d'une lentille unique et d'autres sont obtenus par un assemblage plus complexe de plusieurs lentilles et peuvent réaliser d'autres fonctions que la collimation (une isolation optique par exemple).

Après un premier chapitre de généralités sur les fibres optiques, les lentilles à gradient d'indice et la propagation d'un faisceau en espace libre, deux types de collimateurs sont présentés. Dans le chapitre 2, nous nous intéressons à un collimateur compact constitué d'une fibre optique et d'une lentille à gradient d'indice. Il s'agit d'un composant simple dont la seule fonction est de collimater le signal issu d'une fibre monomode ou LMA ^a. L'étude d'un tel système par simulation numérique est effectuée dans un premier temps. Ensuite, le procédé de fabrication et la caractérisation du composant sont détaillées. Dans le chapitre 3, nous décrivons les méthodes mises en place pour fabriquer un collimateur plus complexe à deux lentilles. Sa méthode de fabrication permet de contrôler un plus grand nombre de caractéristiques du faisceau, notamment la déviation angulaire de l'axe optique et la position du *waist*.

a. Pour « *large mode area* » : large surface de mode.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Fibres optiques

Depuis la première réalisation d'une fibre optique en 1954 [9], les technologies de fabrication ont évolué jusqu'à atteindre des pertes de transmission de $0,2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ dans les années 1970 [10, 11]. De telles performances ont mené à l'adoption des fibres optiques pour les télécommunications sur de longues distances et à son utilisation dans d'autres domaines nécessitant des lasers à fibre.

1.1.1 Fibre à saut d'indice

Une fibre optique à saut d'indice est constituée de deux cylindres de silice fondue concentriques. Le cylindre interne a un indice de réfraction légèrement supérieur à celui qui l'entoure avec une différence de l'ordre de 10^{-3} . Le cylindre interne est nommé « cœur » et on note n_c son indice de réfraction. Le terme de « gaine optique » ou plus simplement « gaine » est utilisé pour désigner le cylindre externe. Son indice est noté n_g .

La propagation de lumière le long d'une fibre optique repose sur la réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine. L'ouverture numérique (ON) de la fibre est définie par

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

et correspond au sinus de l'angle d'acceptation de la fibre, c'est-à-dire l'incidence maximale d'injection de lumière qui lui permet d'être guidée par la fibre.

1.1.2 Propagation

L'étude de l'onde électromagnétique guidée par une fibre optique est basée sur une analyse classique [12]. Seuls les résultats principaux sont repris dans cette partie. L'onde électromagnétique qui se propage dans la fibre optique satisfait l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 U + n^2 k_0^2 U = 0 \quad (1.2)$$

avec $U(r, \phi, z)$ l'amplitude complexe du champ électrique en coordonnées cylindriques,

$$n = \begin{cases} n_c & \text{quand } r \leq r_c \\ n_g & \text{quand } r > r_c \end{cases} \quad (1.3)$$

et

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.4)$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide.

On s'intéresse aux solutions qui se propagent suivant l'axe (z) avec une constante de propagation notée β et qui sont 2π -périodique en ϕ . L'amplitude du champ électrique est de la forme :

$$U(r, \phi, z) = u(r)e^{-i(l\phi + \beta z)} \quad (1.5)$$

avec $l \in \mathbb{N}$. En injectant l'équation (1.5) dans l'équation (1.2), on obtient une équation différentielle sur $u(r)$:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (1.6)$$

Les solutions de cette équation qui transcrivent une onde guidée sont obtenues lorsque β satisfait :

$$n_g k_0 < \beta < n_c k_0 \quad (1.7)$$

On note

$$\kappa^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (1.8)$$

et

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_g^2 k_0^2 \quad (1.9)$$

de telle sorte que les solutions pour $u(r)$ de l'équation (1.6) sont

$$u(r) \propto \begin{cases} J_l(\kappa r) & \text{quand } r \leq r_c \\ K_l(\gamma r) & \text{quand } r > r_c \end{cases} \quad (1.10)$$

avec J_l la fonction de Bessel de première espèce d'ordre l et K_l la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre l .

La condition de continuité des solutions et de leurs dérivés lorsque $r = r_c$ donne l'équation :

$$\frac{\kappa r_c J_{l\pm 1}(\kappa r_c)}{J_l(\kappa r_c)} = \pm \gamma r_c \frac{K_{l\pm 1}(\gamma r_c)}{J_l(\gamma r_c)} \quad (1.11)$$

On définit la fréquence normalisée de la fibre par

$$V = \frac{2\pi r_c O N}{\lambda} \quad (1.12)$$

et on observe que $V^2 = (\kappa r_c)^2 + (\gamma r_c)^2$. On obtient alors de l'équation (1.11) que seul le mode fondamental se propage dans la fibre lorsque $V < 2,405$. Le rayon w_0 à e^{-2} du mode fondamental peut être approché par la formule empirique dite « de Marcuse » [13] :

$$w_0 = r_c \left(0,650 + 1,619 V^{-\frac{3}{2}} + 2,879 V^{-6} \right) \quad (1.13)$$

Prenons l'exemple d'une fibre monomode classique à la longueur d'onde 1 550 nm : la SMF-28 de Corning. Le rayon de son cœur est 4,1 μm et son ouverture numérique 0,12. Son cœur est composé de silice fondue pure dont l'indice de réfraction à 1 550 nm est 1,444 [14] et la différence d'indice avec la gaine est $5 \cdot 10^{-3}$. Sa fréquence normalisée vaut alors 1,994 ce qui indique le caractère monomode de la fibre à cette longueur d'onde. Son rayon de mode est 5,2 μm .

1.1.3 Fibres à large diamètre de mode

Pour certaines applications, en particulier lorsque l'on souhaite travailler à forte puissance optique, des fibres à large diamètre de mode (LMA) sont utilisées. L'augmentation de la taille du cœur entraîne une réduction de la densité de puissance surfacique et réduit les risques de dégâts subis par la fibre. Cela génère également une augmentation de la fréquence normalisée de la fibre qui peut alors devenir multimode et permettre la propagation de modes d'ordre supérieur. Prenons l'exemple d'une fibre 20/125 μm ON 0,08^a. Sa fréquence normalisée vaut 3,243 et les modes LP₀₁ et LP₁₁ sont guidés par la fibre.

L'utilisation de ces fibres nécessite un soin tout particulier lors de leur soudure afin de limiter l'excitation des modes d'ordre supérieur. Si seul le mode fondamental est injecté dans une fibre LMA à travers une soudure de bonne qualité, la propagation monomode est possible à condition de ne pas générer de contraintes sur la fibre telles que des micro-courbures.

1.2 Faisceaux gaussiens

Quand l'onde électromagnétique se propage dans la fibre, le confinement annule les effets de la diffraction. Lorsque l'onde quitte la fibre, en revanche, elle n'est plus confinée et son diamètre augmente au cours de la propagation. Pour simplifier l'étude, le faisceau décrit par une fonction de Bessel peut être approché par un faisceau gaussien. La figure 1.1 présente la proximité des profils gaussien et de Bessel pour représenter le mode fondamental en sortie de SMF-28 dont le rayon est 5,2 μm .

1.2.1 Notations

Considérons un faisceau gaussien qui se propage selon l'axe (z) dans un milieu homogène et uniforme d'indice de réfraction n . L'origine de l'axe est fixée à l'endroit où se trouve le col^b du faisceau, c'est-à-dire là où le rayon du faisceau est minimum. On note w_0 ce rayon à e^{-2} . Le rayon à une distance z du col est

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi n w_0^2} \right)^2} \quad (1.14)$$

Nous le noterons w pour alléger les équations. La longueur de Rayleigh, définie par

$$Z_R = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (1.15)$$

est telle que $w(Z_R) = \sqrt{2}w_0$.

La divergence totale en champ lointain est déterminée par

$$\Theta = \frac{2\lambda}{\pi n w_0} \quad (1.16)$$

Toutes ces grandeurs sont représentées sur la figure 1.2.

a. Fibre de diamètre de cœur 20 μm , de diamètre de gaine 125 μm et d'ouverture numérique 0,08. Cette notation sera utilisée dans la suite du document pour désigner les caractéristiques des fibres.

b. L'usage du terme anglais « *waist* » est assez courant également. Les deux termes seront utilisés sans distinction dans la suite du document.

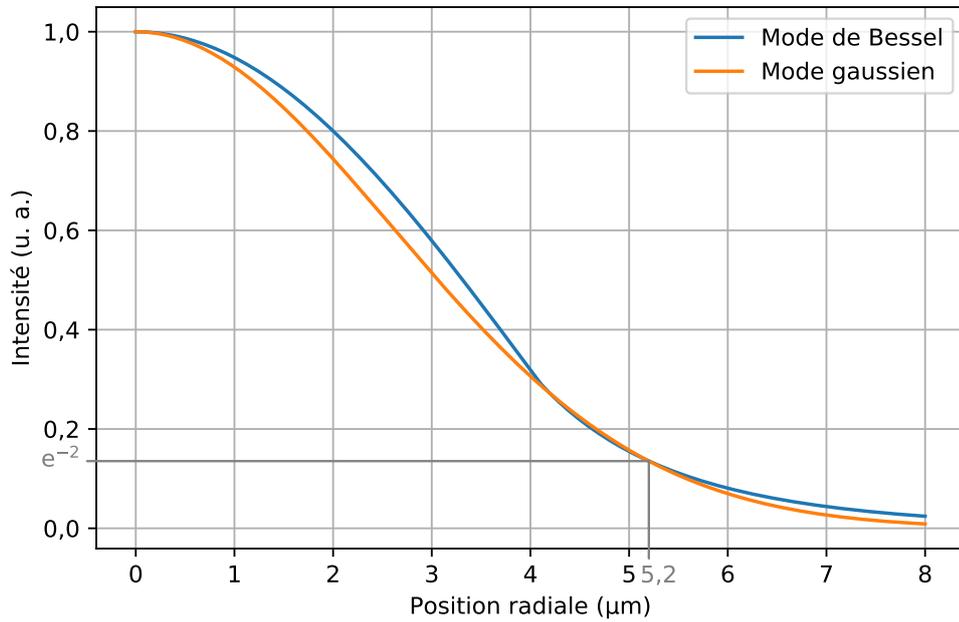


FIGURE 1.1 – Profil du mode fondamental d'un faisceau en sortie de fibre dont le rayon à e^{-2} est $5,2 \mu\text{m}$. Comparaison entre les modes de Bessel et gaussien.

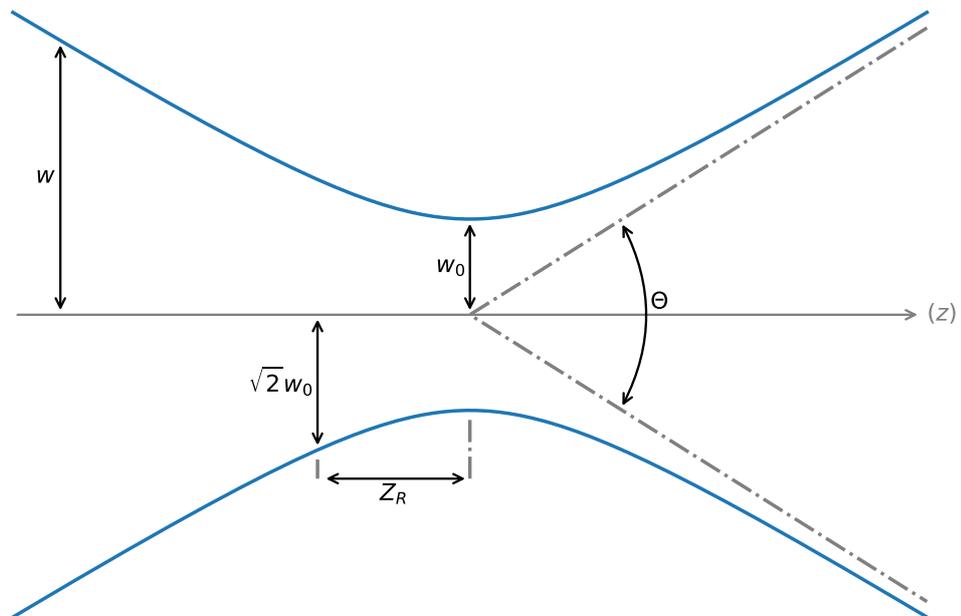


FIGURE 1.2 – Représentation des grandeurs caractérisant un faisceau gaussien se propageant dans un milieu d'indice uniforme. Le diamètre du faisceau à e^{-2} est tracé en bleu.

Par la suite nous utiliserons le rayon de courbure complexe $q(z)$ du faisceau qui facilite sa manipulation et contient toutes les informations sur celui-ci. Il est défini tel que

$$q = z + iZ_R \quad (1.17)$$

et

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi n w^2} \quad (1.18)$$

où R est le rayon de courbure du front d'onde. Au niveau du *waist*, le front d'onde est plan et q est imaginaire pur. Il est possible de définir toutes les grandeurs caractéristiques du faisceau à partir de q :

$$w = \sqrt{-\frac{\lambda}{\pi n \Im\left(\frac{1}{q}\right)}} \quad (1.19)$$

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda \Im(q)}{\pi n}} \quad (1.20)$$

$$Z_R = \Im(q) \quad (1.21)$$

$$R = \frac{1}{\Re\left(\frac{1}{q}\right)} \quad (1.22)$$

$$\Theta = 2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi n \Im(q)}} \quad (1.23)$$

avec $\Re(q)$ et $\Im(q)$ les parties réelle et imaginaire de q . Lorsque q est imaginaire pur, on se trouve au niveau du col du faisceau.

1.2.2 Matrices de transfert

Afin d'étudier l'évolution du faisceau au cours de sa propagation, nous utilisons un formalisme basé sur les matrices de transfert [15]. Les éléments rencontrés par le faisceau sont décrits par des matrices 2×2 . Il peut s'agir par exemple d'un dioptre séparant deux milieux d'indices différents. Il est également possible de transcrire la propagation en espace libre du faisceau dans un milieu d'indice constant. Ce formalisme s'applique dans le cadre de l'approximation paraxiale et lorsque le faisceau n'est pas dévié de l'axe optique par les éléments qu'il traverse.

Numérotons les interfaces $i \in \mathbb{N}^*$ et notons q_i le rayon de courbure complexe du faisceau à l'entrée de l'interface i . Les propriétés de cette interface sont stockées dans une matrice

$$\begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad (1.24)$$

Le rayon de courbure complexe du faisceau en sortie de l'interface i est

$$q_{i+1} = \frac{A_i q_i + B_i}{C_i q_i + D_i} \quad (1.25)$$

On attribue également l'indice i aux grandeurs caractéristiques qui décrivent le faisceau définies par les équations (1.19) à (1.23) : w_i , w_{0i} , R_i et Θ_i .

Les matrices de transformations usuelles sont rappelées ci-après ; elles seront utilisées dans la suite du document.

Propagation dans un milieu d'indice constant La propagation d'un faisceau gaussien sur une distance d dans un milieu d'indice homogène est donnée par la matrice

$$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

Dioptre plan séparant deux milieux d'indice différents Considérons deux milieux d'indices n_1 et n_2 séparés par un dioptre plan. La matrice décrivant cette interface est

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

Dioptre sphérique séparant deux milieux d'indice différents Lorsque le dioptre qui sépare deux milieux d'indices différents est sphérique, la matrice dépend de son rayon de courbure R_d :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{R_d} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

On retrouve la formule (1.27) lorsque R_d tend vers l'infini.

Lentille mince La matrice de transfert d'une lentille mince de distance focale f est

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Si elle est à faces sphériques, elle peut également être décrite à partir de son épaisseur et des rayons de courbure de ses faces d'entrée et de sortie en faisant le produit de trois matrices : changement d'indice à travers la face d'entrée (plane ou sphérique), propagation sur l'épaisseur de la lentille et second changement d'indice à travers la face de sortie (plane ou sphérique).

Il est important de noter qu'à la suite de la propagation du faisceau à travers une interface, un changement de repère est effectué. La propagation se fait toujours suivant le même axe mais l'origine est translatée à la position du *waist* du nouveau faisceau.

1.3 Lentilles à gradient d'indice

Une lentille à gradient d'indice (GRIN) est une lentille dont l'indice varie de manière continue en son sein. Il existe différentes façons de faire varier l'indice à l'intérieur d'une lentille GRIN et de nombreux cas ont été étudiés théoriquement [16–18]. Dans ce document nous nous intéressons aux lentilles « *rod-type* », c'est-à-dire de forme cylindrique et dont l'indice de réfraction est à symétrie cylindrique autour de l'axe de révolution de la lentille. Ce choix est motivé par la disponibilité de telles lentilles dans le commerce, leur faible coût et leur reproductibilité.

La fabrication d'une lentille à gradient d'indice est basée sur l'échange d'ions au sein du verre [19, 20]. De manière classique, le verre est de la famille des borosilicates et est chargé en ions Tl^{+a} , ce qui permet d'avoir un indice de réfraction élevé. Il est ensuite

a. Ion thallium.

immergé dans un bain de sels en fusion contenant des ions Na^{+a} ou K^{+b} ; cela entraîne un échange entre les ions contenus dans le verre et ceux du bain. À la fin du processus, la répartition des ions est telle que l'indice au sein de la lentille varie radialement avec un indice élevé en son centre.

Considérons une lentille GRIN de gradient g . Notons n_0 l'indice de réfraction du verre le long de l'axe de révolution de la lentille et L la longueur de la lentille. Considérons que l'indice de réfraction est invariable selon l'axe de propagation du faisceau et varie radialement selon la loi

$$n(r) = n_0 \sqrt{1 - g^2 r^2} \quad (1.30)$$

La matrice de transfert d'une telle lentille est [17]

$$\begin{bmatrix} \cos(gL) & \frac{1}{g} \sin(gL) \\ -g \sin(gL) & \cos(gL) \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

Le « *pitch* » est une grandeur qui permet de décrire simplement une lentille GRIN. Il est proportionnel au produit du gradient et de la longueur de la lentille :

$$p = \frac{gL}{2\pi} \quad (1.32)$$

Il permet de manipuler simplement les deux caractéristiques principales de la lentille. En l'injectant dans l'équation (1.31), on obtient la matrice de transfert qui dépend uniquement du *pitch* :

$$\begin{bmatrix} \cos(2\pi p) & \frac{1}{g} \sin(2\pi p) \\ -g \sin(2\pi p) & \cos(2\pi p) \end{bmatrix} \quad (1.33)$$

Les coefficients de la matrice sont tous périodiques en p , de période 1.

Trois valeurs du *pitch* sont caractéristiques des lentilles à gradient d'indice. Lorsque $p = 1$, la matrice de transfert est la matrice identité et tout faisceau incident en ressort inchangé.

Pour $p = \frac{1}{2}$, la matrice devient l'opposé de la matrice identité. L'image en sortie de la lentille est donc identique à l'objet mais ayant subi une symétrie centrale.

Enfin, si $p = \frac{1}{4}$, la matrice de transfert vaut

$$\begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{g} \\ -g & 0 \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

et le rayon de courbure complexe en sortie est

$$q_2 = -\frac{1}{g^2 q_1} \quad (1.35)$$

avec q_1 le rayon de courbure complexe à l'entrée de la lentille GRIN. Si q_1 est imaginaire pur, c'est-à-dire si le col du faisceau se trouve sur la face d'entrée de la lentille, alors q_2 est également imaginaire pur et son col se trouve sur la face de sortie de la lentille. C'est une condition nécessaire — mais pas suffisante — pour collimater le faisceau. Une étude plus approfondie de l'utilisation d'une lentille GRIN comme collimateur est présentée au chapitre 2.

a. Ion sodium.

b. Ion potassium.

Chapitre 2

Collimateur fibré compact

2.1 État de l'art

Depuis le début des années 90, plusieurs techniques de fabrication de collimateurs fibrés ont été proposées. Ne sont présentées ici que les techniques concernant les collimateurs fibrés compacts. La compacité implique que le collimateur ne possède qu'une seule lentille et que le boîtier a des dimensions réduites — typiquement un cylindre de longueur inférieure à 30 mm et de diamètre inférieur à 5 mm. Nous ne nous intéressons également qu'aux collimateurs dont la fibre est fixée, ce qui exclut les assemblages nécessitant de visser un connecteur FC/APC. Que la lentille soit à gradient d'indice ou plus classique (asphérique, doublet), il est possible de classer les techniques d'assemblage en deux catégories : celles basées sur la fusion de la fibre à la lentille [21–26] et celles qui reposent sur un assemblage mécanique [27–29].

Assemblage mécanique Le principe de fabrication de ces collimateurs est basé sur le positionnement de la fibre à une distance définie de la lentille. L'alignement, le centrage et la fixation des pièces sont effectués par un assemblage mécanique d'une ou plusieurs pièces qui peuvent être soudées ou collées. Cette technique présente l'avantage d'avoir un centrage et un alignement angulaire très fins car ils sont fixés par les tolérances sur les dimensions des pièces mécaniques. La fibre et la lentille peuvent également avoir leur extrémité clivée avec un angle de manière à réduire la réflexion de puissance vers le laser. Elle nécessite, en revanche, un contrôle précis de la distance séparant la fibre de la lentille pour assurer que le col du faisceau se trouve à l'endroit désiré. Cela peut être réalisé en actif avec une mesure de la taille du faisceau pendant l'assemblage.

Fusion La seconde technique employée repose sur la soudure de la fibre à la lentille dont le diamètre est généralement significativement plus grand que celui de la fibre. Les lentilles sont choisies telles que le faisceau en sortie a les propriétés voulues lorsque la fibre et la lentille sont en contact. Contrairement à l'assemblage mécanique, il n'y a pas d'ajustement possible et la tolérance sur les caractéristiques du faisceau (position du col ou divergence par exemple) est directement liée à la tolérance sur les caractéristiques de la lentille. Cette technique nécessite que la lentille soit composée de silice pure pour qu'elle ait la même température de fusion que la fibre. Un alignement précis de la fibre et de la lentille est requis avant la soudure et peut être effectué passivement par détection d'image (similaire à la soudure de deux fibres optiques) ou activement par mesure de la direction de pointé du faisceau. La soudure est réalisée par un arc électrique, un filament

Caractéristique	Unité	Valeur
Longueur d'onde	nm	1 064, 1 550, 2 000
Divergence (maximum)	mrad	3
Pertes d'insertion (maximum)	dB	0,3
Puissance incidente continue	W	20

TABLE 2.1 – Caractéristiques souhaitées du collimateur compact.

de tungsten ou un laser CO₂ focalisé.

Globalement, et indépendamment du fabricant ou de la technique utilisée, les pertes en transmission de ces collimateurs compacts sont inférieures à 0,3 dB. En fonction des modèles, la divergence aux longueurs d'onde standards (1 064 nm, 1 550 nm et 2 000 nm) est comprise entre 2 mrad et 6 mrad. La puissance optique maximale est comprise entre 300 mW et 10 W. En revanche, sur ce type de collimateur, la déviation angulaire du faisceau par rapport à la mécanique est très rarement spécifiée.

Insertion de la fibre dans la lentille Une technique hybride a été mise au point à Lumibird avant le début de cette thèse. Elle s'inspire des différentes techniques présentées ci-dessus et se base sur l'insertion d'une fibre dans une lentille à gradient d'indice dont la température de fusion est significativement plus basse que celle de la fibre. Elle est présentée dans le brevet [30] et a été validée par des prototypes. L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est de développer, à partir de cette technique, un collimateur dont les caractéristiques sont listées dans le tableau 2.1.

2.2 Lentille commerciale

Nous utilisons une lentille GRIN commerciale dont l'indice de réfraction varie selon la loi

$$n(r) = n_0 \operatorname{sech}(gr) \quad (2.1)$$

Elle diffère de l'évolution utilisée pour l'étude théorique de la lentille en partie 1.3, mais comme le montre la figure 2.1, les lois (1.30) et (2.1) sont suffisamment proches pour justifier l'approximation de la seconde par la première. La différence entre les deux lois augmente avec le rayon de la lentille et vaut $1,32 \cdot 10^{-4}$ au maximum. Nous considérerons donc par la suite que la matrice de transfert donnée en équation (1.33) est valable pour les lentilles GRIN commerciales que nous utilisons.

Étant donné que la fibre est insérée dans la lentille et que la distance de propagation du faisceau à l'intérieur de la lentille est plus courte que la longueur réelle de la lentille, nous définissons L_{eff} et p_{eff} , respectivement la longueur et le *pitch* effectifs de la lentille. Ces grandeurs sont représentées sur la figure 2.2. Elles sont définies à partir des longueur et *pitch* réels L et p et de la distance d'insertion de la fibre d :

$$L_{eff} = L - d \quad (2.2)$$

et

$$p_{eff} = \left(1 - \frac{d}{L}\right) p \quad (2.3)$$

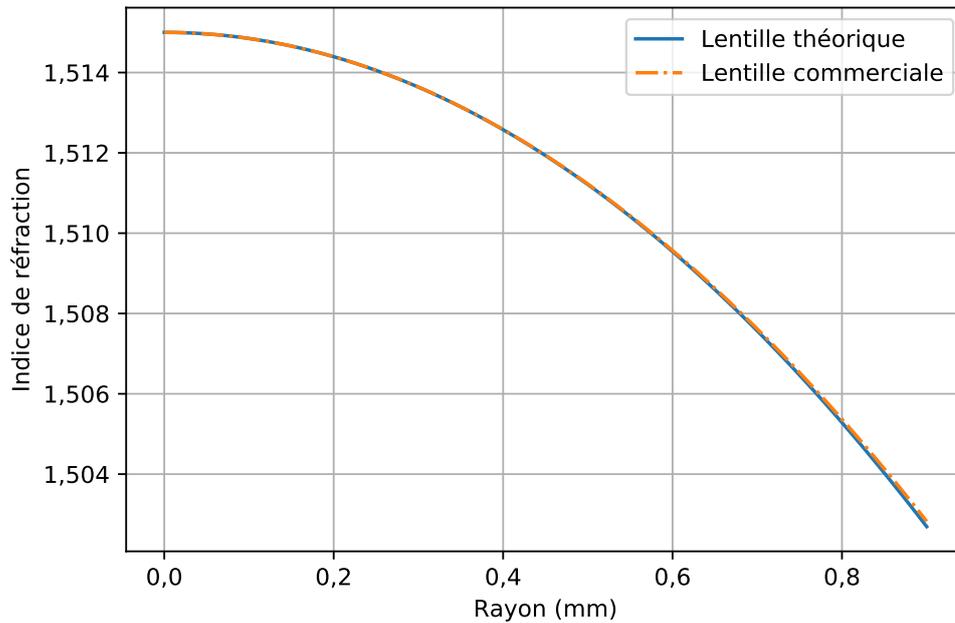


FIGURE 2.1 – Variation radiale de l'indice de réfraction dans une lentille GRIN de gradient $0,141 \text{ mm}^{-1}$ et d'indice central 1,515. Comparaison entre la lentille théorique et la lentille commerciale utilisée.

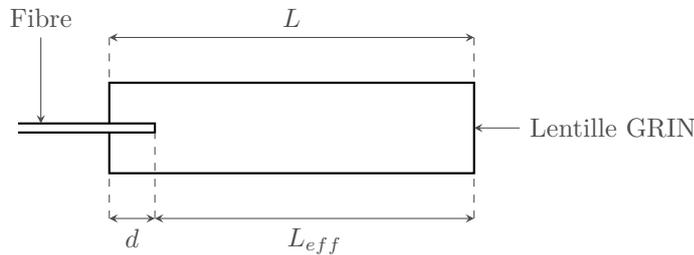


FIGURE 2.2 – Schéma du collimateur compact. La fibre est insérée dans la lentille GRIN sur une distance d .

La matrice de transfert de la lentille GRIN utilisée dans notre collimateur est alors

$$\begin{bmatrix} \cos(2\pi p_{eff}) & \frac{1}{g} \sin(2\pi p_{eff}) \\ -g \sin(2\pi p_{eff}) & \cos(2\pi p_{eff}) \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

2.3 Simulation du collimateur fibré

Nous souhaitons collimater le signal issu d'un laser émettant à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ avec une fibre monomode à cette longueur d'onde en sortie. Le rayon du mode fondamental w_{01} donné par le fabricant est $5,2 \text{ }\mu\text{m}$ et l'indice de réfraction du cœur, noté n_f , est 1,444. La lentille GRIN est un cylindre de diamètre 1,8 mm et de longueur $L = 11,558 \text{ mm}$. Son *pitch* p est 0,260 et son gradient g vaut $0,141 \text{ mm}^{-1}$.

L'indice de réfraction n_0 en son centre est 1,515 à 1 550 nm.

Nous considérons que la fibre est insérée dans la lentille sur une distance d sans en modifier la structure. Nous supposons également que la fibre et la lentille sont parfaitement alignées angulairement et parfaitement centrées. Nous utilisons le formalisme rappelé en partie 1.2.2 pour décrire l'évolution du faisceau au cours de sa propagation et nous notons q_1 le rayon de courbure complexe du faisceau au niveau de la clive de la fibre tel que

$$\frac{1}{q_1} = -i \frac{\lambda}{\pi n_f w_{01}^2} \quad (2.5)$$

q_1 est imaginaire pur puisque le *waist* du faisceau qui sort de la fibre se trouve au niveau de la clive. q_2 est le rayon de courbure complexe du faisceau à l'entrée de la lentille, q_3 à sa sortie et q_4 après le changement d'indice vers le milieu extérieur (l'air dans ce cas).

Changement d'indice de la fibre vers la lentille À l'interface fibre / lentille, le faisceau subit un changement d'indice et le rayon de courbure complexe devient

$$q_2 = \frac{n_0}{n_f} q_1 \quad (2.6)$$

On a alors $\frac{1}{R_2} = 0$ et $w_2 = w_{01}$. Le col du faisceau se situe à l'entrée de la lentille.

Propagation dans la lentille Après propagation dans la lentille GRIN dont la matrice de transfert est donnée par l'équation (2.4), le rayon de courbure complexe q_3 est tel que

$$\frac{1}{q_3} = \frac{-g \sin(2\pi p_{eff}) + \cos(2\pi p_{eff}) \frac{1}{q_2}}{\cos(2\pi p_{eff}) + \frac{1}{g} \sin(2\pi p_{eff}) \frac{1}{q_2}} \quad (2.7)$$

On obtient le rayon de courbure du front d'onde

$$R_3 = \frac{\cos^2(2\pi p_{eff}) + \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 g w_{01}^2}\right)^2 \sin^2(2\pi p_{eff})}{\left[\frac{1}{g} \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 w_{01}^2}\right)^2 - g\right] \sin(4\pi p_{eff})} \quad (2.8)$$

et le rayon du faisceau

$$w_3 = w_{01} \left[\cos^2(2\pi p_{eff}) + \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 g w_{01}^2}\right)^2 \sin^2(2\pi p_{eff}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

Changement d'indice de la lentille vers le milieu extérieur Le dernier changement d'indice entre la lentille GRIN et l'air entraîne

$$q_4 = \frac{1}{n_0} q_3 \quad (2.10)$$

d'où

$$R_4 = \frac{\cos^2(2\pi p_{eff}) + \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 g w_{01}^2}\right)^2 \sin^2(2\pi p_{eff})}{n_0 \left[\frac{1}{g} \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 w_{01}^2}\right)^2 - g\right] \sin(4\pi p_{eff})} \quad (2.11)$$

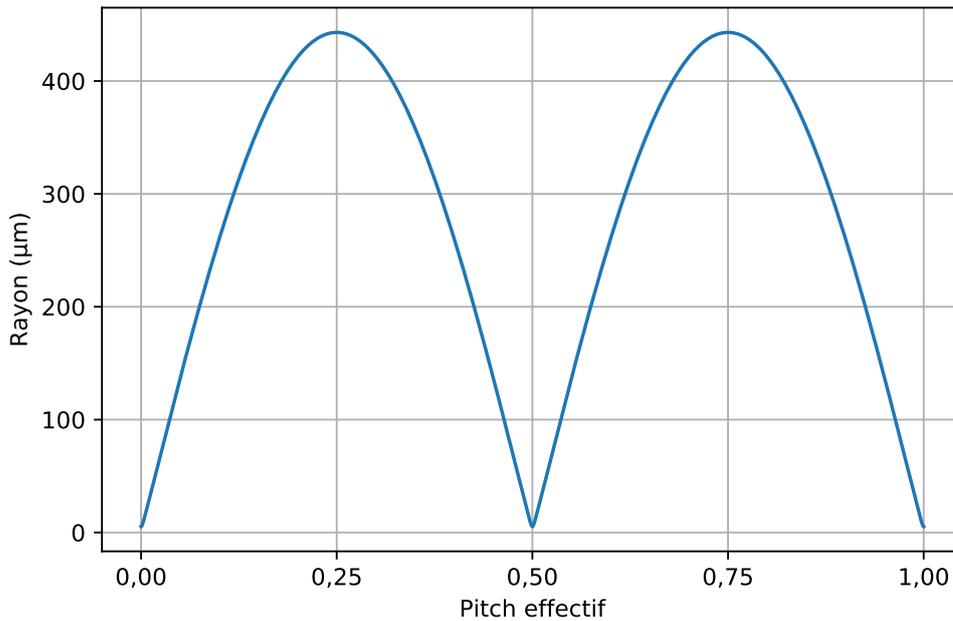


FIGURE 2.3 – Rayon du faisceau en sortie du collimateur en fonction du *pitch* effectif de la lentille.

et

$$w_4 = w_{01} \left[\cos^2(2\pi p_{eff}) + \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 g w_{01}^2} \right)^2 \sin^2(2\pi p_{eff}) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

Le rayon de courbure réel et le rayon du faisceau dépendent du *pitch* effectif de la lentille et donc de la distance d'insertion de la fibre dans la lentille.

La figure 2.3 représente l'évolution du rayon en sortie du collimateur en fonction du *pitch* effectif de la lentille GRIN. Lorsque le *pitch* effectif vaut $\frac{1}{4}$, le rayon de courbure est infini et le rayon du faisceau — qui correspond à son *waist* — atteint son maximum. On obtient alors de l'équation (2.12) qu'il est inversement proportionnel au rayon de mode de la fibre :

$$w_{04} = \frac{\lambda}{\pi n_0 g w_{01}} \quad (2.13)$$

Cela se traduit sur la distance d'insertion de la fibre dans la lentille par une relation issue de l'équation (2.3) :

$$d = L \left(1 - \frac{1}{4p} \right) \quad (2.14)$$

On ne pourra considérer que le faisceau est effectivement collimaté qu'à la condition que w_{04} est supérieur à w_{01} , c'est-à-dire que la divergence en champ lointain a été réduite. Cela se traduit par une condition sur les caractéristiques de la lentille :

$$\sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0 g}} > w_{01} \quad (2.15)$$

ce que notre dispositif vérifie.

Pour obtenir un faisceau collimaté, il est donc nécessaire d'enfoncer la fibre dans la lentille sur $445\ \mu\text{m}$. À la sortie du collimateur, le rayon du faisceau est $442\ \mu\text{m}$ et la divergence totale en champ lointain est $2,2\ \text{mrad}$. En comparaison de la divergence en sortie de fibre ($190\ \text{mrad}$), nous pouvons conclure que la fonction de collimation du composant est respectée.

2.4 Fabrication du collimateur

2.4.1 Contraintes

Le principe de fabrication du collimateur est simple. La lentille GRIN est chauffée à l'une de ses extrémités de façon à ramollir le verre et la fibre y est insérée sur une distance contrôlée. Il y a cependant plusieurs contraintes qui doivent être respectées lors du processus d'assemblage. Premièrement, la simulation présentée en partie 2.3 n'est valable que lorsque l'axe mécanique de la lentille et l'axe optique sont confondus. Cela implique que la fibre doit être alignée angulairement à la lentille et qu'elle soit centrée sur la face d'entrée de la lentille.

La seconde contrainte a un impact sur la température à laquelle la lentille est chauffée et sur la durée du processus puisqu'il ne faut pas déformer la structure du verre de la lentille ni modifier le gradient d'indice ; cela entraînerait une déformation du faisceau en sortie du collimateur.

Pour répondre à ces contraintes, l'assemblage est effectué sur la machine LDS présentée en annexe A.

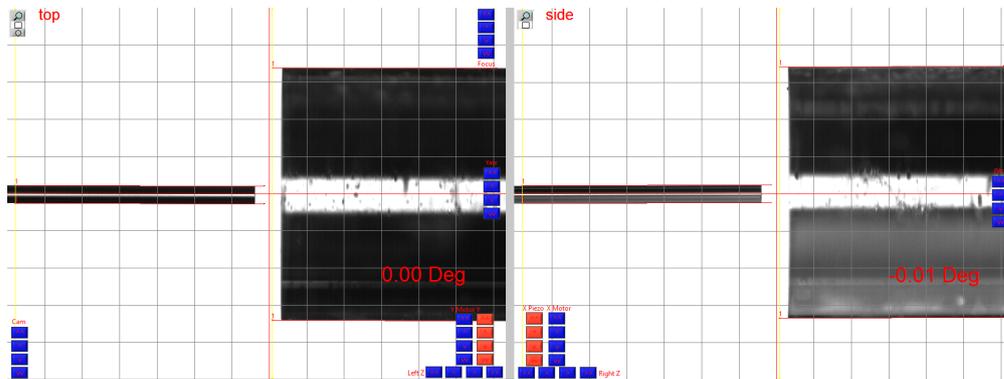
2.4.2 Procédure de montage du collimateur

La fibre clivée et la lentille sont installées dans la LDS. La fibre est centrée manuellement sur les deux caméras — appelées « top » et « side » — placées orthogonalement l'une à l'autre. Elle sert de référence durant tout le processus d'alignement. Cette procédure automatisée est basée sur la détection des bords de la fibre et de la lentille.

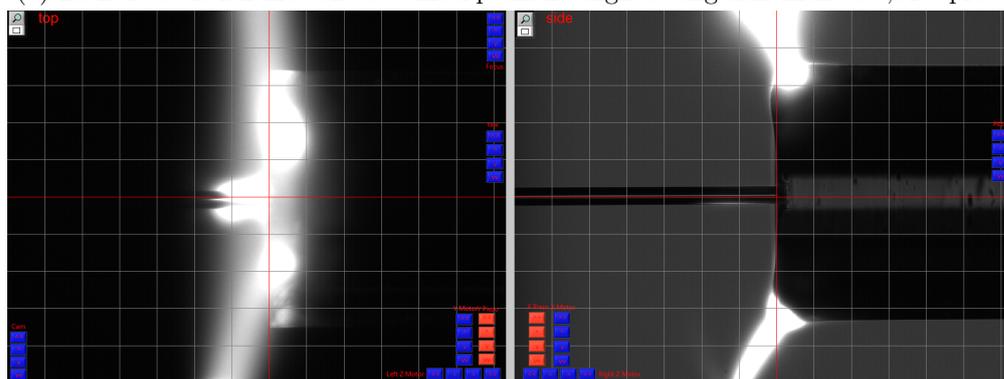
Alignement angulaire L'alignement angulaire est itératif. La direction de la fibre et de la lentille est calculée puis la lentille est déplacée par rotation et translation de son support selon six degrés de liberté pour qu'elles aient la même direction. La différence de direction est à nouveau calculée. Le processus s'arrête lorsque la différence angulaire est inférieure à $0,01^\circ$ comme le montre la figure 2.4a.

Centrage La fibre et la lentille sont ensuite approchées à $50\ \mu\text{m}$ l'une de l'autre afin d'entamer le processus de centrage de la fibre par rapport à la lentille. Comme pour l'alignement angulaire, la procédure est itérative et la lentille subit des translations jusqu'à ce que la différence entre la position des centres soit négligeable. La précision du centrage est limitée par la taille d'un pixel de la caméra, c'est-à-dire à $2\ \mu\text{m}$ près.

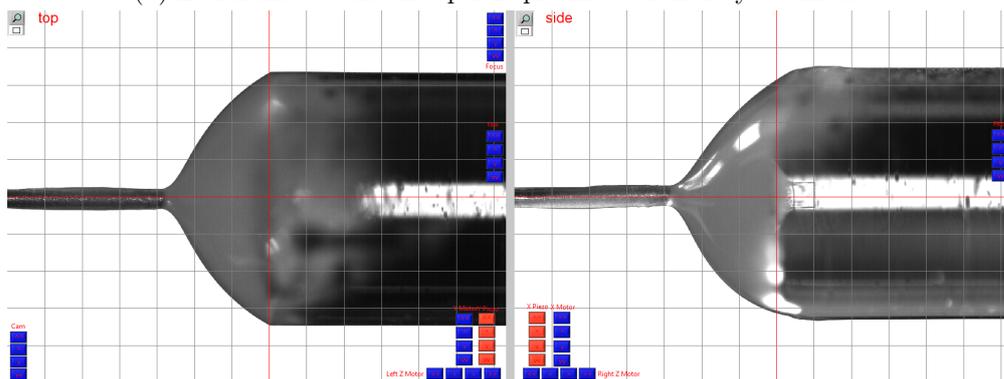
Insertion de la fibre dans la lentille Les électrodes sont mises à proximité de la face d'entrée de la lentille. Un écart sépare la lentille du plasma de manière à ne chauffer que l'extrémité et à limiter la perturbation du gradient par effet thermique (Fig. 2.4b). La température du plasma ramollit le verre de la lentille GRIN suffisamment pour que



(a) La fibre et la lentille sont automatiquement alignées angulairement à $0,01^\circ$ près.



(b) La lentille est chauffée par le plasma et la fibre y est insérée.



(c) La liaison entre la fibre et la lentille est renforcée par un point de colle UV.

FIGURE 2.4 – Processus de fabrication du collimateur fibré compact.

la fibre s'y insère avec le moins de résistance possible. La fibre est translaturée à l'intérieur de la lentille sur la distance souhaitée. Lorsque le plasma est coupé, la température de la lentille diminue et le verre durcit à nouveau.

La température et la position du plasma ainsi que la vitesse de déplacement de la fibre dans la lentille ont été déterminées pour limiter les contraintes dans le verre. Une température trop basse et une vitesse trop élevée ont tendance à courber la fibre lorsqu'elle entre en contact avec la lentille et générer des pertes en transmission. Au contraire, une température trop élevée et une vitesse trop lente entraînent une importante déformation de la lentille.

À la fin du processus, sur les neuf collimateurs testés, nous mesurons en moyenne un décalage angulaire de 4,7 mrad avec un écart-type de 1,2 mrad. L'insertion de la fibre dans la lentille génère donc systématiquement un décalage angulaire supplémentaire malgré un alignement initial inférieur à 0,2 mrad (0,01 °). La fibre est également décalée du centre de la lentille avec un écart moyen de 16 μm et un écart-type de 7 μm . Une explication possible à ce décalage est une légère inhomogénéité de la viscosité du verre au centre de la lentille, forçant la fibre à dévier de son axe d'alignement lors de l'insertion.

Renfort de la liaison Étant donné que la température de fusion de la fibre est beaucoup plus élevée que celle de la lentille, cet assemblage ne constitue pas une réelle soudure et demeure assez fragile. La fibre est simplement bloquée par le verre de la lentille qui a durci autour d'elle. Un point de colle UV^a sert de renfort mécanique comme le montre la figure 2.4c. Le collimateur peut alors être manipulé sans difficulté.

2.5 Caractérisation du faisceau en sortie de collimateur

Le collimateur est soudé à un laser émettant 20 mW en continu (CW) à la longueur d'onde 1 550 nm. Les pertes du collimateur sont mesurées à 0,19 dB. L'allure du faisceau est observée par une caméra CCD infrarouge et son contour à e^{-2} est approché par une ellipse d'ellipticité 99 %. Cela indique que le collimateur n'engendre pas de déformation du faisceau issu de la fibre.

Le diamètre du faisceau est mesuré par une tête de mesure à balayage de fentes à différentes distances du collimateur. Ces mesures sont *fittées*^b par la propagation d'un faisceau gaussien parfait ce qui permet d'obtenir le rayon au niveau du col du faisceau et sa position^c. Ces données sont ensuite comparées à celles obtenues par simulation et tracées en figure 2.5. Le tableau 2.2 regroupe les caractéristiques du collimateur fabriqué et de la simulation. On mesure une différence de 16 μm sur le rayon au col du faisceau et de 60 mm sur sa position.

Outre les erreurs générées par la mesure — notamment sur la position — ces différences peuvent s'expliquer par les tolérances sur les caractéristiques de la fibre et de la lentille. Le rayon du cœur est spécifié par le fabricant à $\pm 0,25 \mu\text{m}$ et l'ouverture

a. Colle polymérisée avec une lampe émettant dans le domaine ultraviolet.

b. Le terme « *fit* » désigne une fonction théorique dont l'allure approche celle d'une mesure.

c. Une description détaillée de la procédure de mesure et des erreurs qu'elle génère se trouve en annexe B.

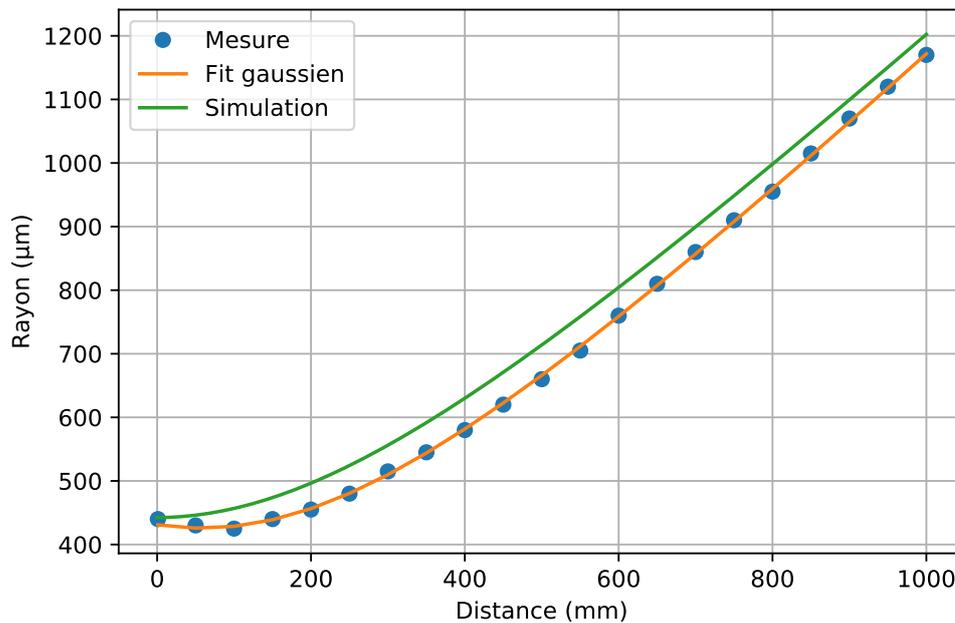


FIGURE 2.5 – Comparaison de la divergence du faisceau issu du collimateur entre la mesure (bleu), son *fit* gaussien (orange) et la simulation (vert).

Caractéristique	Unité	Valeur	
		Mesure	Simulation
Rayon au col	μm	426	442
Position du col	mm	58	0
Divergence	mrad	2,32	2,23

TABLE 2.2 – Caractéristiques du collimateur fabriqué et obtenues par simulation.

numérique à $\pm 0,05$. En revanche, aucune tolérance n'est fixée par le constructeur de la lentille sur le gradient d'indice. La valeur de ces trois grandeurs est ajustée dans la simulation par la méthode des moindres carrés, de manière à ce que les résultats de la simulation soient identiques à la mesure :

- Réduction du rayon du cœur de la fibre de $0,08 \mu\text{m}$, soit $1,9 \%$
- Réduction de l'ouverture numérique de $0,003$, soit $2,5 \%$
- Augmentation du gradient de $0,002 \text{ mm}^{-1}$, soit $0,1 \%$

Les modifications sont minimales pour que la simulation soit en accord avec les mesures et dépendent uniquement de la répétabilité de fabrication des composants utilisés.

La simulation effectuée avec les données constructeurs donne une bonne approximation du rayon du faisceau et de sa divergence, avec moins de 4% d'erreur. La position du col, en revanche, est estimée avec une erreur de 60 mm . Pour remédier à ce problème, il est alors nécessaire d'adapter le processus à partir des composants réels en ajustant la distance d'insertion de la fibre dans la lentille. Contrairement aux techniques de fabrication basées sur un assemblage mécanique décrites en partie 2.1, l'insertion de la fibre n'offre pas de degré de liberté pour ajuster précisément la position du *waist* au cours du montage.

2.6 Adaptation à des fibres de gros diamètre

Certains lasers utilisent des fibres de plus gros diamètre, en particulier les lasers de puissance qui ont une fibre LMA en sortie. Dans ces cas, il est nécessaire que le collimateur soit fabriqué avec une fibre identique pour limiter les pertes de puissance à la soudure. Le laser de test fonctionne à la longueur d'onde 1 945 nm et sa fibre de sortie a un cœur de diamètre 25 μm et une gaine de diamètre 250 μm . Le diamètre de la fibre double par rapport aux collimateurs précédents mais reste relativement faible en comparaison du diamètre de la lentille à gradient d'indice (1,8 mm).

Un collimateur est assemblé à partir de la fibre LMA. Comme pour les autres collimateurs, la lentille GRIN a un *pitch* 0,260 et la fibre est insérée sur 445 μm . La face de sortie de la lentille est traitée anti-reflet à la longueur d'onde 2 μm .

Contrairement aux collimateurs précédents, les pertes de ce collimateur sont élevées (1 dB) et le faisceau en sortie est très déformé. La figure 2.6b présente l'allure du faisceau en sortie du collimateur. La mesure est effectuée avec une tête à balayage de fente qui détermine la répartition énergétique sur son capteur dans deux directions orthogonales. L'allure gaussienne attendue est tracée en blanc.

Ce type de déformation est un phénomène répétable qui a été observé sur trois collimateurs montés de la même manière alors que le faisceau est monomode en sortie de la fibre LMA comme le montre la figure 2.6a. En passant d'une gaine de diamètre 125 μm à 250 μm , le volume de verre déplacé dans la lentille quadruple — de $5,5 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$ à $22 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$. Contrairement à la supposition initiale, l'augmentation du diamètre de la fibre ne doit pas être négligée et semble être la cause de la déformation.

La lentille est remplacée par une lentille de *pitch* réduit (0,252), ce qui permet, d'après la formule (2.14), de réduire la distance d'insertion de la fibre dans la lentille. Le gradient est sensiblement le même et la distance d'insertion de la fibre nécessaire est 89 μm . Le volume de verre déplacé dans la lentille est ainsi réduit à $4,4 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$. La figure 2.6c montre que le faisceau conserve son allure gaussienne après propagation à travers la lentille^a. L'allure gaussienne est tracée en blanc. Les pertes de ce collimateur sont 0,20 dB, ce qui est comparable avec les collimateurs présentés en partie 2.5.

Suite à ces observations, le *pitch* des collimateurs à fibre de diamètre de gaine optique 125 μm est réduit à 0,255. Cela permet de réduire la durée du processus et de moins déformer la lentille.

2.7 Tenue à la forte puissance

2.7.1 Protection mécanique

Jusqu'à présent les collimateurs sont composés uniquement de la lentille GRIN, de la fibre et du renfort en colle UV. L'assemblage est tel qu'il n'y a pas de colle sur le chemin optique ce qui en fait un composant adapté à la transmission de forte puissance.

a. Les trois mesures sur la figure 2.6 ont été effectuées à des distances différentes du capteur. Seule l'allure du faisceau est comparable entre les trois situations, pas le diamètre.

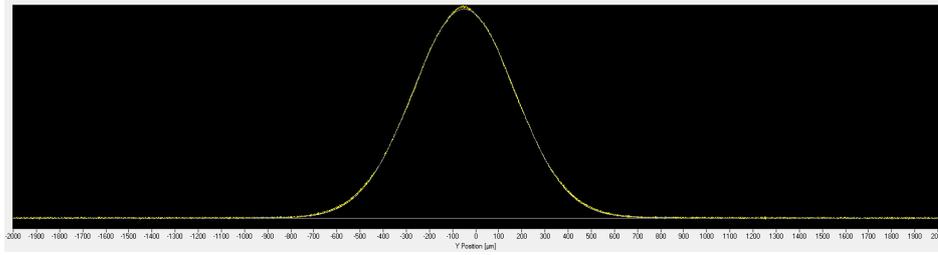
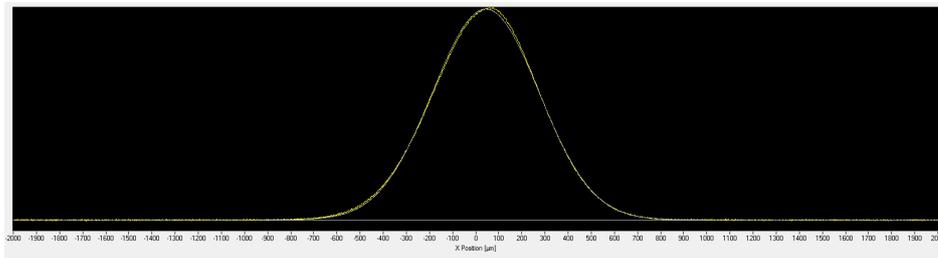
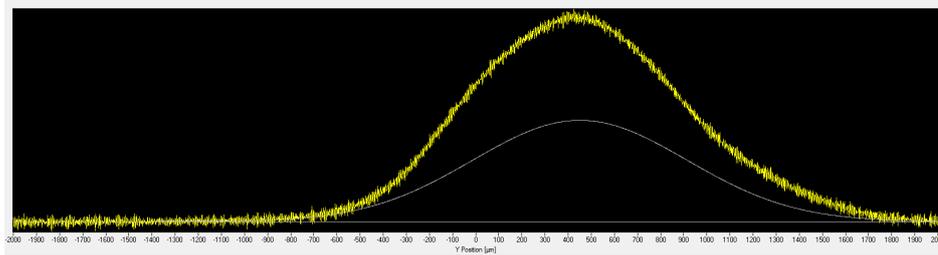
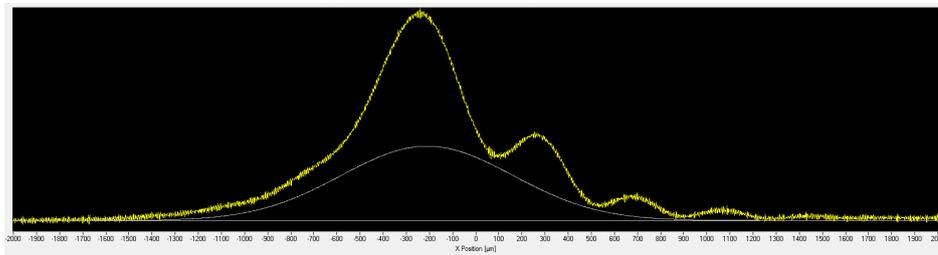
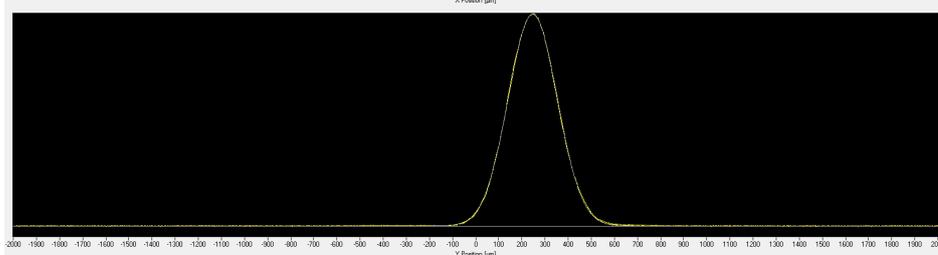
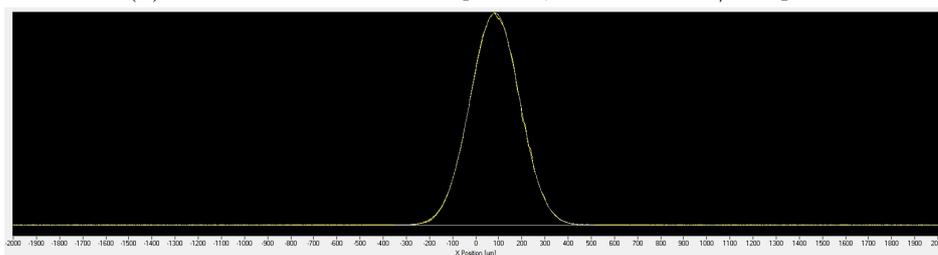
(a) Fibre LMA 25/250 μm .(b) Collimateur à lentille de *pitch* 0,260 et fibre 25/250 μm .(c) Collimateur à lentille de *pitch* 0,252 et fibre 25/250 μm .

FIGURE 2.6 – Allure du faisceau à 1945 nm en sortie de fibre (a) et de collimateurs (b et c). Le faisceau gaussien équivalent est tracé en blanc.

Avec des pertes de 5 % (0,2 dB), le collimateur doit dissiper 1 W optique sous forme de chaleur lorsque 20 W sont injectés dans la fibre. Pour conserver un assemblage simple et compact, nous faisons le choix d'insérer le collimateur dans un tube en kovar et de le coller à la lentille et à la fibre avec de la colle UV par l'arrière du tube. Le kovar est un alliage de fer, de nickel et de cobalt dont le coefficient de dilatation thermique est identique à celui du borosilicate ($5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), verre qui compose la lentille. Cette proximité permet d'éviter que le tube métallique contraigne la lentille lors d'une élévation de sa température. Le tube permet également une manipulation facile du collimateur, sans risque de casser la fibre au niveau de la lentille. Une photo de l'assemblage est présentée en figure 2.7a.

Le premier essai de transmission à forte puissance est effectué sur le collimateur à fibre LMA de la partie 2.6 inséré dans un tube. La puissance est mesurée à l'aide d'un bolomètre et le courant des diodes de pompe du laser est augmenté progressivement. Lorsque la puissance en sortie du collimateur atteint 3 W, la transmission chute brusquement et on observe une dégradation de la colle à l'arrière du tube. Nous émettons l'hypothèse que la colle choisie a une conductivité thermique trop faible^a pour dissiper la chaleur générée par l'absorption de la puissance optique perdue par le collimateur. La température de la colle dépasse alors sa limite de dégradation (125 °C) et entraîne une rupture de la fibre.

La solution retenue pour remédier à cela est de limiter l'utilisation de colle. Seul le renfort entre la fibre et la lentille est conservé. La lentille subit désormais une métallisation à son extrémité de manière à être soudée sur le tube en kovar. Nous effectuons une soudure résistive sur l'avant du tube avec un alliage métallique de telle sorte que la fibre n'est désormais plus entourée de colle. Le choix de l'alliage et le processus sont ajustés de manière à réduire la température du composant durant la soudure. Il est primordial que le gradient d'indice à l'intérieur de la lentille ne soit pas perturbé par une température trop élevée. La soudure assure le maintien de la lentille au tube et permet une meilleure dissipation de la chaleur vers le tube. La figure 2.7b présente une photo du collimateur à la fin de l'assemblage.

Cette technique est validée sur deux lasers de puissance. Le premier émet 10 W continus à 1550 nm. La fibre de sortie a un diamètre de cœur de 10 μm et une gaine de 125 μm . Le second est un laser de 21 W à 1945 nm de fibre 20/250 μm .

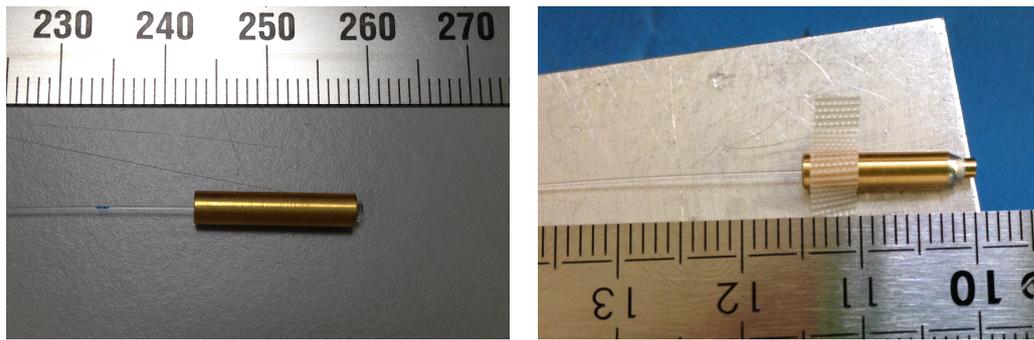
2.7.2 Transmission de 10 W CW à 1550 nm

Un collimateur est assemblé avec les caractéristiques suivantes :

- Fibre 10/125 μm ON 0,08
- Lentille GRIN de *pitch* 0,255
- Tube en kovar
- Alliage métallique

Le laser est caractérisé à différents points de fonctionnement entre 0 W et 10 W. Le collimateur est ensuite soudé à la sortie du laser et la puissance transmise est mesurée aux mêmes points de fonctionnement. On observe que la puissance transmise par le

a. Le fabricant ne détaille pas la composition chimique de son produit et ne donne pas sa conductivité thermique.



(a) Première version du collimateur. Le tube est collé à la fibre et à la lentille de l'intérieur.

(b) Seconde version du collimateur. Le tube en kovar est soudé à la lentille métallisée par un alliage.

FIGURE 2.7 – Photos des deux versions du collimateur. L'échelle est donnée par le réglet millimétré.

collimateur est proportionnelle à la puissance issue du laser. La transmission est donc indépendante de la puissance incidente, cela indique que le collimateur ne se dégrade pas à forte puissance. Les mesures peuvent être approchées par une droite (Fig. 2.8a) dont la pente correspond aux pertes engendrées par le collimateur et la soudure : 0,5 dB.

La température du collimateur est mesurée à l'aide d'une caméra thermique. Le point le plus chaud se trouve au niveau de l'alliage et ne dépasse pas 35 °C à la puissance maximale (Fig. 2.8b). La mesure indiquée en haut à droite de l'image correspond à la température maximale mesurée à l'intérieur du rectangle délimité au centre de l'image. L'intérieur du tube, observé par l'arrière, a une température de 31 °C (Fig. 2.8c). La suppression de colle autour de la fibre a significativement réduit l'effet de surchauffe du composant observé dans sa version précédente.

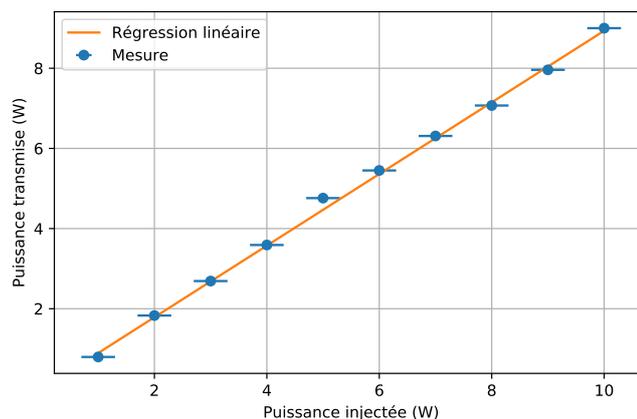
2.7.3 Transmission de 21 W CW à 1945 nm

L'expérience est réitérée avec la version « gros diamètre » du collimateur :

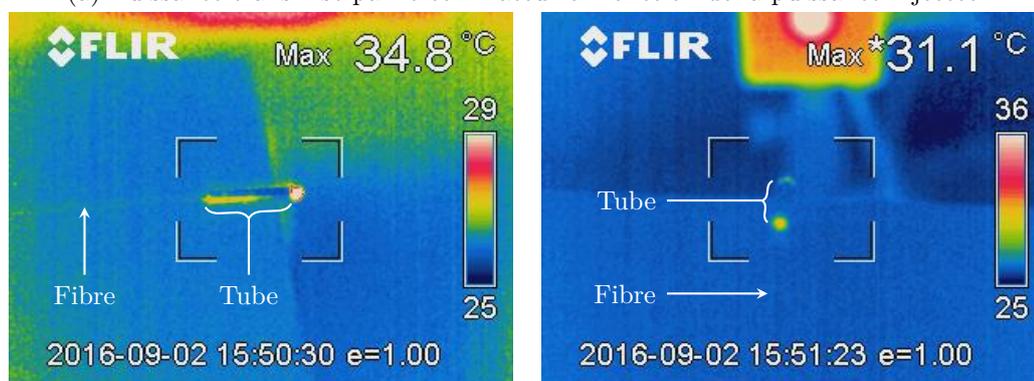
- Fibre 25/250 μm ON 0,07
- Lentille GRIN de *pitch* 0,252
- Tube en kovar
- Alliage métallique

Le collimateur est soudé à un laser qui émet 21 W en continu à la longueur d'onde 1945 nm. La soudure et le collimateur génèrent 0,6 dB de pertes qui sont indépendantes de la puissance issue du laser. On observe en figure 2.9a que la température augmente avec la puissance transmise. L'alliage atteint environ 60 °C à 21 W alors que le collimateur n'est refroidi que par l'air ambiant. La figure 2.9b révèle que la température de la fibre dépasse 50 °C. Cela s'explique par une injection de puissance dans la gaine au niveau de la soudure LMA et par l'absorption à 2 μm par la gaine de protection. Dans ces conditions, le faisceau ne subit pas de déformation et reste circulaire pendant toute la durée du test (Fig. 2.9c).

Les mesures effectuées à deux longueurs d'onde différentes indiquent que l'architecture simple du collimateur est suffisante pour transmettre jusqu'à 20 W de puissance



(a) Puissance transmise par le collimateur en fonction de la puissance injectée.



(b) Observation à la caméra thermique du collimateur. Puissance incidente : 10 W.

(c) Observation à la caméra thermique de l'arrière du collimateur. Puissance incidente : 10 W.

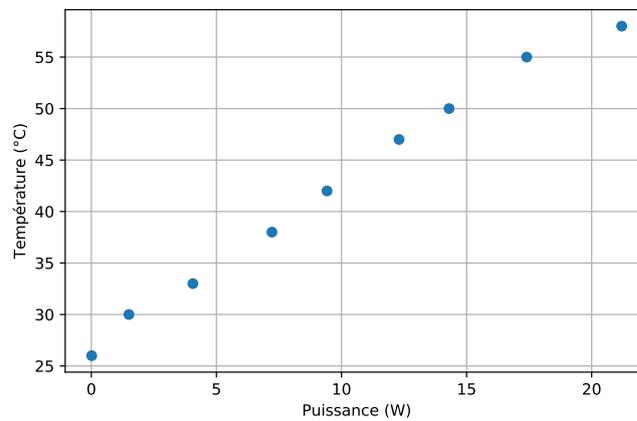
FIGURE 2.8 – Transmission de 10 W continu à 1550 nm par le collimateur à fibre 10/125 μm ON 0,08.

optique continue.

2.8 Conclusion

La caractérisation des composants a permis de valider la technique de fabrication de collimateurs à lentille GRIN par insertion d'une fibre optique de diamètre de gaine 125 μm et 250 μm . Ces collimateurs compacts sont capables de transmettre jusqu'à 20 W de puissance optique continue issu d'une fibre monomode ou LMA sans déformation de l'allure gaussienne du faisceau. La simulation d'un tel composant permet de prévoir la divergence et le diamètre au niveau du *waist* avec moins de 5 % d'erreur. En revanche, la position du *waist* simulé n'est correcte qu'à 60 mm près et nécessite un ajustement de la distance d'insertion de la fibre pour obtenir la position souhaitée.

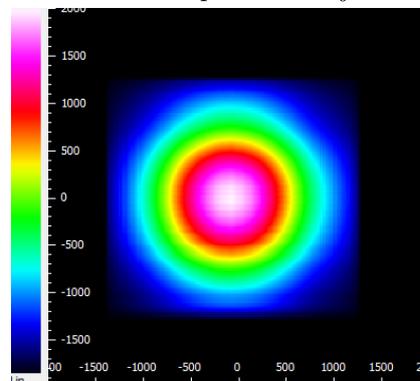
La compacité du composant ne permet pas de contrôler la directivité du faisceau, c'est-à-dire la déviation angulaire de l'axe de propagation du faisceau par rapport à l'axe mécanique du tube métallique de protection. Le chapitre suivant présente une autre architecture de collimateur permettant de contrôler plus de paramètres du faisceau de



(a) Température extérieure du collimateur en fonction de la puissance injectée.



(b) Observation à la caméra thermique du collimateur. Puissance incidente : 21 W.



(c) Le faisceau n'est pas déformé à 21 W.

FIGURE 2.9 – Tenue du collimateur « gros diamètre » à la transmission de 21 W à 1945 nm.

sortie, notamment sa directivité.

Chapitre 3

Développement d'une tête optique

Dans le cadre d'un projet, nous souhaitons développer un collimateur dont on peut contrôler précisément les paramètres du faisceau en sortie : position du col, divergence, déviation angulaire du faisceau par rapport à l'axe mécanique du boîtier et centrage du faisceau sur l'axe mécanique à la sortie du composant. L'objectif est de fournir un outil « *plug and play* » qui nécessite peu d'alignement lors de sa fixation au système optique final — dont nous ignorons les spécificités. Le besoin de développement de ce composant vient de l'absence d'offre commerciale pour des collimateurs ayant des spécifications sur autant de paramètres du faisceau.

La fibre utilisée est une fibre LMA 20/125 μm ON 0,08 et la longueur d'onde de fonctionnement est 1 064 nm. Les caractéristiques du faisceau en sortie de composant souhaitées sont regroupées dans le tableau 3.1.

3.1 Solution à une lentille GRIN impossible

Dans un premier temps, nous essayons d'adapter le collimateur compact décrit au chapitre 2 pour obtenir la divergence souhaitée. À partir de la formule (2.13), il est possible de calculer la valeur du gradient g de la lentille nécessaire pour obtenir le rayon w_{02} au *waist* à partir du rayon de mode w_{01} de la fibre :

$$g = \frac{\lambda}{\pi n_0 w_{01} w_{02}} \quad (3.1)$$

Caractéristique	Unité	Valeur	
		Minimum	Maximum
Divergence	mrad	1,69	2,00
Rayon au col	μm	339	400
Position du col	mm	0	100
Déviation angulaire	mrad	0,0	3,0
Centrage	μm	0	100

TABLE 3.1 – Caractéristiques souhaitées du collimateur en développement.

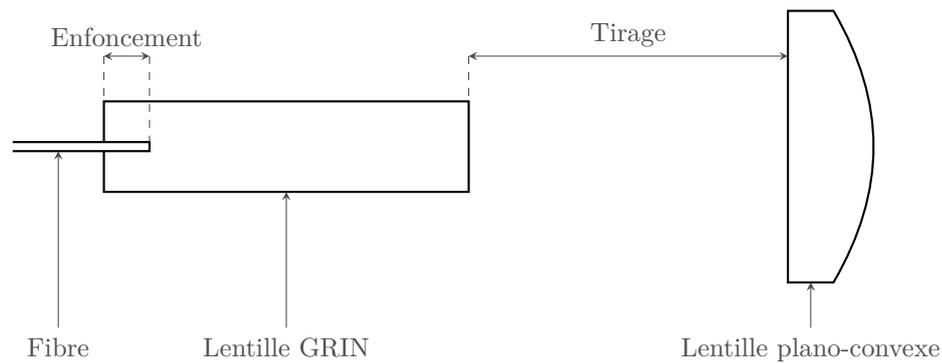


FIGURE 3.1 – Présentation schématique de la disposition des lentilles dans la tête optique.

avec λ la longueur d'onde et n_0 l'indice au centre de la lentille (1,517). Un faisceau de $370\ \mu\text{m}$ de rayon au *waist* est obtenu avec une lentille de gradient $0,075\ \text{mm}^{-1}$.

Généralement, les fabricants de lentilles à gradient d'indice proposent un nombre limité de valeurs de gradient puisqu'elles dépendent directement du processus d'échange d'ions. Les gradients typiques proposés par les principaux fournisseurs de lentille GRIN sont compris entre $0,14\ \text{mm}^{-1}$ et $2,00\ \text{mm}^{-1}$ et la lentille nécessaire pour ce collimateur spécifique n'est pas disponible dans le commerce.

Nous avons vu précédemment que le montage à une lentille ne permet pas d'avoir une grande précision sur la déviation angulaire du faisceau. Elle est limitée par l'alignement de la fibre et de la lentille qui est de l'ordre de $5\ \text{mrad}$, comme indiqué au paragraphe 2.4.2. Il est alors nécessaire de rattraper l'alignement de l'axe optique en contrôlant l'orientation de la lentille dans la pièce mécanique.

De plus, la tolérance sur l'insertion de la fibre dans la lentille GRIN engendre une imprécision de plusieurs dizaines de millimètres sur la position du col du faisceau.

Le choix se porte donc sur un montage comprenant deux lentilles commerciales : une lentille à gradient d'indice et une lentille plano-convexe. La fibre est insérée dans la lentille GRIN et la lentille mince est disposée à une certaine distance — qu'on appelle « tirage » — de la lentille GRIN. La figure 3.1 présente leur disposition schématiquement. Cela offre plus de degrés de liberté dans le choix des lentilles pour obtenir le col de faisceau voulu et pour contrôler la déviation angulaire. Lors du montage, le tirage peut également être adapté pour ajuster les paramètres du faisceau. Cet assemblage sera appelé « tête optique » (TOP) pour le distinguer du collimateur compact présenté au chapitre 2.

3.2 Simulation

Les formules (2.11) et (2.12) donnent le rayon de courbure réel R_1 du faisceau et son rayon w_1 au niveau de la face de sortie d'un collimateur fibré à lentille GRIN en fonction de son *pitch* effectif et donc de l'enfoncement de la fibre. On définit le rayon de courbure

complexe q_1 du faisceau en sortie de la lentille tel que

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_1} - i \frac{\lambda}{\pi w_1} \quad (3.2)$$

Le faisceau se propage ensuite en espace libre dans l'air sur la distance de tirage puis à travers la seconde lentille, plano-convexe. Elle est composée de verre BK7 et a une épaisseur de plusieurs millimètres en son centre. La face plane est positionnée en amont de la face sphérique. Pour la simulation, nous considérons la lentille comme une succession de trois interfaces : le changement d'indice à travers une surface plane, la propagation dans le verre et le changement d'indice à travers la surface courbe. L'évolution du faisceau est simulée par matrices de transfert avec modification du rayon de courbure complexe à chaque interface.

Nous nous intéressons dans cette situation au rayon du faisceau au *waist* et sa position en sortie du montage. L'origine du repère est fixée sur la face extérieure de la lentille plano-convexe et l'évolution du rayon du faisceau en sortie de tête optique est donnée par

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(z - d_w)}{\pi w_0^2} \right]^2} \quad (3.3)$$

avec w_0 le rayon au *waist* et d_w la distance entre la sortie de la TOP et la position du *waist* du faisceau. Si d_w est négatif, le *waist* se trouve virtuellement à l'intérieur du collimateur.

À partir des matrices de transfert rappelées au paragraphe 1.2.2, le rayon de courbure complexe en sortie de la tête optique est calculé. Contrairement au collimateur compact, la formule explicite du rayon de courbure complexe n'est pas aisément utilisable. Nous nous baserons donc sur une étude par simulation numérique pour déterminer les paramètres des composants qui permettent d'obtenir les caractéristiques de faisceau souhaitées.

Nous choisissons une lentille GRIN de *pitch* 0,240 et une lentille plano-convexe dont le rayon de courbure est $-45,6$ mm. Ces deux lentilles sont disponibles sur catalogue. Le *pitch* est volontairement choisi inférieur à 0,250 de telle sorte que le faisceau en sortie de la lentille à gradient d'indice soit divergent. La seconde lentille sert à collimater le faisceau.

En figure 3.2 sont tracées les évolutions du rayon au niveau du col du faisceau et de la position du col en fonction de l'enfoncement de la fibre dans la lentille. Le tirage entre les deux lentilles est fixé à 42 mm. Lorsque la fibre est insérée sur 189 μm dans la lentille GRIN, le *waist* se trouve à 47 mm de la lentille plano-convexe et le rayon est 367 μm en ce point. Le faisceau a une divergence totale de 1,84 mrad.

La figure 3.3 présente les résultats de la simulation lorsque la distance d'insertion de la fibre dans la GRIN est 189 μm et que le tirage varie. On observe sur la figure 3.3a qu'une variation de $\pm 2,5$ mm sur le tirage a un impact négligeable sur le rayon au niveau du *waist* et donc sur la divergence. La variation maximale du rayon est 7 μm et celle de la divergence est 0,04 mrad, très inférieures aux limites fixées dans le tableau 3.1.

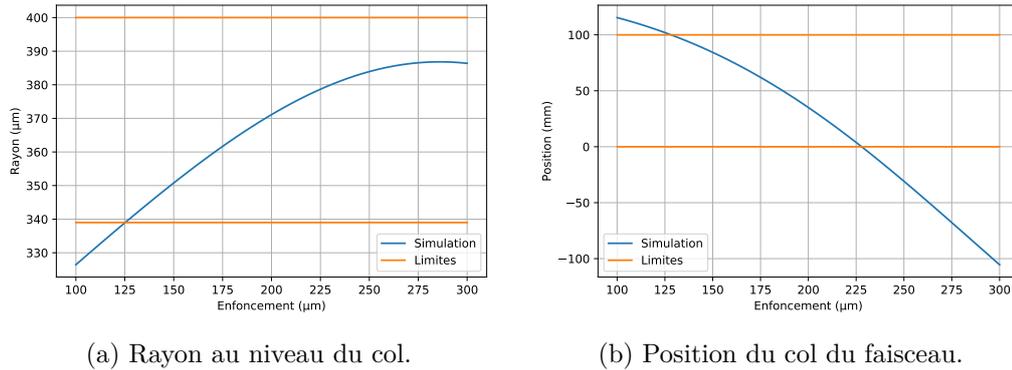


FIGURE 3.2 – Simulation des caractéristiques du faisceau en fonction de l'enfoncement de la fibre dans la lentille GRIN. Le tirage est fixé à 42 mm.

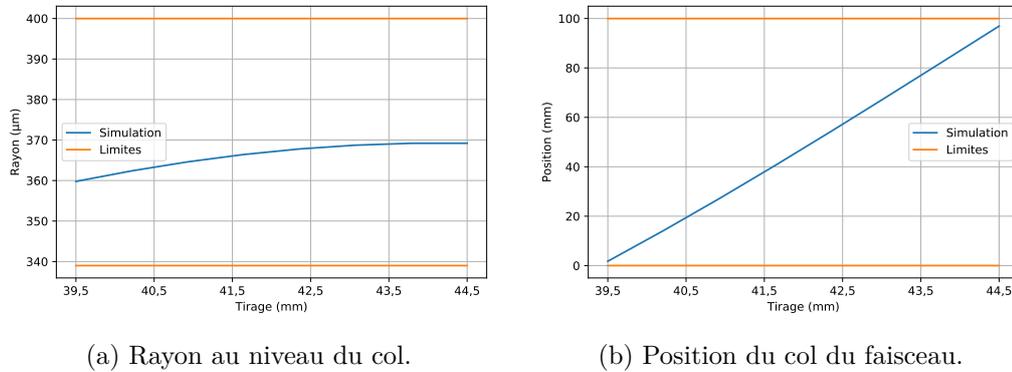


FIGURE 3.3 – Simulation des caractéristiques du faisceau en fonction de la distance entre les deux lentilles. L'enfoncement est fixé à 189 μm.

La position du col varie plus rapidement mais une variation de $\pm 2,5$ mm du tirage permet tout de même de respecter les limitations fixées. Un ajustement du tirage au cours du montage est donc possible pour affiner la position du col en modifiant de manière négligeable le rayon.

3.3 Validation de la simulation

Nous fabriquons un collimateur^a avec la fibre LMA 20/125 μm d'ouverture numérique 0,08 et une lentille GRIN de *pitch* 0,240. Le processus de fabrication est identique à celui décrit en partie 2.4 mais avec une distance d'insertion de 189 μm.

Le collimateur et la lentille plano-convexe sont alignés sur un banc. Le collimateur est fixé sur une platine de translation qui permet de faire varier la distance entre les deux lentilles. La distance est mesurée avec une précision de $\pm 0,25$ mm. Pour chaque valeur de tirage, l'évolution du rayon du faisceau qui se propage après la seconde lentille est mesurée puis *fitté* avec la méthode décrite en annexe B afin d'obtenir ses caractéristiques.

a. Par la suite, nous utiliserons de manière abusive le terme « collimateur » pour désigner l'assemblage constitué de la fibre et de la lentille GRIN bien que le faisceau soit divergent à sa sortie.

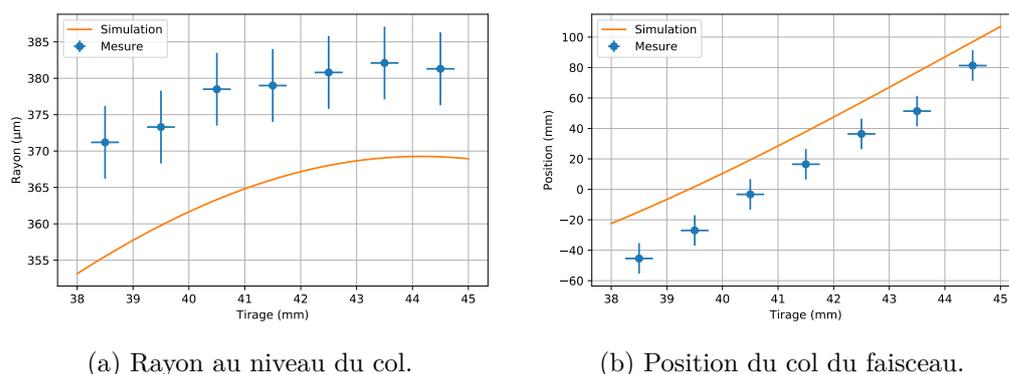


FIGURE 3.4 – Mesure des caractéristiques du faisceau en fonction de la distance entre les deux lentilles. La fibre est insérée de $189 \mu\text{m}$ dans la lentille GRIN. Comparaison avec la simulation.

La figure 3.4 regroupe les mesures du rayon au niveau du col et la position du col pour un tirage compris entre $38,5 \text{ mm}$ et $44,5 \text{ mm}$. La première observation est que la mesure ne correspond pas parfaitement à la simulation mais en respecte l’allure. Le rayon au niveau du col est en moyenne $13 \mu\text{m}$ plus large que celui prévu par la simulation, ce qui représente un écart d’environ 4% . Cet écart est semblable à celui mesuré en partie 2.5 sur le collimateur compact et peut s’expliquer par de faibles variations sur les caractéristiques des composants utilisés.

La position du *waist* est en moyenne 23 mm plus proche de la sortie de la TOP que ce qui est prévu par la simulation. Il faut noter, en revanche que les caractéristiques mesurées respectent les limites fixées dans le tableau 3.1 pour un tirage compris entre $41,5 \text{ mm}$ et $44,5 \text{ mm}$.

La divergence du faisceau est mesurée avec la méthode directe^a pour un tirage de $42,5 \text{ mm}$ et vaut $1,79 \text{ mrad}$. Cela correspond à un rayon de $378 \mu\text{m}$ ce qui confirme la mesure de $381 \mu\text{m}$ obtenue par *fit* gaussien. Les différences observées en figure 3.4 ne sont donc pas issues d’une erreur de mesure mais viennent de la simulation.

La simulation de la tête optique dépend des paramètres suivants :

- Fibre optique
 - Rayon du cœur
 - Ouverture numérique
- Lentille GRIN
 - Gradient
 - Longueur
 - Indice de réfraction central
 - Distance d’insertion de la fibre
- Distance entre les deux lentilles
- Lentille plano-convexe
 - Indice de réfraction
 - Épaisseur
 - Rayon de courbure de la face de sortie

Leur valeur a été fixée à partir des données fournies par les constructeurs de la fibre et

a. Voir annexe B.

des lentilles. Bien qu'il soit théoriquement possible de toutes les optimiser afin d'approcher la simulation de la mesure, nous décidons de nous satisfaire du résultat obtenu. En effet, le grand nombre de variables ne permet pas de se contenter d'une simple résolution par méthode des moindres carrés comme cela a été fait avec le collimateur compact. De plus, le gain serait relativement faible puisque l'erreur sur le rayon du *waist* est inférieure à 5 % et que la position du *waist* peut être optimisée grâce à la tolérance sur le tirage que nous avons fixée au début du projet.

3.4 Réalisation de la tête optique

La tête optique est composée de trois pièces mécaniques qui sont soudées entre elles avec un laser Nd:YAG^a. La première pièce est le collimateur à lentille GRIN protégé dans un tube métallique. Les figures 3.5a et 3.5b montrent le collimateur avant et après l'insertion de la lentille dans le tube protecteur.

La deuxième pièce est appelée « porte-collimateur », il s'agit d'un cylindre dans lequel est inséré et soudé le collimateur (Fig. 3.5c et 3.6a). Il permet d'effectuer l'alignement angulaire de l'axe optique du collimateur avec l'axe mécanique de la TOP. Il offre également un degré de liberté sur la distance entre les deux lentilles pour ajuster la position du *waist* à partir des paramètres du collimateur.

La troisième pièce est appelée « porte-lentille » et sert à maintenir la lentille plano-convexe (Fig. 3.6b). Elle répond au besoin de centrage du faisceau sur la lentille en offrant deux degrés de liberté en translation sur la position du porte-collimateur. Les deux pièces sont soudées entre elles avec le laser Nd:YAG.

La figure 3.5 présente l'évolution de la tête optique au cours du montage.

3.4.1 Fabrication du collimateur

Le collimateur est fabriqué de la même manière que dans le chapitre 2. La fibre 20/125 μm d'ON 0,08 est clivée à angle droit et insérée sur 189 μm dans la lentille GRIN (Fig. 3.5a). Le collimateur est ensuite protégé par dans un tube métallique soudé à la lentille et une gaine est fixée à l'arrière du tube pour protéger la fibre (Fig. 3.5b).

3.4.2 Détermination du tirage optimal

Le collimateur est ensuite aligné avec la lentille plano-convexe sur le banc de mesure dans le but de déterminer le tirage optimal entre les lentilles. La position du col du faisceau et son rayon sont déterminés de manière itérative à différentes valeurs de tirage. Le tirage optimal est obtenu lorsque la position du col est à environ 50 mm, c'est-à-dire au barycentre des distances limites.

La position du collimateur dans le porte-collimateur permettant d'avoir ce tirage sur le montage final est repérée. La simulation et les mesures indiquent une tolérance de $\pm 1,5$ mm sur le tirage ce qui laisse une marge suffisante lors de l'assemblage.

a. Pour « *neodymium-doped yttrium aluminium garnet* », laser solide utilisant le grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme comme milieu amplificateur.

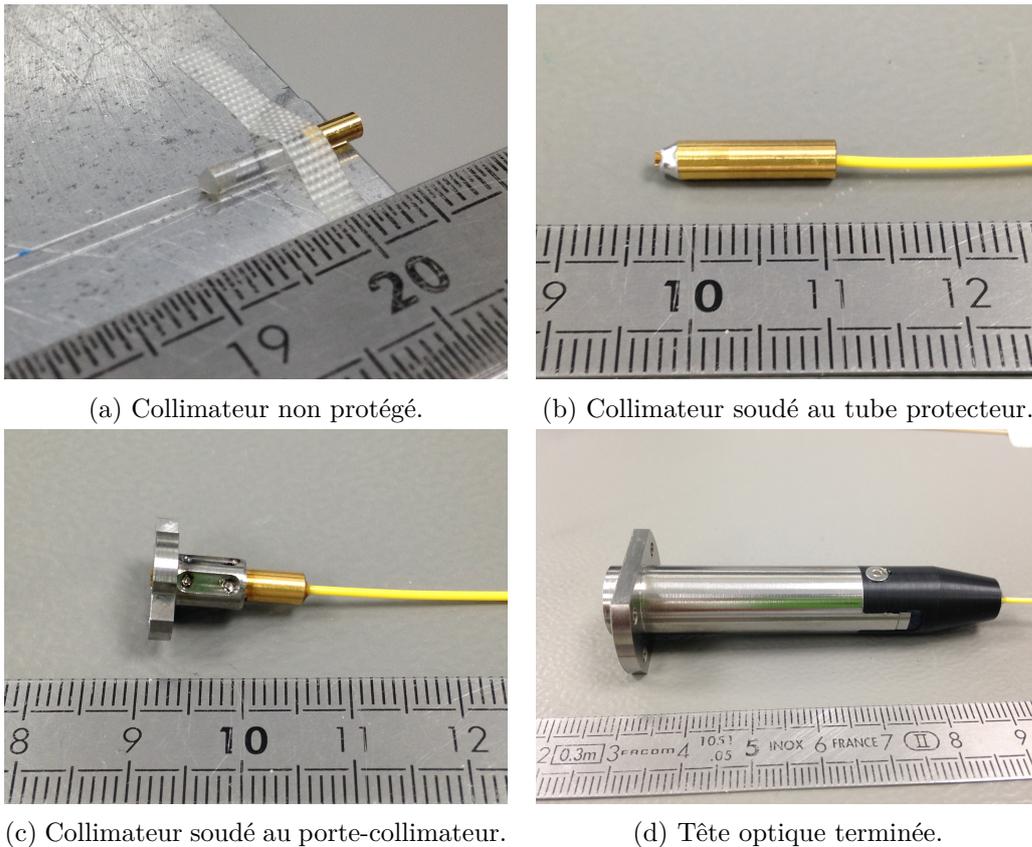


FIGURE 3.5 – Photo de la tête optique à différentes étapes du montage. Le réglet millimétré donne l'échelle.

3.4.3 Déviation angulaire du faisceau

En plus des contraintes sur la divergence du faisceau et sur la position du col, la tête optique doit respecter un critère d'orientation du faisceau. Ce critère est déterminé par l'écart angulaire séparant l'axe de propagation du faisceau et l'axe mécanique de la TOP. Les pièces mécaniques sont alignées en actif sous le laser de soudure.

À l'extrémité du porte-collimateur se trouve un plan orthogonal à l'axe de révolution du cylindre comme le montre la figure 3.6a. Cette surface est considérée comme la référence d'alignement et possède des tolérances fines de planéité et d'orthogonalité avec l'axe de révolution du cylindre.

Banc d'alignement Le banc que nous avons développé pour effectuer cet alignement est basé sur le principe que deux faisceaux parallèles entre eux se propageant à travers une lentille mince se superposent dans le plan focal image de celle-ci. Le premier faisceau est celui issu de la tête optique et le second est une référence qui donne la direction de la pièce mécanique. Le banc est constitué de :

- Un laser à 1064 nm collimaté, dit « de référence »
- Une caméra CCD
- Une lentille mince convergente
- Une pellicule séparatrice 50/50, d'épaisseur négligeable

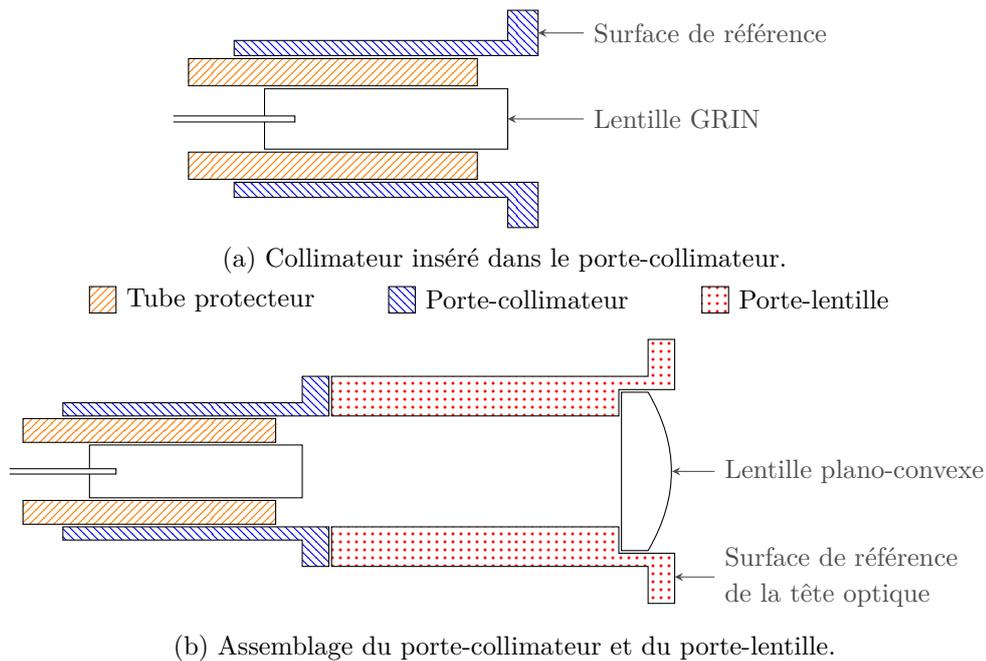


FIGURE 3.6 – Vue en coupe schématique des pièces mécaniques et de l'agencement des lentilles dans la tête optique.

— Un rétrorélecteur ^a

La figure 3.7 présente schématiquement l'organisation du banc et le trajet des faisceaux. La caméra CCD est positionnée dans le plan focal image de la lentille. Le laser de référence est positionné orthogonalement à la tête optique. Son faisceau est séparé en deux par la lame séparatrice. Une partie est dirigée vers la TOP et se réfléchit sur la surface de référence polie puis se propage à travers la lentille et est capté par la caméra. La seconde partie est réfléchi par le miroir en coin-de-cube, en conservant sa direction. Elle se réfléchit ensuite sur la lame séparatrice avant d'être captée par la caméra CCD. Le faisceau issu de la tête optique est directement capté par la caméra à travers la lame séparatrice.

Alignement de la référence La première étape consiste à aligner le laser de référence et la lame séparatrice. Le porte-collimateur est fixé sous le laser Nd:YAG dans un support en V et ne bouge pas durant tout le processus. Seul le laser de référence est en fonctionnement.

La figure 3.8 présente l'orientation des faisceaux réfléchis quand le banc n'est pas correctement aligné. On note α l'angle formé par les faisceaux réfléchis sur la surface polie de la tête optique et par le rétrorélecteur. C'est l'angle qu'on mesure sur la caméra CCD. β , l'angle formé par les faisceaux incident et réfléchi par la surface de référence de la TOP doit être nul pour assurer que la réflexion sur la tête optique est bien orthogonale à sa surface de référence. On obtient facilement que $\alpha = \beta$ à la tolérance angulaire près du rétrorélecteur, indépendamment de l'orientation de la lame séparatrice et de

a. Aussi appelé « coin-de-cube » ou « catadioptr », un rétrorélecteur est un dispositif optique constitué de trois miroirs plans orthogonaux deux à deux qui réfléchit tout faisceau incident en conservant sa direction, indépendamment de l'orientation des miroirs.

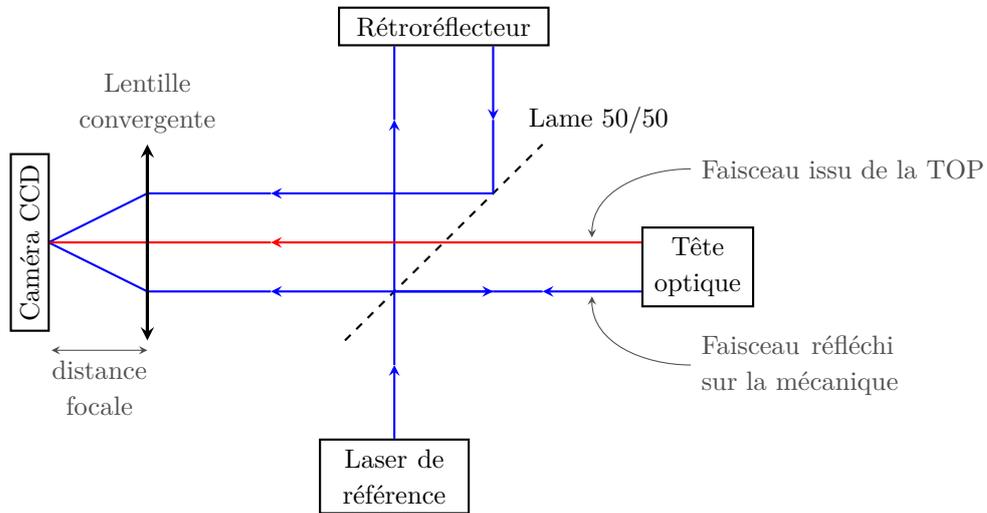


FIGURE 3.7 – Schéma du banc d'alignement angulaire.

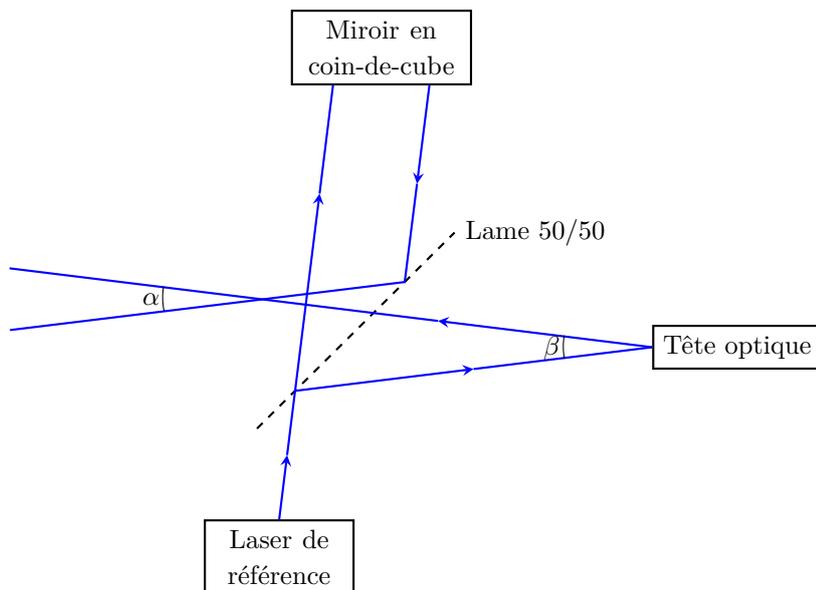


FIGURE 3.8 – Direction des faisceaux réfléchis lorsque le banc est mal aligné.

la direction du laser de référence.

Lorsque le banc n'est pas correctement aligné, deux faisceaux sont visibles sur la caméra CCD. La direction du laser de référence et l'orientation de la lame séparatrice sont ajustées de manière à ce que les deux faisceaux se superposent sur la caméra CCD. On peut observer sur la figure 3.9a que des franges d'interférence apparaissent lorsque les faisceaux se superposent. En effet, le montage s'apparente à un interféromètre de Michelson réglé en coin d'air.

Quand les faisceaux sont parfaitement superposés, leur contour est délimité par un cercle dont on relève la position du centre sur la matrice de pixels. Compte tenu de la déformation du faisceau générée par les franges d'interférence, la position du centre a une incertitude estimée à 18 μm . Cela se traduit par une précision angulaire de 0,09 mrad avec une lentille de distance focale 200 mm. La tolérance du rétroreflécteur ajoute une erreur de 0,01 mrad. Ainsi, la direction de l'axe mécanique de la tête optique est repérée sur la caméra CCD avec une erreur de 0,10 mrad.

Alignement du faisceau Le collimateur est monté sur un support possédant trois degrés de liberté en translation et trois degrés de libertés en rotation, réglables par des vis micrométriques. Il est inséré dans le porte-collimateur à la position repérée précédemment qui optimise le tirage. La fibre est soudée à une source continue à 1064 nm et le faisceau transmis est capté par la caméra CCD. Le laser de référence est éteint de manière à n'observer que le faisceau issu de la tête optique.

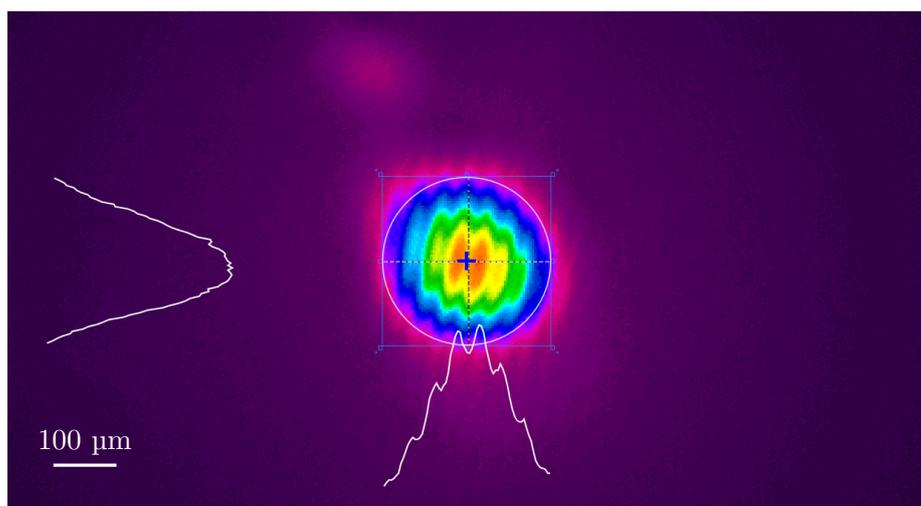
Le centre du faisceau est déterminé par le calcul du barycentre des pixels de la caméra CCD affectés par un coefficient de pondération lié à l'intensité lumineuse qu'ils reçoivent. Sur les figures 3.9b et 3.9c, on peut observer le faisceau transmis par la tête optique. Le cercle blanc délimite la zone dans laquelle est mesurée le barycentre ; il se trouve à l'intersection des deux segments en pointillés. Le centre du faisceau de référence est repéré par une croix bleue.

La position angulaire du collimateur est ajustée dans le porte-collimateur de manière à superposer le barycentre du faisceau avec le centre de référence. On observe généralement un décalage du faisceau à la suite de la soudure laser puisqu'elle fait travailler le métal, entraînant un désalignement. Dans le cas des figures 3.9b et 3.9c, l'écart angulaire passe de 0,07 mrad à la fin de l'alignement à 0,69 mrad. Le décalage supplémentaire généré par la soudure est suffisamment faible pour respecter les caractéristiques prévues dans le tableau 3.1.

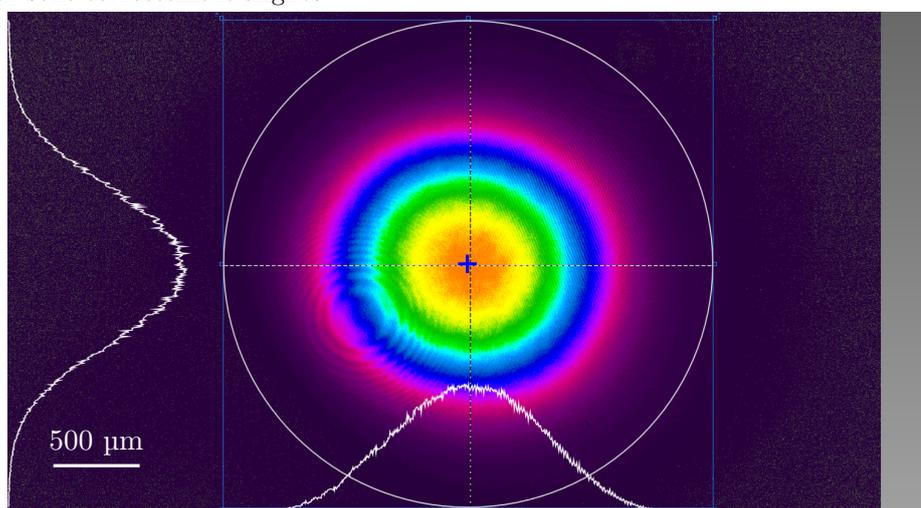
3.4.4 Centrage du faisceau

La dernière étape sert à centrer le faisceau sur l'ouverture de la tête optique tel que schématisé en figure 3.10. La lentille plano-convexe est fixée à l'extrémité du porte-lentille et une jauge est positionnée sur le porte-lentille. La jauge est une pièce circulaire qui possède une ouverture en son centre de diamètre proche de celui du faisceau. Les tolérances mécaniques de la jauge assure que le centre de l'ouverture est situé sur l'axe mécanique de la tête optique avec une tolérance de $\pm 0,04$ mm.

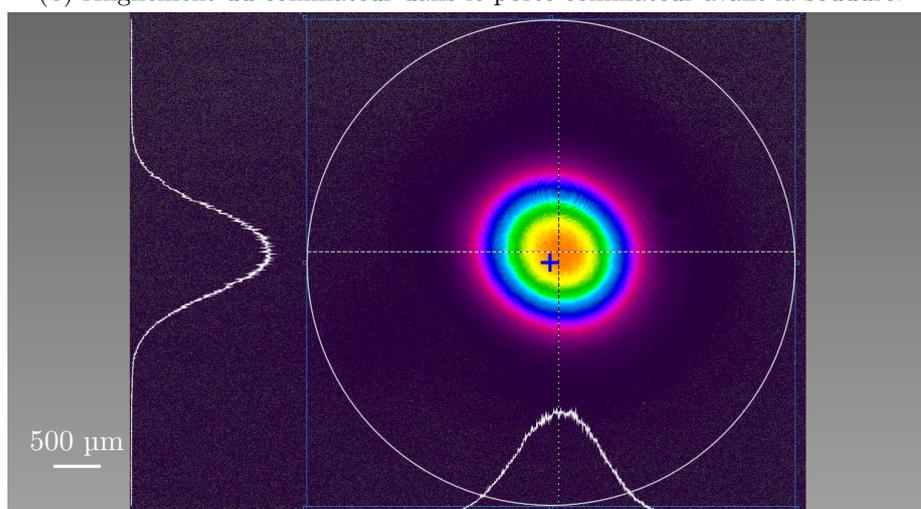
Le porte-lentille est fixé sous le laser de soudure et le porte-collimateur précédem-



(a) Alignement du laser de référence. Des franges d'interférence apparaissent quand les deux faisceaux sont correctement alignés.



(b) Alignement du collimateur dans le porte-collimateur avant la soudure.



(c) Alignement du collimateur à la fin de la soudure.

FIGURE 3.9 – Observation des faisceaux sur la caméra CCD au cours du processus d'alignement angulaire et de soudure.

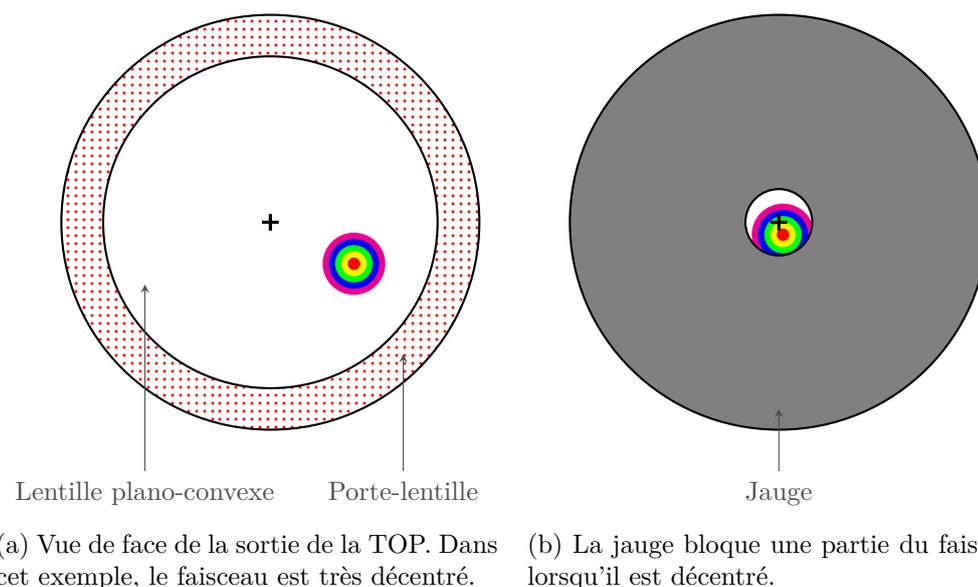


FIGURE 3.10 – Représentation schématique de la méthode de centrage du faisceau sur l’axe mécanique de la tête optique. La croix représente le centre de la lentille et se trouve sur l’axe de révolution mécanique

ment soudé est installé sur le support six-axes. Un système optique à deux lentilles est installé entre la tête optique et la caméra CCD de manière à obtenir un grandissement de cinq. Cela permet d’augmenter la précision de la mesure sur la caméra.

Compte tenu de son diamètre, l’ouverture au centre de la jauge tronque la partie extérieure du faisceau lorsque celui-ci est décentré (Fig. 3.10b). La position de l’ouverture de la jauge est repérée sur la caméra à partir de l’observation de cette troncation. La position de son centre est déterminée avec une précision estimée à $\pm 10 \mu\text{m}$. La mesure de centrage est donc précise à $\pm 50 \mu\text{m}$.

Le porte-collimateur est mis en contact avec le porte-lentille et sa position est optimisée pour centrer le faisceau sur la référence mécanique. De la même manière que lors de l’alignement angulaire, le centre du faisceau est obtenu par le calcul du barycentre des pixels de la matrice pondérés de l’intensité lumineuse qu’ils reçoivent.

3.5 Caractérisation du composant

À la fin du montage, la tête optique est à nouveau caractérisée sur les paramètres suivants :

- Rayon au niveau du col
- Position du col
- Divergence totale
- Déviation angulaire du faisceau
- Centrage du faisceau

Cinq têtes optiques ont été montées et caractérisées. Le tableau 3.2 présente la moyenne et l’écart-type des mesures de chaque caractéristique pour l’ensemble des tête optiques fabriquées.

Caractéristique	Unité	Valeur attendue		Mesure	
		Minimum	Maximum	Moyenne	Écart-type
Divergence	mrad	1,69	2,00	1,79	0,09
Rayon au col	μm	339	400	381	18
Position du col	mm	0	100	36	28
Déviation angulaire	mrad	0	3,0	1,8	0,7
Centrage	μm	0	100	44	22

TABLE 3.2 – Caractéristiques souhaitées et mesurées du faisceau en sortie de tête optique.

Comme nous pouvions l’attendre après le travail sur le collimateur compact au chapitre 2, le rayon au niveau du col du faisceau et la divergence sont assez répétables d’une tête optique à l’autre. La déviation angulaire entre les axes optique et mécanique est également maîtrisée. En revanche, le positionnement du col du faisceau et le centrage du faisceau en sortie sur l’axe mécanique ont une variance assez élevée. Il en est de même pour la tolérance de mesure de ces deux grandeurs. Malgré cela, la procédure mise en place a permis de fabriquer cinq têtes optiques qui satisfont les caractéristiques attendues.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que l’utilisation de matrices de transfert pour simuler un collimateur à deux lentilles est une technique simple à mettre en place pour définir une architecture optique (choix des lentilles, dimensionnement) qui répond à un besoin. De la même manière que pour le collimateur compact présenté au chapitre 2, l’erreur sur la divergence est inférieure à 5 % et celle sur la position du col de l’ordre du centimètre. L’architecture optique que nous avons proposée permet cependant de rattraper l’erreur de position en adaptant la distance entre les lentilles au cours de l’assemblage.

Nous avons mis au point un banc d’alignement angulaire de l’axe optique par rapport à l’axe mécanique de la tête optique. La procédure développée permet de contrôler ce paramètre au cours de l’assemblage et en particulier pendant l’étape de soudure au laser. La différence moyenne mesurée est de 1,8 mrad seulement soit environ $0^{\circ}6'$.

D’un point de vue industriel, les valeurs obtenues sur la divergence, le rayon du col et la déviation angulaire sont très répétables, avec une faible déviation autour de la moyenne. En revanche, la position du col et le centrage du faisceau sont plus variables d’un montage à l’autre et, bien que respectant les limites fixées au début du projet, nécessitent une marge plus importante.

La simulation et la procédure de montage de cette tête optique spécifique sont facilement adaptables à d’autres spécifications de faisceau : la fibre d’entrée et les lentilles (GRIN et mince) commerciales peuvent être modifiées en conservant cette architecture.

Deuxième partie

Verrouillage de mode

Introduction

Il existe de nombreuses façons d'obtenir des impulsions ultracourtes (d'une durée de l'ordre de la picoseconde ou moins) à partir d'un laser à fibre. Parmi les techniques de verrouillage de mode passif, on peut citer la rotation non linéaire de la polarisation [31, 32], le couplage de modes non linéaire [33, 34] ou encore les cavités basées sur des systèmes interférométriques non linéaires [35–38]. Toutes ces techniques nécessitent une manipulation de la cavité pour déclencher le verrouillage de mode et sont mises en place sur des bancs optiques.

Depuis dix ans, un engouement scientifique s'est créé autour de nouveaux matériaux à deux dimensions, tels que le graphène ou les isolants topologiques. Ces matériaux sont des absorbants saturables réels qui, contrairement aux autres techniques de verrouillage, permettent au verrouillage de mode de se déclencher de lui-même. Ils présentent également l'intérêt de pouvoir être mis sous forme de composants passifs compacts, laissant envisager une utilisation industrielle et non plus uniquement sur banc optique.

L'objectif du travail présenté dans cette partie est de développer un composant basé sur le dépôt de graphène sur une fibre effilée. Ses caractéristiques d'absorption saturable doivent pouvoir verrouiller un laser avec une puissance moyenne élevée. Dans le chapitre 4, nous présentons un état de l'art des différents composants existants et une étude théorique de la réduction de diamètre d'une fibre optique monomode. Ensuite, le chapitre 5 présente la technique de fabrication du composant ainsi que sa caractérisation. Bien que cette partie soit majoritairement consacrée au composant, son intégration en cavité est également étudiée.

Chapitre 4

Généralités

4.1 Propriétés optiques du graphène

Le graphène est une forme allotropique du carbone qui se présente sous la forme d'une maille hexagonale régulière de l'épaisseur d'un atome. Il a été mis en évidence expérimentalement en 2004 par Geim et Novoselov [39] après avoir été introduit initialement par Wallace en 1947 dans une étude théorique du graphite [40].

La première zone de Brillouin du graphène est hexagonale et ses coins sont appelés « points de Dirac ». La dispersion électronique au voisinage de ces points est donnée par [41]

$$E_{\pm}(q) = \pm \hbar v_F q \quad (4.1)$$

avec v_F la vitesse de Fermi du graphène et \hbar la constante de Planck réduite. E_+ est l'énergie de la bande de conduction et E_- celle de la bande de valence. Au niveau des points de Dirac, $E_+(0) = E_-(0) = 0$ eV ; il n'y a pas de bande interdite d'énergie. La dispersion est linéaire au voisinage des points de Dirac, on parle alors du « cône de Dirac ».

Dans les cônes de Dirac, l'absorption optique est indépendante de la fréquence de l'onde incidente. Elle a été mesurée à 2,3 % [42]. Lorsqu'un photon incident traverse une couche de graphène, des électrons de la bande de valence sont excités et se déplacent vers la bande de conduction. Les paires électron-trou ainsi formées bloquent une partie des transitions interbandes qui étaient auparavant possibles. En cas d'excitation de forte intensité, les deux bandes sont saturées ce qui empêche l'absorption de photons supplémentaires [43, 44].

Après déplacement des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, une relaxation thermique se produit et les porteurs de charge redescendent dans la bande de valence. Le temps de relaxation du graphène est de l'ordre de 100 fs [45]. Le graphène est donc un absorbant saturable avec un temps de relaxation extrêmement court, ce qui le rend intéressant pour la génération d'impulsions ultracourtes.

4.2 État de l'art

La première utilisation du graphène comme absorbant saturable pour verrouiller un laser à fibre date de 2009 [46]. Le graphène se présente sous la forme d'un feuillet dont le nombre de couches atomiques varie entre deux et onze. Il est déposé à la surface d'un connecteur FC/PC connecté à un second connecteur identique de telle manière que le signal optique traverse le feuillet de graphène avant d'être injecté à nouveau dans la fibre. Le composant ainsi formé est intégré dans une cavité circulaire à fibre dopée erbium (Er). Le laser fonctionne en verrouillage de mode avec une émission centrée à 1 565 nm et une durée d'impulsion 756 fs. La puissance moyenne est 2 mW.

4.2.1 Interaction de l'absorbant saturable avec le signal optique

Depuis cette première démonstration, il y a eu un engouement scientifique pour l'utilisation de graphène [47–59] ou d'autres matériaux [60–71] en tant qu'absorbant saturable, notamment les isolants topologiques [72] ou le phosphore noir [73]. Plusieurs techniques ont été proposées pour faire interagir le signal qui se propage dans une fibre avec un absorbant saturable.

Les techniques les plus simples à mettre en œuvre sont basées sur la propagation de la lumière orthogonalement à travers le matériau. L'absorbant saturable est déposé sur un connecteur (généralement de type FC/PC) sous forme d'un feuillet d'une ou plusieurs couches atomiques. La lumière est transmise à travers le feuillet et est injectée à nouveau dans la fibre par le second connecteur [46–51, 60–64]. Une limitation technique à cette méthode est la faible surface d'interaction — surface du mode fondamental de la fibre ($53 \mu\text{m}^2$ pour une SMF-28) — qui limite la gamme de puissance d'utilisation du composant. De la même manière, les connecteurs peuvent être remplacés par des collimateurs afin d'augmenter la surface d'interaction avec l'absorbant saturable avant de réinjecter la lumière dans la fibre [52, 65].

Les autres techniques sont basées sur l'interaction de l'absorbant saturable avec le champ évanescent du signal. Une fibre peut être polie latéralement de manière à rendre le cœur apparent. L'absorbant saturable est alors déposé en contact avec l'extrémité du cœur et peut absorber une partie du champ évanescent [53, 54, 66–68]. De manière similaire, il est possible de remplir partiellement les cavités d'une fibre microstructurée avec du graphène pour qu'il interagisse avec le signal qui s'y propage [59]. Enfin, des absorbants saturables ont été déposés sur des fibres effilées^a de manière à absorber la puissance contenue dans leurs modes de gaine [55–58, 69–71].

4.2.2 Caractérisation des composants

La majorité des publications traitant du verrouillage de mode d'un laser à fibre avec un absorbant saturable réel ne s'intéresse pas à la caractérisation précise des composants et s'assure de leur bon fonctionnement en cavité en étudiant directement l'émission du laser. Les études plus détaillées des caractéristiques non linéaires des composants se basent sur la mesure de leur transmission en fonction de la puissance injectée par un laser impulsionnel [46, 51, 62–64, 71, 74–77].

a. Le terme « *taper* » sera utilisé dans la suite du document.

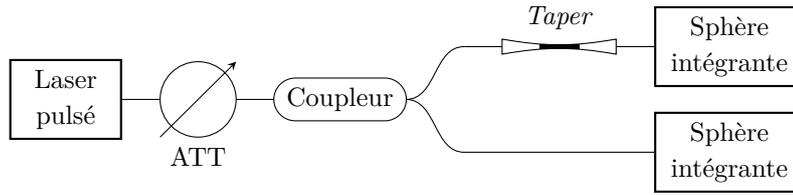


FIGURE 4.1 – Schéma du montage de la mesure d'absorption saturable d'un *taper*. ATT : atténuateur variable.

Pour cela, la sortie du laser est soudée à un atténuateur variable qui permet de faire varier la puissance moyenne sans modifier les réglages du laser et la durée de l'impulsion. Un coupleur sépare la puissance vers ses deux brins de sortie ; l'un est soudé au *taper* et l'autre sert de référence. La puissance moyenne transmise par la fibre de référence et par le *taper* est mesurée par deux sphères intégrantes. Un schéma de ce montage est présenté en figure 4.1.

L'étude classique d'un absorbant saturable rapide, basée sur une absorption à deux niveaux, prévoit que les mesures doivent suivre la loi [78]

$$T(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} - \alpha_{ns} \quad (4.2)$$

avec T la transmission du composant et P la puissance moyenne incidente. α_s est l'absorption saturable, P_{sat} est la puissance de saturation et α_{ns} , l'absorption non saturable, correspond aux pertes linéaires du composant. La figure 4.2 présente l'allure d'une telle courbe.

Pour des valeurs très faibles (respectivement très élevées) de P , la transmission tend vers une limite basse (resp. haute). À faible puissance, le maximum de puissance est absorbé puis, à mesure que la puissance incidente augmente, l'absorbant commence à saturer et le composant transmet plus de puissance. Enfin, à partir d'un certain seuil de puissance, l'absorption du matériau est bloquée et la transmission est maximale. Les pertes mesurées à ce moment sont intrinsèques au composant et indépendantes de la puissance incidente. On appelle « modulation » la différence de transmission entre les deux limites. Dans le cas de l'équation (4.2), la modulation vaut α_s .

Cette loi a été validée expérimentalement avec du graphène et des isolants topologiques déposés entre deux connecteurs [46, 51, 62, 63]. Cependant, des études ont montré que cette loi ne permettait pas d'approcher leurs mesures et d'autres formules ont été proposées^a :

$$T(P) = 1 - \alpha_s \exp\left(-\frac{P}{P_{sat}}\right) - \alpha_{ns} \quad (4.3)$$

$$T(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{\sqrt{\frac{P}{P_{sat}} + \left(\frac{P}{P_{sat}}\right)^2}} \times \operatorname{argth}\left(\sqrt{\frac{P}{P + P_{sat}}}\right) - \alpha_{ns} \quad (4.4)$$

$$T(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{\sqrt{1 + 3\frac{P}{P_{sat}}}} - \alpha_{ns} \quad (4.5)$$

a. (4.3) est issue de [64, 69, 71, 74], (4.4) vient de [75, 76] et (4.5) est étudiée théoriquement dans [77].

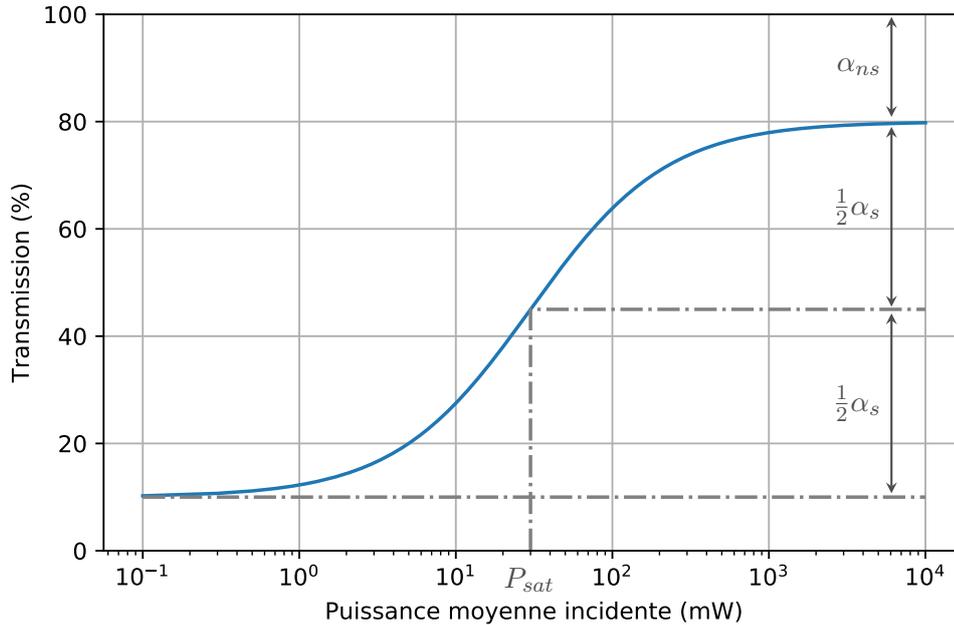


FIGURE 4.2 – Courbe d’absorption saturable suivant la formule (4.2). L’absorption non saturable α_{ns} correspond aux pertes linéaires, α_s est la modulation et P_{sat} est la puissance de saturation du composant.

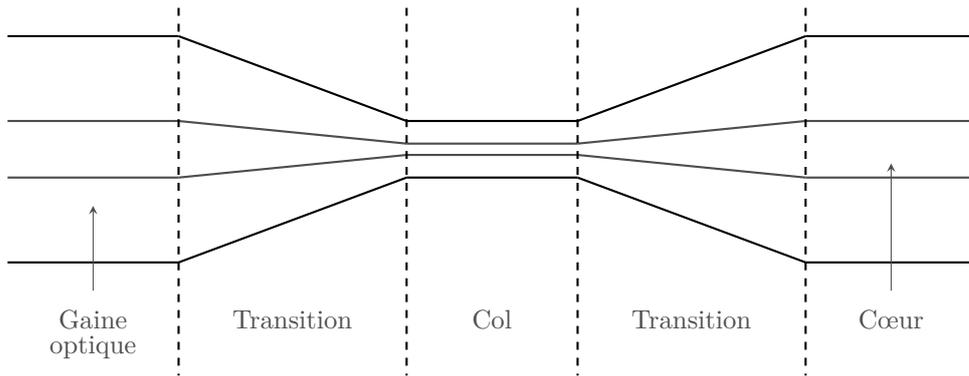
Il est possible de comparer la modulation des différentes formules car elle a la même valeur, α_s . Il en est de même pour les pertes α_{ns} . On trouve dans la littérature des valeurs très variables pour ces deux grandeurs : entre 4 % et 67 % pour la modulation et entre 5 % et 68 % pour l’absorption non saturable. Concernant les puissances de saturation, les différentes formules ne sont pas équivalentes car la valeur de $T(P_{sat})$ varie d’une fonction à l’autre^a. De plus, certains auteurs préfèrent présenter les données en fonction de la fluence^b, de la puissance crête ou de l’énergie de l’impulsion. Il est donc difficile de présenter de manière compréhensive un état de l’art complet sur la saturation des composants présentés. C’est la raison pour laquelle les comparaisons se feront sur l’utilisation du graphène en cavité.

4.2.3 Verrouillage de mode

Dans l’ensemble des publications citées dans cet état de l’art, le composant fibré est intégré dans une cavité en anneau. Elle est composée d’un isolateur optique forçant la propagation du signal dans un seul sens, de fibre dopée ytterbium (Yb), erbium ou thullium (Tm) (pour des fonctionnements à des longueurs d’onde autour de 1 μm , 1,5 μm et 2 μm respectivement) et de diodes de pompe à la longueur d’onde adaptée au dopant utilisé. La sortie est généralement constituée par un des brins d’un coupleur fibré. Il arrive qu’un ou deux contrôleurs de polarisation (CPs) soient intégrés dans la cavité ; certaines publications font également état de l’absence de CP. La longueur des cavités

a. Voir l’annexe C pour plus de détails.

b. La fluence est une densité d’énergie surfacique.

FIGURE 4.3 – Vue schématique en coupe d'un *taper*.

varie entre 2 m et 100 m.

Les impulsions générées par ces lasers sont étudiées directement à leur sortie ; il n'a été effectué ni amplification de la puissance ni compression de la durée d'impulsion. La durée d'impulsion la plus courte (102 fs) a été obtenue avec du phosphore noir entre deux connecteurs [62]. Une couche de graphène entre deux connecteurs a permis d'obtenir un laser d'énergie 7,3 nJ par impulsion [49]. Concernant la puissance moyenne des lasers, un maximum de 308 mW a été obtenu avec du Bi_2Se_3 ^a déposé sur un *taper* [70].

4.3 Le *taper*, une fibre effilée

On appelle « *taper* » une fibre optique dont le diamètre a été réduit par technique de fusion-étirage. La fibre est chauffée et progressivement étirée ce qui entraîne une réduction du diamètre de la fibre ainsi que son élongation. Les *tapers* ont reçu beaucoup d'attention pour leur application en microscopie optique en champ proche [79–81] et tout particulièrement en tant que capteur [82–86]. En effet, la réduction du diamètre d'une fibre optique monomode rend possible la propagation de modes dans la gaine au niveau du col et permet donc une interaction du signal avec le milieu extérieur.

Un *taper* est constitué de trois parties : le col qui est la zone de plus petit diamètre et les deux transitions qui servent de jonction entre le col et la partie non réduite de la fibre. Dans ces trois parties, la réduction du diamètre du cœur est proportionnelle à celle de la gaine. La figure 4.3 représente schématiquement un *taper*.

4.3.1 Propagation multimode

Considérons une fibre monomode de rayon de cœur r_c . Notons r_g son rayon de gaine optique et n_c , n_g et n_e les indices de réfraction du cœur, de la gaine et du milieu extérieur. La fréquence normalisée de la fibre est donnée par

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (4.6)$$

a. Le séléniure de bismuth est un isolant topologique.

avec λ la longueur d'onde dans le vide. Nous avons vu en partie 1.1.2 que la propagation dans le cœur de la fibre est monomode lorsque $V < 2,405$.

Dans une fibre, la propagation de la lumière est un phénomène à l'équilibre entre l'élargissement de la taille du mode due à la diffraction et le confinement de la lumière due à la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Lorsque le diamètre de la fibre est réduit, le rayon du cœur diminue et peut devenir suffisamment petit pour ne plus guider la lumière. À ce moment, on considère que c'est la gaine de la fibre qui sert de guide d'onde, grâce à la différence d'indice avec le milieu extérieur. Ce phénomène apparaît lorsque [87, 88]

$$V < \sqrt{\frac{2}{\ln\left(\frac{r_g}{r_c}\right)}} \quad (4.7)$$

Cette relation est valable pour $r_c < \frac{1}{2}r_g$, c'est-à-dire quand la fibre n'est pas largement multimode avant réduction du diamètre. La fréquence normalisée du *taper* est alors

$$V_t = \frac{2\pi r_g}{\lambda} \sqrt{n_g^2 - n_e^2} \quad (4.8)$$

Étant donné que la différence d'indice entre la gaine et le milieu extérieur est beaucoup plus élevée qu'entre le cœur et la gaine, la fréquence normalisée du *taper* peut devenir largement supérieure à 2,405 et permettre la propagation de plusieurs modes d'ordre supérieur.

Dans le cas de la SMF-28, la fréquence normalisée respecte l'équation (4.7) lorsque le diamètre de la gaine du *taper* est inférieur à 54 μm . Lorsque le diamètre atteint 25 μm , $V_t \approx 105$ et la fibre est largement multimode. Il a été observé que les modes LP₀₁ à LP₀₈ se propagent dans un *taper* de ce diamètre [89].

La présence de plusieurs modes au sein de la fibre entraîne un phénomène de couplage — entre les modes HE₁₁ et HE₁₂ préférentiellement [90]. Le couplage dépend du diamètre du col du *taper* et de la longueur d'onde du signal qui se propage dans la fibre. Au cours de la propagation dans la partie multimode du *taper*, l'énergie se répartit périodiquement entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Lorsque la fibre redevient monomode au niveau de la transition « montante », seul le mode fondamental est guidé. Ainsi, la transmission du *taper* correspond à la proportion d'énergie contenue dans le mode fondamental à cet endroit. La longueur du *taper* a donc un impact sur sa transmission.

4.3.2 Profil des transitions

Le profil du *taper* dépend du processus de fabrication, en particulier de la longueur de fibre chauffée et de la longueur d'étirage. Une étude de l'évolution du diamètre d'un *taper* a été proposée par Birks [91], nous en reprenons ici les résultats principaux. L'étude porte sur un *taper* symétrique, c'est-à-dire dont les deux transitions ont le même profil. Ce profil est obtenu en étirant la fibre dans les deux sens opposés simultanément.

On note $r(z)$ le rayon du *taper* en tout point de l'axe (z) le long de la fibre. On fixe son origine au début de la transition tel que $r(z = 0) = r_g$ et on note r_w le rayon du

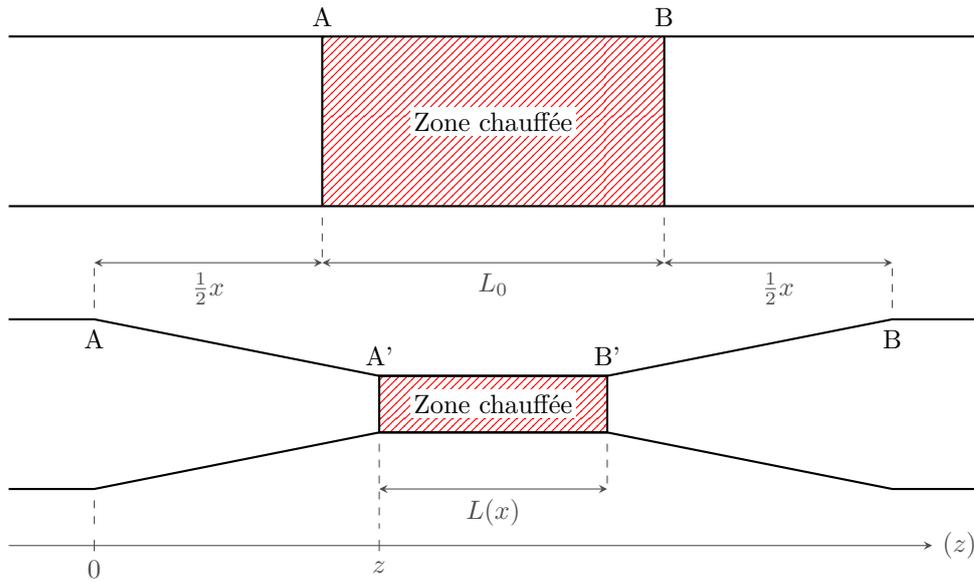


FIGURE 4.4 – Évolution du profil du *taper*. En haut, la fibre est représentée au début de la procédure. En bas, le *taper* est représenté après une élongation x . La zone de fibre chauffée est représentée par des hachures rouges.

col du *taper*. L'élongation de la fibre au cours du processus est notée x , il s'agit de la différence entre la longueur du *taper* fini et la longueur de fibre chauffée au début du processus. Enfin, on considère que la fibre est chauffée uniformément sur une distance L qui peut varier au cours du processus. La longueur de fibre chauffée au début du processus est notée L_0 . La figure 4.4 représente schématiquement ces grandeurs.

Ni la température à laquelle est chauffée la fibre, ni la vitesse d'étirage de la fibre ne sont prises en compte dans cette étude. Elles peuvent varier dans le temps et sont considérées comme optimales pour garantir une viscosité correcte du verre à tout instant. La zone chauffée est considérée cylindrique durant tout le processus.

La conservation du volume au cours de la procédure de réduction du diamètre entraîne une relation entre r_w et L au cours de l'élongation :

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L} \quad (4.9)$$

On intègre cette relation avec comme condition initiale que le rayon du col est égal au rayon de la gaine au début du processus : $r_w(x=0) = r_g$. On obtient alors

$$r_w(x) = r_g \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{1}{L(x')} dx'\right) \quad (4.10)$$

Le rayon $r(z)$ correspond au rayon du col $r_w(x)$ au moment où cette partie du *taper* est sortie de la zone chauffée et s'est solidifiée, ce qui entraîne

$$r(z) = r_w[x(z)] \quad (4.11)$$

À partir de la figure 4.4, on obtient facilement la loi reliant la position absolue sur le *taper* et l'élongation de la fibre :

$$z(x) = \frac{1}{2} [x + L_0 - L(x)] \quad (4.12)$$

$L(x)$ est connue car elle dépend directement du processus mis en place. L'équation (4.12) peut alors être inversée et injectée dans (4.10) pour déterminer complètement le profil du *taper*.

On comprend également que la longueur du col du *taper* est la longueur L de fibre chauffée à la fin de la procédure. Notons x_1 l'élongation de la fibre à la fin de l'étirage. La longueur z_1 de chaque transition est obtenue à partir de la formule (4.12) :

$$z(x_1) = \frac{1}{2} [x_1 + L_0 - L(x_1)]. \quad (4.13)$$

En connaissant la fonction $L(x)$, il est possible de choisir L_0 de manière à obtenir les caractéristiques de col (longueur et rayon) voulues. Considérons deux exemples de procédure de réduction de diamètre menant à des profils classiques de *tapers*. Notons r_{w1} le rayon du col que l'on souhaite obtenir et L_1 sa longueur.

Transitions exponentielles $L(x) = L_0$

Dans ce premier exemple, la fibre est chauffée sur une distance L_0 constante pendant toute la durée d'étirage. L'équation (4.10) devient

$$r_w(x) = r_g \exp\left(-\frac{x}{2L_0}\right) \quad (4.14)$$

et la longueur d'étirage de la fibre est

$$x_1 = -2L_0 \ln\left(\frac{r_{w1}}{r_g}\right) \quad (4.15)$$

$L(x)$ est constante au cours de la réduction de diamètre donc la longueur des transitions est

$$z_1 = \frac{1}{2}x_1 = -L_0 \ln\left(\frac{r_{w1}}{r_g}\right) \quad (4.16)$$

Pour $z \in [0, z_1]$, le rayon de la fibre est donné par

$$r(z) = r_g \exp\left(-\frac{z}{L_0}\right) \quad (4.17)$$

qu'on obtient en inversant (4.12) et en l'injectant dans (4.11) et (4.14). Les transitions ont une allure exponentielle et la longueur du col vaut $L_1 = L_0$.

Transitions linéaires $L(x) = L_0 - \frac{1}{2}x$

Dans ce second exemple, la fibre est chauffée initialement sur une distance L_0 qui diminue au cours de la procédure, proportionnellement à l'étirage de la fibre. L'équation (4.10) devient

$$r_w(x) = r_g \left(1 - \frac{x}{2L_0}\right) \quad (4.18)$$

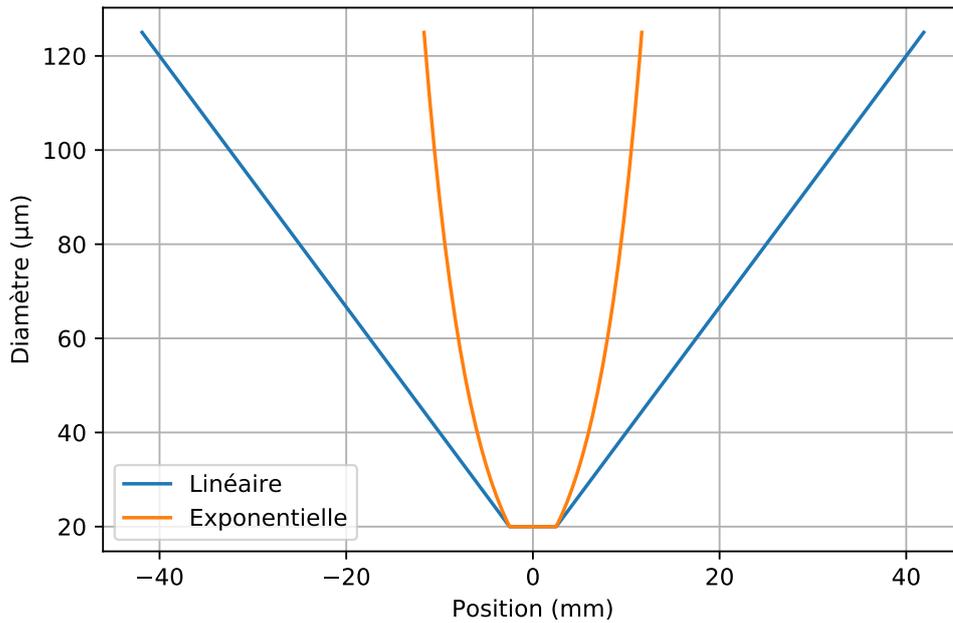


FIGURE 4.5 – Comparaison du profil de deux *tapers* avec les mêmes caractéristiques de col. L'un a des transitions linéaires, l'autre exponentielles.

et la longueur d'étirage de la fibre est

$$x_1 = 2L_0 \left(1 - \frac{r_{w1}}{r_g} \right) \quad (4.19)$$

La longueur des transitions est obtenue avec l'équation (4.13) :

$$z_1 = \frac{3}{4}x_1 = \frac{3}{2}L_0 \left(1 - \frac{r_{w1}}{r_g} \right) \quad (4.20)$$

Pour $z \in [0, z_1]$, le rayon de la fibre est donné par

$$r(z) = r_g \left(1 - \frac{2z}{3L_0} \right) \quad (4.21)$$

Les transitions sont donc linéaires et la longueur du col vaut

$$L_1 = L(x_1) = \frac{r_{w1}}{r_g} L_0 \quad (4.22)$$

La figure 4.5 présente l'allure des deux *tapers* pris en exemple précédemment. Pour atteindre les mêmes caractéristiques de col (20 µm de diamètre et 5 mm de long), le *taper* dont les transitions sont linéaires mesure environ 60 mm de plus que celui aux transitions exponentielles. L'évolution du rayon est en revanche plus douce ce qui favorise une transmission du signal avec de faibles pertes.

D'autres profils ont également été étudiés, en particulier pour des *tapers* non symétriques [91,92]. Ils ne sont pas abordés dans ce document.

Chapitre 5

Absorbant saturable passif fibré

Suite à l'état de l'art établi en partie 4.2, nous considérons que l'utilisation d'un *taper* est la plus adaptée pour augmenter la puissance moyenne d'un laser verrouillé en phase avec un absorbant saturable réel. La longueur du col permet d'obtenir une large surface d'interaction entre le signal qui s'y propage et le graphène déposé. De plus, la technique de fusion-étirage est plus simple à mettre en œuvre que le polissage latéral d'une fibre — technique menant à une longue interaction signal-graphène également.

5.1 Fabrication d'un *taper*

5.1.1 Profil hybride

Nous souhaitons fabriquer un *taper* à partir de fibre monomode à 1 550 nm de diamètre de gaine 125 μm . Nous décidons d'étirer un *taper* hybride, en deux étapes. Le diamètre diminue de manière linéaire jusqu'à environ 60 μm puis la transition devient exponentielle jusqu'au col. De cette manière, les transitions sont plus courtes qu'avec une transition purement linéaire et la réduction de diamètre est moins abrupte au début de la réduction qu'avec une transition purement exponentielle. Ce choix permet d'assurer la compacité du composant et d'assurer une bonne transmission.

Dans un souci de compacité et de robustesse, nous fixons le diamètre du col à 20 μm . Il est ainsi suffisamment petit pour que des modes de gaine s'y propagent^a et suffisamment large pour assurer une résistance mécanique suffisante. Afin de pouvoir déposer une grande quantité de graphène sur la fibre pour obtenir une forte interaction avec le champ évanescent, nous choisissons une longueur de col de 5 mm.

Pour fabriquer le *taper*, une section de fibre est installée dans la LDS^b. Les deux plateformes qui maintiennent la fibre se déplacent suivant le même axe, à la même vitesse mais dans des sens opposés. Dans le même temps, le plasma chauffe la fibre à sa température de fusion. Le plasma a une épaisseur d'environ 500 μm sur l'axe longitudinal, son support effectue alors des allers-retours le long de l'axe pour chauffer une longueur de fibre plus importante, en l'occurrence plusieurs millimètres. La vitesse de déplacement du support est fixée de manière à ce que le verre conserve son état visqueux durant toute

a. Voir partie 4.3.1.

b. Plateforme de soudure et de fusion étirage présentée en annexe A.

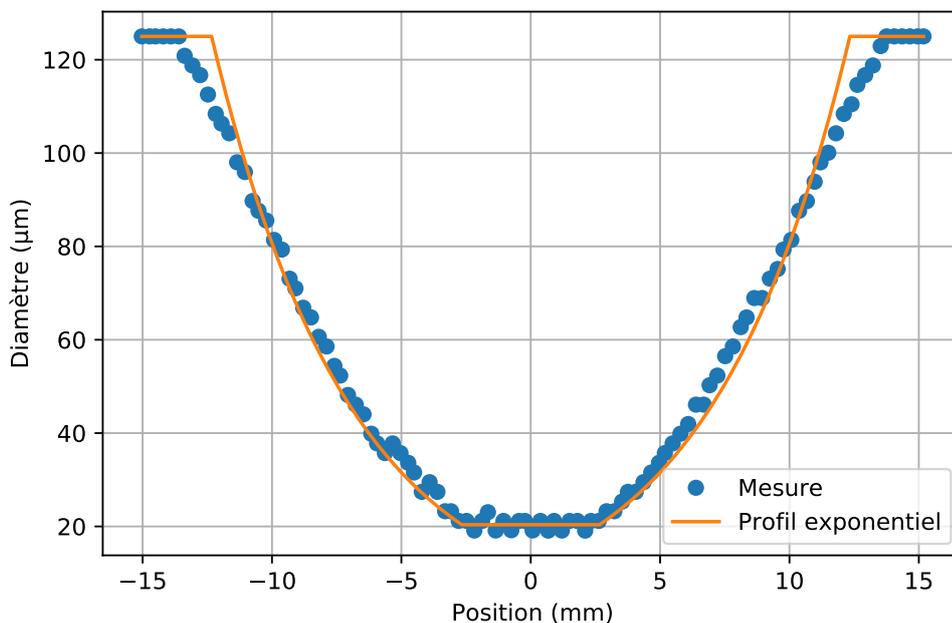


FIGURE 5.1 – Profil du *taper* hybride comparé à un profil purement exponentiel. Le col des deux *tapers* mesure 5 mm de long et a un diamètre de 20 μm .

la durée de la procédure.

Dans la première partie de la procédure, la zone balayée par le plasma est réduite proportionnellement à l'élongation de la fibre pour obtenir des transitions linéaires. Une fois que le diamètre de la fibre atteint 60 μm , le plasma balaye une zone de longueur constante jusqu'à la fin du programme pour réduire le reste de fibre de manière exponentielle. Étant donné que le volume de fibre chauffé diminue au cours du temps, la vitesse de déplacement des deux plateformes augmente et la température du plasma diminue au cours du processus. Cela permet de conserver une tension longitudinale sur la fibre constante et d'assurer un étirage régulier.

La figure 5.1 présente le profil du *taper* ainsi fabriqué. Il est translaté devant les caméras de la LDS qui mesurent le diamètre de la fibre en une centaine de points régulièrement espacés. La résolution des caméras engendre une erreur de $\pm 1 \mu\text{m}$ sur la mesure en chaque point. Le profil purement exponentiel nécessaire pour obtenir un col identique est également tracé. On remarque que les deux profils sont assez proches avec une différence d'élongation de seulement 3 mm.

Seule une transition a été tracée sur la figure 5.2. Le profil a une allure exponentielle lorsque le diamètre est inférieur à 60 μm et linéaire pour des diamètres plus grands. À l'extrémité du *taper*, le diamètre de la fibre est réduit avec une pente de $11 \mu\text{m} \cdot \text{mm}^{-1}$. Le profil purement exponentiel a une pente instantanée à son extrémité deux fois plus élevée : $23 \mu\text{m} \cdot \text{mm}^{-1}$. Le profil hybride permet donc une réduction du diamètre plus lente, ce qui favorise une transmission du signal avec des pertes faibles [93].

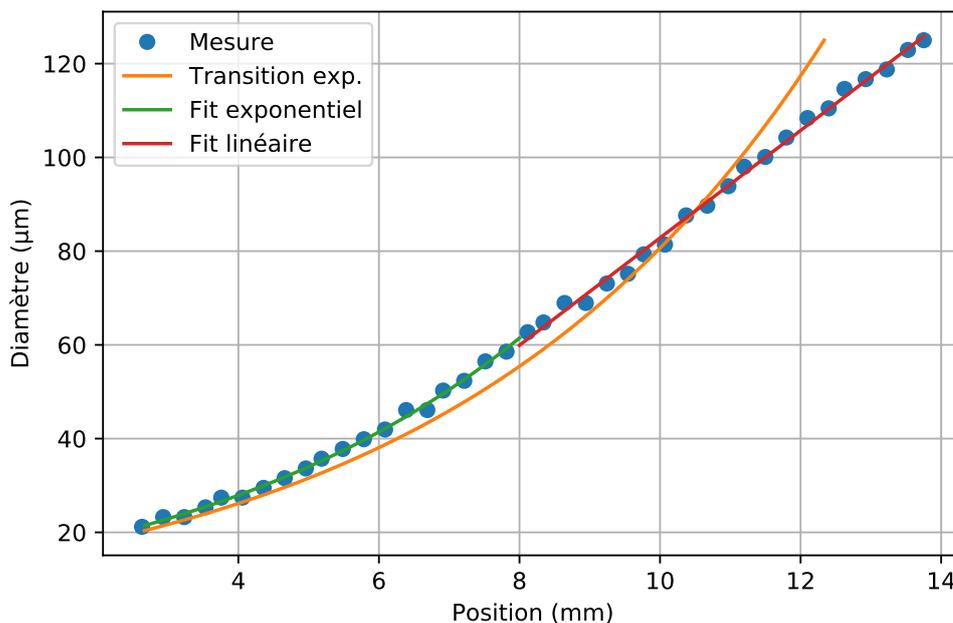


FIGURE 5.2 – Transition du *taper* hybride. La mesure est approchée par une exponentielle entre 20 μm et 60 μm (en vert) et par une droite pour des diamètres plus grands (en rouge). La transition purement exponentielle est tracée en orange pour comparaison.

5.1.2 Transmission de signal

La transmission des *tapers* hybrides est caractérisée avec un laser accordable en longueur d'onde entre 1530 nm et 1570 nm. La sortie du laser est soudée à un coupleur 50/50 qui répartit de manière équitable la puissance sur ses deux fibres de sortie. L'une est soudée au *taper* et l'autre sert de référence. La puissance transmise par le *taper* et par la fibre de référence est mesurée par deux sphères intégrantes. Le rapport de ces puissances donne la transmission du composant.

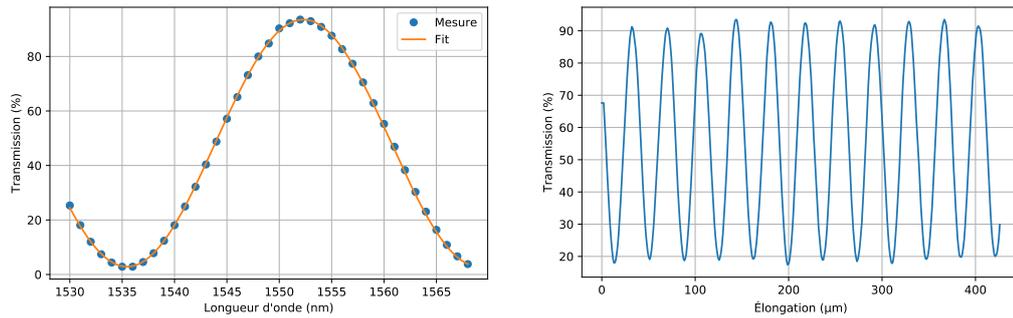
Sur la figure 5.3a, on observe que la transmission du *taper* varie périodiquement avec la longueur d'onde. Cela correspond au phénomène de couplage entre les modes évoqué au paragraphe 4.3.1. La courbe peut être approchée par une loi classique d'interférence à deux ondes :

$$T(\lambda) = T_1 + T_2 + 2\sqrt{T_1 T_2} \cos\left(2\pi \frac{\lambda}{P} + \psi\right) \quad (5.1)$$

avec T_1 et T_2 la transmission de chacun des modes, λ la longueur d'onde du signal injecté, P la période et ψ un décalage spectral. Dans cet exemple, la transmission maximale est centrée à 1552 nm avec des pertes de 0,29 dB. La période est 33,7 nm.

En exerçant une légère tension longitudinale sur la fibre, on observe un décalage du spectre de transmission vers les basses longueurs d'onde. Une élévation d'environ 37 μm de la fibre à froid permet de décaler le spectre de transmission d'une période (Fig. 5.3b). La fibre rompt lorsque l'élévation dépasse 400 μm . Il est donc possible de fixer le maximum de transmission à la longueur d'onde désirée sans endommager le *taper*.

À la fin de l'étirage du *taper*, la fibre est fixée dans un support semi-cylindrique en



(a) Transmission en fonction de la longueur d'onde injectée. Le *fit* suit une loi d'interférence à deux ondes. (b) Transmission en fonction de l'élongation à froid de la fibre à une longueur d'onde fixe.

FIGURE 5.3 – Transmission d'un *taper* hybride. Les deux courbes sont issues de mesures effectuées sur deux *tapers* différents de col de rayon 20 μm et de longueur 5 mm.

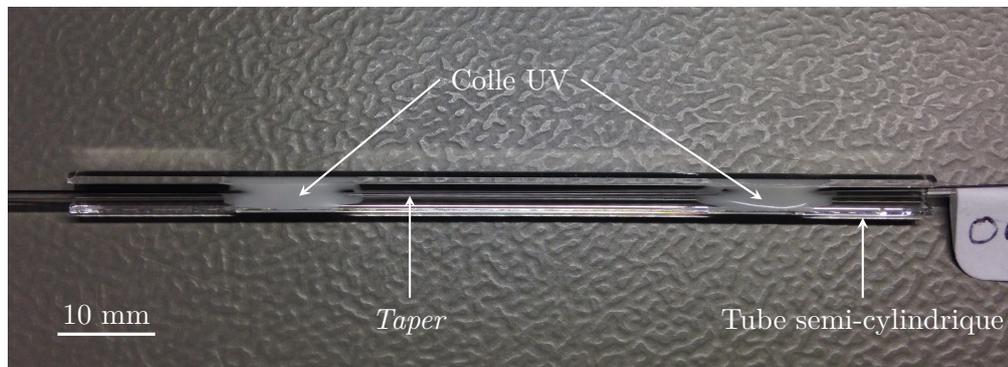


FIGURE 5.4 – Photo du composant monté dans son support semi-cylindrique.

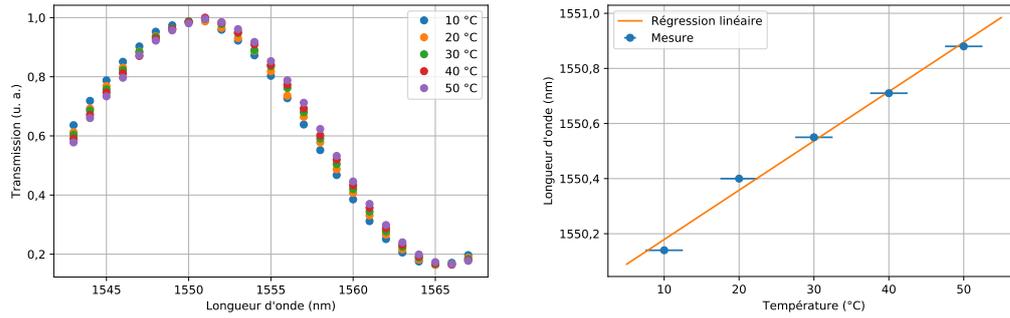
verre (Fig. 5.4). La tension de la fibre est ajustée pour fixer le maximum de transmission à la longueur d'onde désirée (ici, 1 550 nm) puis collée avec une colle UV dans le support. De cette manière, la transmission est quasi-indépendante des conditions extérieures, en particulier de la température ambiante.

La transmission d'un *taper* a été mesurée en étuve entre 10 °C et 50 °C par pas de 10 °C. Les mesures, présentées en figure 5.5a, montrent que la température n'a pas d'impact sur la période du spectre de transmission. Elle vaut 29,8 nm indépendamment de la température. Les courbes sont *fitées* afin de déterminer la longueur d'onde au maximum de transmission à chaque température (Fig. 5.5b). Cette mesure peut être approchée par une droite de pente 18 pm · K⁻¹; le milieu extérieur a un impact très faible sur la transmission du composant.

5.1.3 Répétabilité de la procédure d'étirage

Vingt-huit *tapers* ont été fabriqués suivant cette méthode et caractérisés pour déterminer la répétabilité du processus de réduction de diamètre d'une fibre. Trois mesures portent sur le profil du *taper* et deux sur la transmission de signal :

- Diamètre du col
- Longueur du col



(a) Courbes de transmission du *taper* en fonction de la longueur d'onde à différentes températures.

(b) Longueur d'onde au maximum de transmission du *taper* en fonction de sa température.

FIGURE 5.5 – Transmission d'un *taper* en étuve pour des températures comprises entre 10 °C et 50 °C.

Caractéristique	Unité	Moyenne	Écart-type
Diamètre du col	μm	20	0,5
Longueur du col	mm	5,3	0,5
Longueur des transitions	mm	10,9	0,2
Pertes	dB	0,24	0,14
Période	nm	37,2	6,8

TABLE 5.1 – Caractéristiques des *tapers* hybrides.

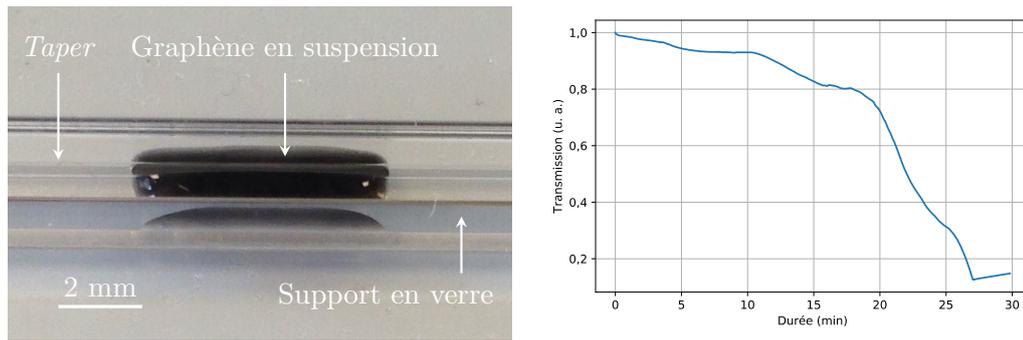
- Longueur des transitions
- Pertes au maximum de transmission
- Période (introduite à l'équation (5.1)).

La moyenne et l'écart-type des mesures sont présentées dans le tableau 5.1.

On observe une faible dispersion autour de la moyenne de la longueur du composant et du diamètre de son col. D'un *taper* à l'autre, le profil sera sensiblement le même. Concernant la transmission, les pertes sont peu élevées avec une transmission moyenne de 95 %. En revanche, la période de fluctuation de la transmission en fonction de la longueur d'onde injectée est plus variable. Elle a été mesurée entre 27,8 nm et 55,5 nm sur l'ensemble des *tapers* testés. Cela signifie que la répartition d'énergie entre les modes est variable ce qui peut indiquer que le champ évanescent est assez différent d'un *taper* à l'autre.

5.2 Dépôt de graphène

Le dépôt de graphène est basé sur la technique des pinces optiques qui consiste à déplacer physiquement des particules diélectriques grâce à la force générée par un faisceau laser focalisé [94–96]. Dans notre procédure, les particules sont des flocons de graphène en suspension dans de l'eau ou de l'éthanol et le faisceau laser focalisé est le champ évanescent au niveau du col du *taper*. Nous faisons le choix de cette technique car elle permet de déposer du graphène tout autour du col sans risque de le casser en le manipulant.



(a) Photo de la goutte de solution déposée dans le support en verre du taper.

(b) Puissance transmise par le taper au cours du dépôt de graphène sur son col.

FIGURE 5.6 – Technique de dépôt de graphène sur le col d'un taper. La solution utilisée est fortement concentrée ($1 \text{ mg} \cdot \text{ml}^{-1}$), ce qui la rend noir. Le taper a un col de diamètre $20 \text{ }\mu\text{m}$.

Suspension	Concentration ($\text{mg} \cdot \text{l}^{-1}$)	Nombre de couche	Diluant
1	1	1	Éthanol
2	1 000	5 à 7	Eau

TABLE 5.2 – Caractéristiques des solutions de graphène utilisées.

Pour assurer un dépôt homogène sur toute la longueur du col, deux suspensions ont été utilisées dans ce travail. Elles diffèrent principalement par leur concentration en graphène. Leurs caractéristiques, fournies par les fabricants, sont listées dans le tableau 5.2.

Plusieurs gouttes sont déposées sur le taper de manière à recouvrir l'intégralité du col et une partie des transitions. La largeur du support semi-cylindrique en verre rend possible la formation d'une goutte large qui reste en place sous l'action des tensions de surface (Fig. 5.6a). Une extrémité du taper est soudée à un laser continu qui émet environ 100 mW à 1550 nm . Le champ évanescent au niveau du col génère une force attirant les particules de graphène en suspension lorsque le laser est en fonctionnement.

Nous contrôlons le dépôt en mesurant la puissance transmise par le taper au cours du temps. Lorsque les flocons de graphène sont déposés le long du col, ils absorbent une partie de l'énergie des modes de gaine ; cela se traduit par une diminution de la puissance mesurée. On peut observer sur la figure 5.6b l'évolution de la puissance transmise au cours du temps. Lorsque la courbe se stabilise, cela signifie que tout le graphène présent en suspension a été déposé sur la fibre. La durée du dépôt dépend de la concentration de la suspension utilisée. La procédure dure plus de 25 minutes avec la suspension fortement concentrée et moins de 5 minutes avec la suspension 1.

Le graphène génère de la chaleur pour dissiper la puissance optique absorbée et à la fin du dépôt, la majorité du diluant s'est évaporée. L'excédant est retiré manuellement en prenant soin de ne pas endommager le taper. La figure 5.7 présente l'état du taper à la fin du dépôt. Avec la suspension faiblement concentrée, on observe que les flocons de graphène déposés sur la fibre sont répartis de manière éparse (Fig 5.7a). Ce schéma se répète sur toute la longueur du col avec parfois des zones de plusieurs centaines de

micromètres de long sans dépôt.

La suspension plus concentrée mène à une répartition du graphène le long du col de manière beaucoup plus régulière avec de rares zones sans dépôt (Fig. 5.7b). Le graphène est réparti sans générer d'amas de flocons et forme une sorte de gaine autour du col et du début des transitions. Étant donné la quantité de graphène, le dépôt est visible à l'œil nu sur toute la longueur du col (Fig. 5.7c). On constate que le dépôt est plus important au niveau des transitions, ce qui peut s'expliquer par la différence de répartition d'énergie dans les modes de gaine.

5.3 Caractérisation de l'absorption saturable

Pour caractériser les capacités d'absorption saturable des composants fabriqués, leur transmission est mesurée à différentes puissances incidentes issue d'un laser à fibre en verrouillage de mode. La sortie du laser est soudée à un atténuateur variable qui permet de faire varier la puissance moyenne sans modifier les réglages du laser et la durée de l'impulsion. Un coupleur sépare la puissance vers ses deux brins de sortie ; l'un est soudé au *taper* et l'autre sert de référence. La puissance moyenne transmise par la fibre de référence et par le *taper* est mesurée par deux sphères intégrant. Un schéma de ce montage est présenté en figure 4.1.

Les courbes d'absorption saturable des deux composants sont tracées en figure 5.8. Les équations (4.2) à (4.5) utilisées dans la littérature ne correspondent pas aux données que nous mesurons à cause d'une variation en transmission trop rapide. Nous utilisons alors un *fit* basé sur la formule d'absorption saturable rapide classique (4.2) :

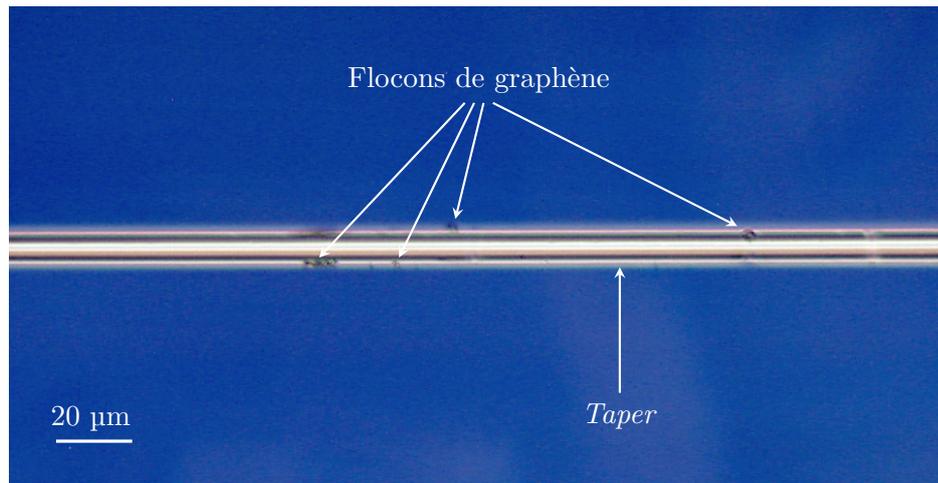
$$T(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{P}{P_{sat}}\right)^{d_P}} - \alpha_{ns} \quad (5.2)$$

Comme pour la formule classique, α_{ns} correspond aux pertes du composant, la modulation entre les limites de transmission vaut α_s et la puissance de saturation P_{sat} est telle que $T(P_{sat})$ correspond à la moitié de la modulation. L'ajout du paramètre d_P sert uniquement à contrôler la pente en $P = P_{sat}$. Nous utilisons cette formule comme un outil de comparaison entre les différents *tapers* et ne prétendons pas fournir une explication théorique à l'allure des courbes d'absorption que nous avons obtenues^a.

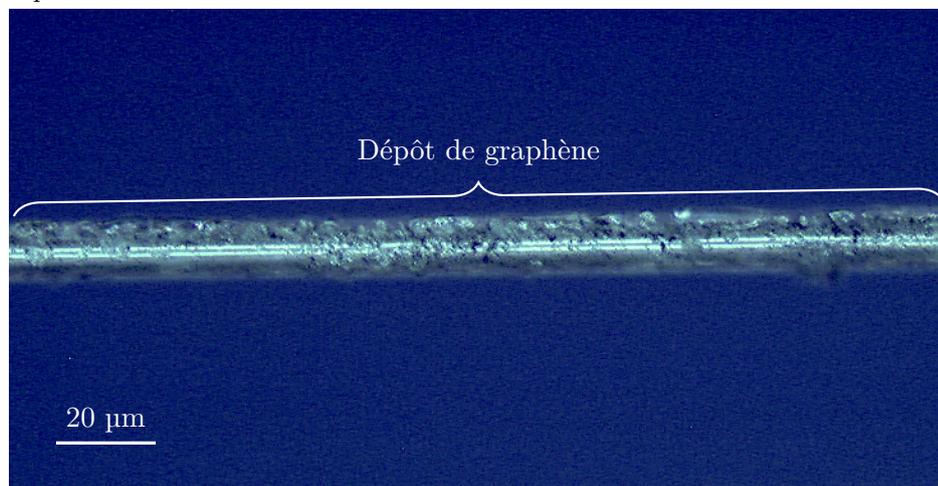
Le tableau 5.3 regroupe les paramètres des *fits* pour les deux composants. Par la suite, nous nommerons A, le *taper* avec peu de graphène et B, celui entièrement recouvert. Ils présentent des pertes non saturables similaires d'environ 3 dB. Elles s'expliquent en partie par le décalage en longueur d'onde entre l'émission du laser de test utilisé (1 563 nm) et le maximum de transmission des composants (1 550 nm).

Le *taper* A a une puissance de saturation proche de 5 mW. Elle augmente de deux ordres de grandeur pour le *taper* B ; c'est une conséquence directe de la quantité de graphène déposée sur la fibre. Pour atteindre l'objectif de verrouillage de mode à forte puissance moyenne nous privilégions donc le dépôt avec la suspension fortement

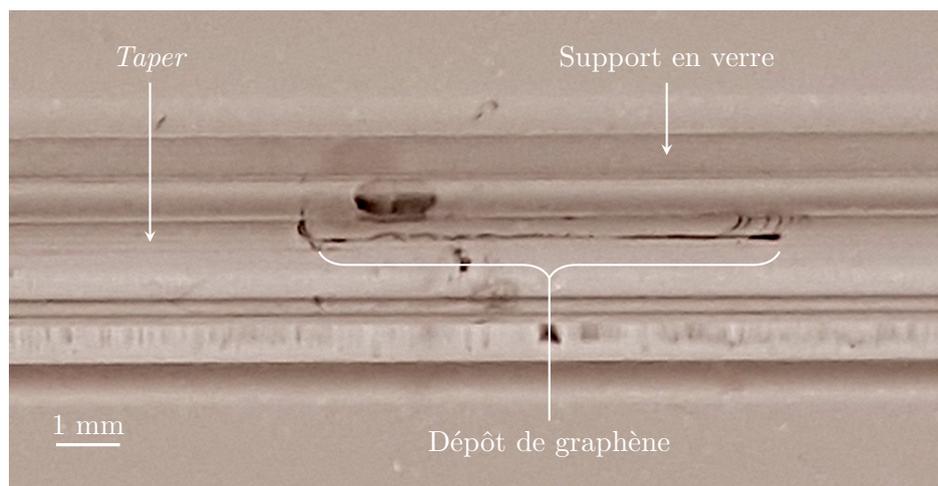
a. Une comparaison des différentes formules de *fit* est présentée en annexe C.



(a) Concentration en graphène : $1 \text{ mg} \cdot \text{l}^{-1}$. Des flocons de graphène sont disposés sur la fibre de manière éparse.

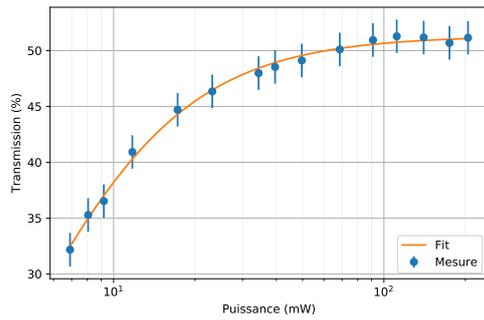
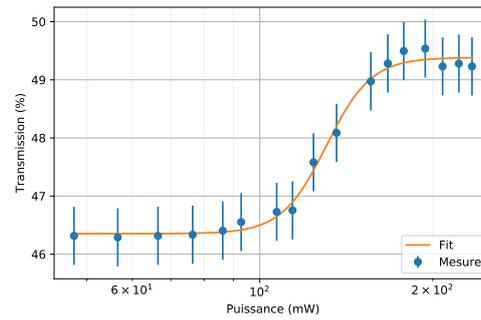


(b) Concentration en graphène : $1 \text{ mg} \cdot \text{ml}^{-1}$. Le graphène recouvre quasi-intégralement la fibre sans former d'amas.



(c) Concentration en graphène : $1 \text{ mg} \cdot \text{ml}^{-1}$. Le dépôt est visible à l'oeil nu sur toute la longueur du col.

FIGURE 5.7 – Observation du dépôt de graphène sur le col de deux *tapers* en fonction de la concentration des suspensions utilisées.

(a) Concentration : $1 \text{ mg} \cdot \text{l}^{-1}$.(b) Concentration : $1 \text{ mg} \cdot \text{ml}^{-1}$.FIGURE 5.8 – Absorption saturable des *tapers* en fonction de la concentration en graphène des suspensions utilisées.

Paramètre	Unité	<i>Taper A</i>	<i>Taper B</i>
Concentration	$\text{mg} \cdot \text{l}^{-1}$	1	1000
P_{sat}	mW	4,7	131
α_s	%	51,3	3,0
α_{ns}	%	48,7	50,6
d_P		1,4	11,2

TABLE 5.3 – Paramètres des *fits* des courbes d'absorption saturable.

concentrée.

Dans cette situation, il est important de noter que les caractéristiques d'absorption saturable sont très variables d'un dépôt à l'autre. Le paramètre le plus aléatoire est l'absorption non saturable qui peut varier de 20 % à plus de 90 %. La modulation de tous les composants fabriqués est comprise entre 1 % et 5 %. La puissance de saturation, quant à elle, est relativement répétable avec des valeurs élevées allant de 80 mW à 150 mW.

Une modulation faible et des pertes élevées sont les causes principales qui ont rendu la majorité des composants inutilisables. À l'issue de l'étape de dépôt, environ un composant sur dix possède des caractéristiques satisfaisantes :

- $\alpha_{ns} < 50 \%$
- $\alpha_s > 3 \%$
- $P_{sat} > 100 \text{ mW}$

Les différences de caractéristiques d'un *taper* à l'autre sont probablement dues à des différences de dépôt du graphène sur le col. Le dépôt sur la fibre est aléatoire et le contrôle visuel de la répartition n'est pas un critère suffisant pour prévoir les caractéristiques d'absorption saturable. Sur la majorité des composants, le graphène est régulièrement réparti comme sur la figure 5.7b. De plus, l'interaction du graphène avec le signal dépend de la répartition de l'énergie entre les modes qui se propagent dans le *taper*. Or nous avons vu en partie 5.1.3 que cette répartition d'énergie variait grandement d'un *taper* à l'autre.

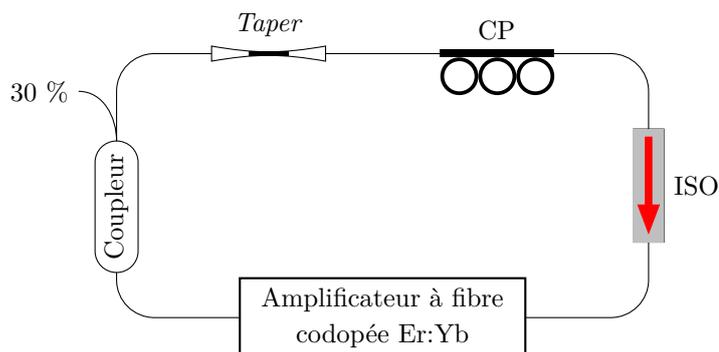


FIGURE 5.9 – Schéma de la cavité. CP : contrôleur de polarisation. ISO : isolateur indépendant de la polarisation. Le brin 30 % du coupleur sert de sortie.

5.4 Verrouillage de mode

Dans cette partie, nous souhaitons vérifier que les composants fabriqués sont capables de verrouiller un laser à fibre. L'objectif étant d'obtenir une puissance moyenne élevée, le travail en cavité est effectué avec un *taper* dont la puissance de saturation est élevée (> 100 mW) et les pertes raisonnables (< 3 dB). Le *taper* B décrit en partie 5.3 satisfait ces critères et est testé en cavité.

5.4.1 Cavité

Le *taper* est intégré dans une cavité similaire à celle décrite en partie 4.2.3 et présentée en figure 5.9. Le laser est constitué d'un amplificateur fibré, d'un isolateur optique indépendant de la polarisation (ISO), d'un contrôleur de polarisation et d'un coupleur 70/30. L'amplificateur contient 8 m de fibre codopée Er:Yb dont la dispersion est -15 ps² · km⁻¹ et deux diodes de pompe émettant chacune 1,5 W à 980 nm dans des directions opposées. L'isolateur impose au signal de se propager dans une unique direction et la sortie du laser est constituée du brin 30 % du coupleur.

La cavité a une longueur totale de 120 m dont 112 m de SMF-28 — de dispersion -22 ps² · km⁻¹. La dispersion totale de la cavité est environ $-2,6$ ps². La variation de dispersion au sein du *taper* n'est pas prise en compte car il est très court par rapport à la longueur de la cavité et parce que la variation est faible pour un col de 20 μm [97]. Le laser fonctionne en régime de dispersion normal. Le taux de répétition fondamental de la cavité est 1,67 MHz comme l'indique la figure 5.10.

Le signal en sortie du laser est analysé par un oscilloscope rapide couplé à une photodiode rapide (13 GHz). Le spectre en longueur d'onde est obtenu par un analyseur de spectre optique de résolution 0,05 nm. La durée de l'impulsion est calculée à l'aide d'un autocorrélateur et le taux de répétition des impulsions est mesuré par un analyseur de spectre électronique.

5.4.2 Laser à haute puissance moyenne

En ajustant le contrôleur de polarisation, le verrouillage de mode apparaît lorsque la puissance de pompe atteint 863 mW. Le laser fonctionne alors en régime multi-solitonique

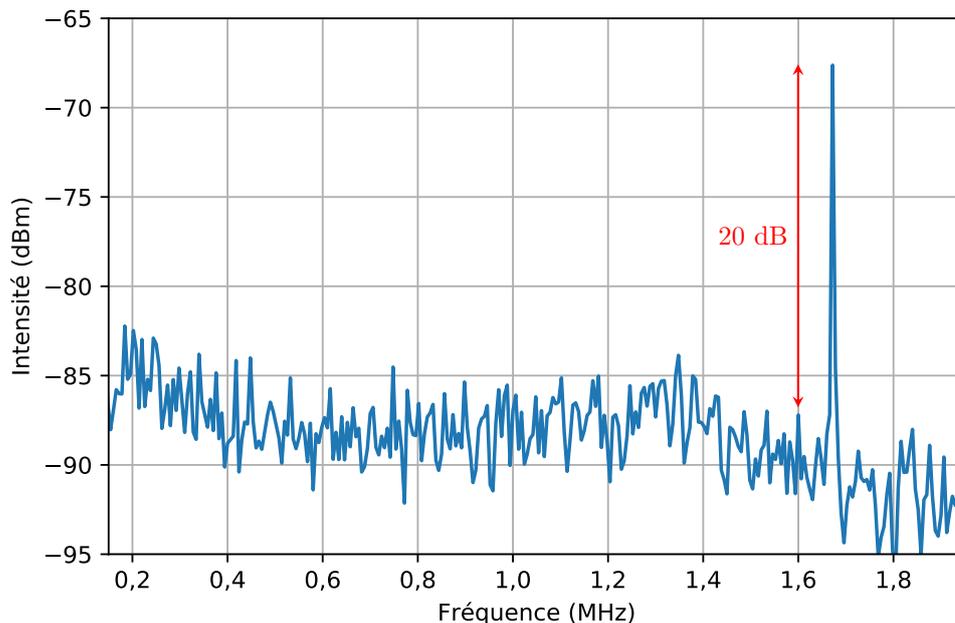


FIGURE 5.10 – Spectre radio fréquence de la cavité. Le taux de répétition fondamental est 1,67 MHz.

et émet une puissance moyenne de 90 mW. La figure 5.11 présente la distribution temporelle de l'énergie en sortie du laser au cours d'un tour de cavité (598 ns). Cette distribution se répète au cours du temps.

Le spectre optique est tracé en figure 5.12 ; l'émission est centrée à 1559,2 nm. La présence de bandes de Kelly symétriques de part et d'autre du pic indique que le laser fonctionne en régime solitonique [98]. On observe également trois pics autour de la longueur d'onde centrale qui marquent la présence d'une composante continue.

La trace d'autocorrélation tracée en figure 5.13 est *fittée* par une fonction sécante hyperbolique au carré. Après déconvolution, la durée des impulsions est mesurée à 2,0 ps^a. L'absence de piédestal sur la trace d'autocorrélation est le signe que les solitons ne sont pas en mouvement les uns par rapport aux autres [100].

Lorsque la puissance des diodes de pompe est augmentée au delà du seuil, une distribution harmonique de paquets de solitons est obtenue. Les solitons sont groupés dans des paquets espacés régulièrement dans la cavité. Le contrôleur de polarisation est utilisé au cours de l'augmentation de puissance pour stabiliser la distribution.

Pour une puissance de pompe de 1,2 W, la distribution temporelle est tracée en figure 5.14. Les paquets de solitons sont régulièrement espacés de 3,2 ns. Cela correspond à un taux de répétition de 364 MHz comme on peut l'observer sur la figure 5.15. Le laser fonctionne alors en régime harmonique (218 paquets par tour de cavité). Il émet une puissance moyenne de 156 mW.

a. La largeur à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation en sécante hyperbolique au carré est plus large que la durée de l'impulsion d'un facteur 1,54 [99].

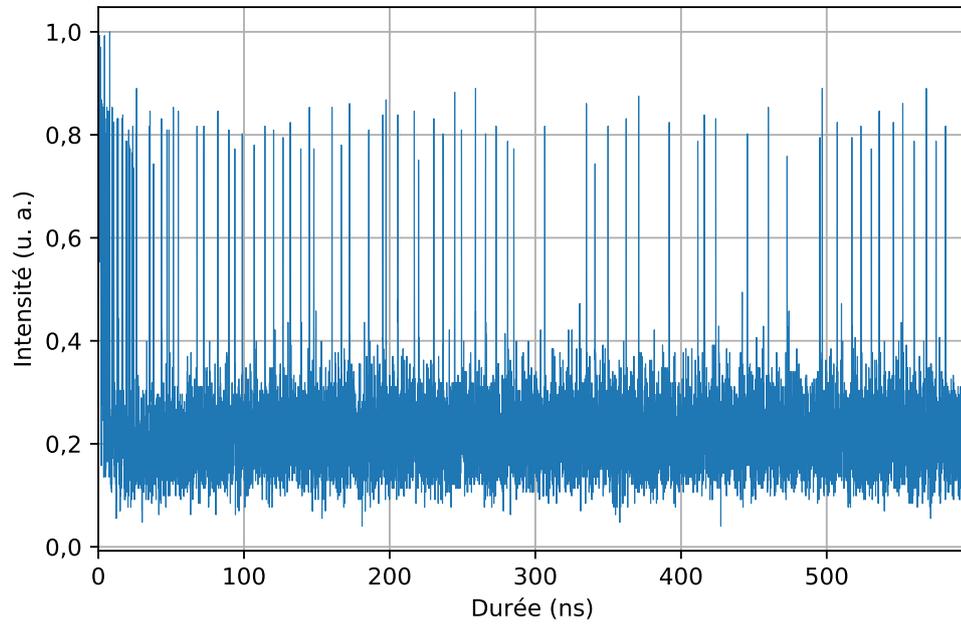


FIGURE 5.11 – Distribution temporelle de l'énergie en sortie du laser au cours d'un tour de cavité pour une puissance de pompe de 863 mW (seuil de verrouillage).

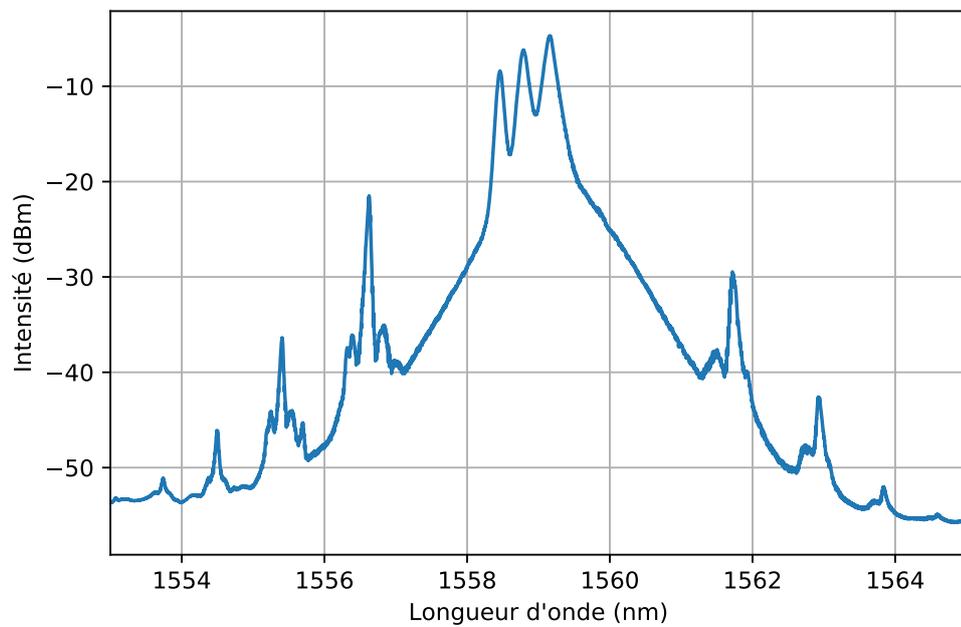


FIGURE 5.12 – Spectre optique de l'émission du laser au seuil.

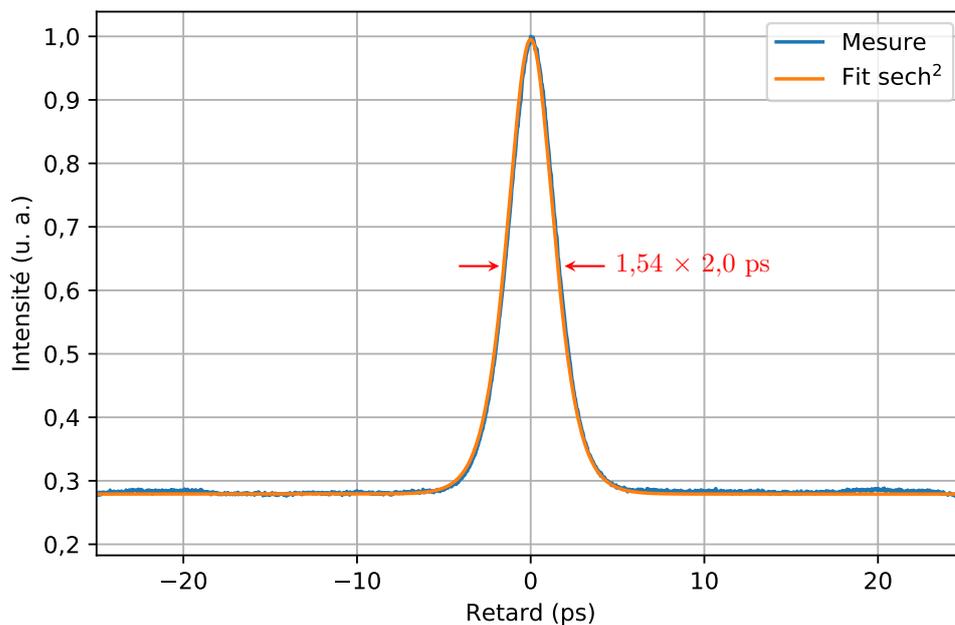


FIGURE 5.13 – Trace d’autocorrélation au seuil. La largeur à mi-hauteur correspond à une impulsion de durée 2,0 ps.

À cette puissance de pompe, le spectre optique est centré à 1 559,2 nm (Fig. 5.16) et on remarque la disparition des pics centraux, c’est-à-dire de la composante continue. La largeur à -3 dB est 0,57 nm. La trace d’autocorrélation (Fig. 5.17) présente un piédestal, ce qui indique que les solitons se déplacent au sein du paquet. L’impulsion a une durée de 4,6 ps et le produit durée-bande passante vaut 0,324. Il est défini par

$$\Delta\nu \times t = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \times t \quad (5.3)$$

avec $\Delta\nu$ et $\Delta\lambda$ la bande passante à -3 dB en fréquence et en longueur d’onde respectivement. λ est la longueur d’onde centrale, c est la vitesse de la lumière dans le vide et t est la durée de l’impulsion. La limite pour une sécante hyperbolique est 0,315, ce qui indique que les impulsions générées par le laser sont très légèrement *chirpées* [101].

Au cours de l’augmentation de la puissance de pompe, le nombre de paquets de solitons par tour de cavité augmente par palier. La figure 5.18 présente l’évolution du régime harmonique en fonction de la puissance de pompe. La puissance moyenne augmente linéairement avec la puissance de pompe; le laser a une efficacité de 20 % (Fig. 5.19). Au maximum de la puissance de pompe disponible (3 W), le laser émet une puissance moyenne de 520 mW et fonctionne avec un taux de répétition de 544 MHz. Chaque paquet de solitons a une énergie d’environ 1,0 nJ.

Le *taper* B est finalement remplacé par un *taper* possédant les mêmes caractéristiques géométriques mais sur lequel aucun absorbant saturable n’a été déposé. Il a été vérifié que dans cette configuration, à différentes puissances de pompe et en réglant le contrôleur de polarisation dans de nombreuses positions différentes, il est impossible de verrouiller le laser. Cela indique que le graphène déposé sur le *taper* est à l’origine des

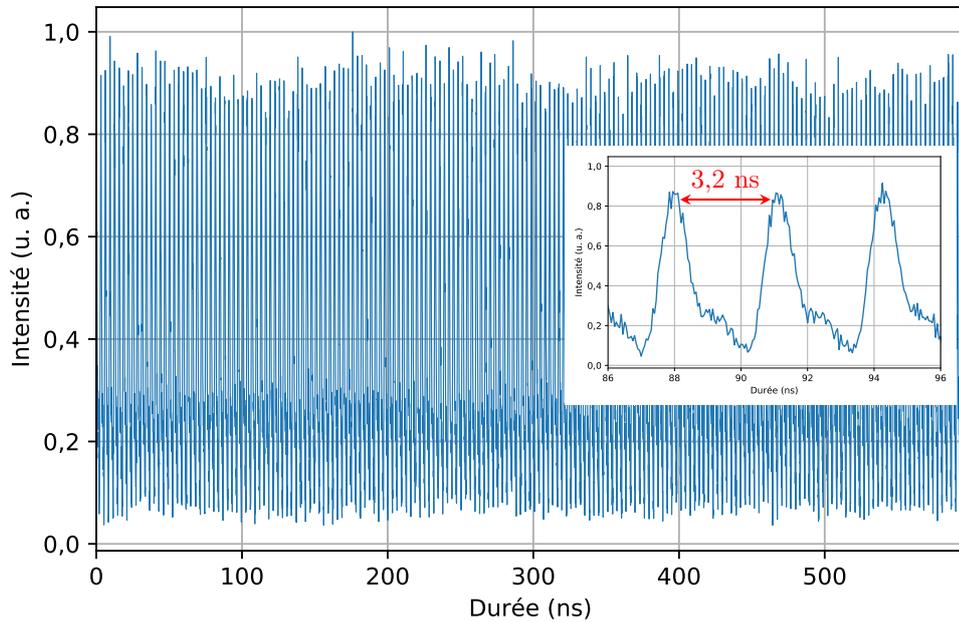


FIGURE 5.14 – Distribution temporelle du régime harmonique au cours d'un tour de cavité pour une puissance de pompe de 1,2 W. Insert : les paquets de solitons sont régulièrement espacés de 3,2 ns.

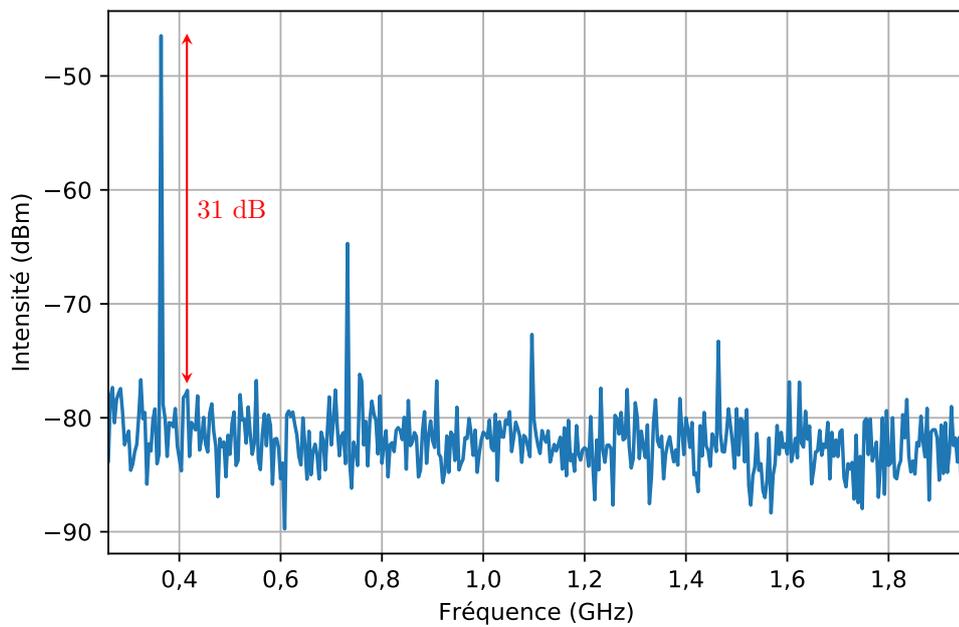


FIGURE 5.15 – Spectre radio fréquence du régime harmonique pour une puissance de pompe de 1,2 W. Le premier pic à 364 MHz correspond à la 218^{ème} harmonique.

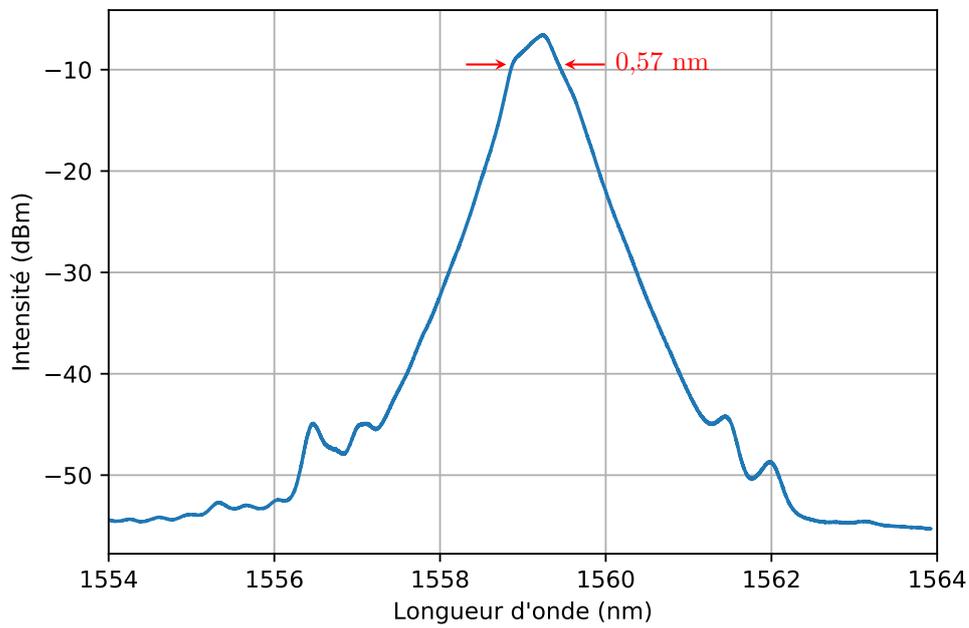


FIGURE 5.16 – Spectre optique pour une puissance de pompe de 1,2 W. La largeur à -3 dB est 0,57 nm.

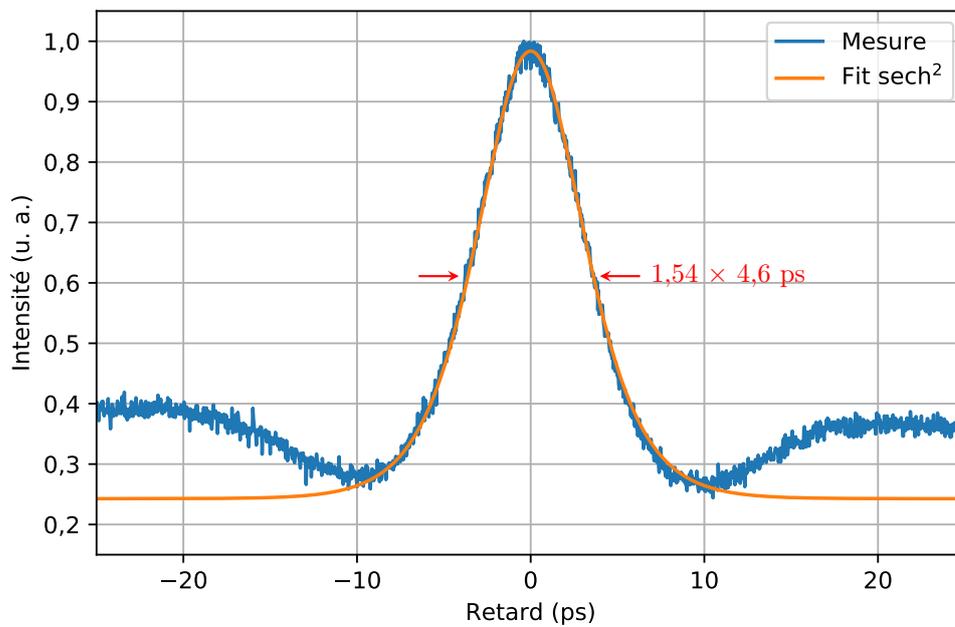


FIGURE 5.17 – Trace d'autocorrélation pour une puissance de pompe de 1,2 W. La largeur à mi-hauteur correspond à une impulsion de durée 4,6 ps.

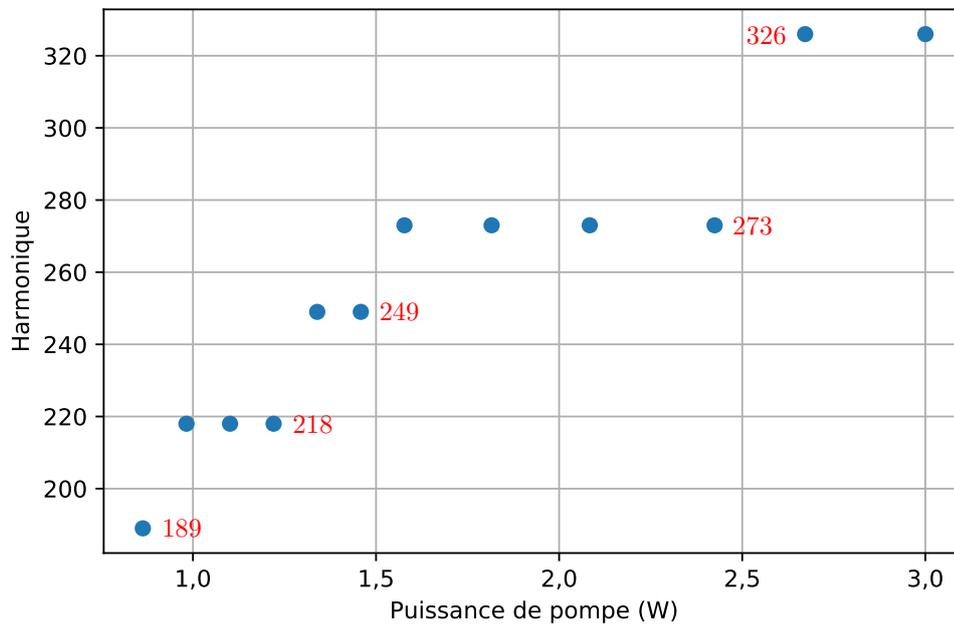


FIGURE 5.18 – Évolution du régime harmonique en fonction de la puissance de pompe.

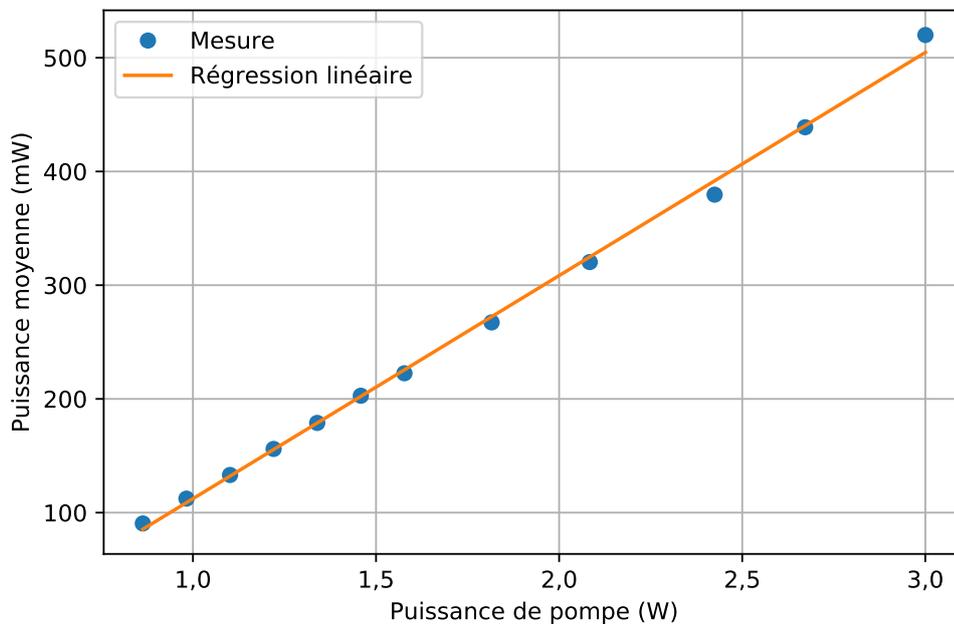
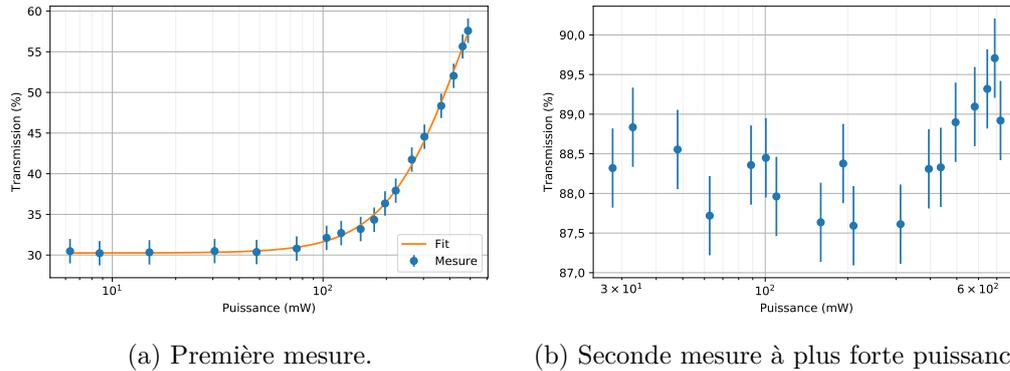


FIGURE 5.19 – Évolution de la puissance moyenne du laser en fonction de la puissance de pompe.

Paramètre	Unité	<i>Taper C</i>	<i>Taper D</i>
Diamètre de col	μm	19	21
Longueur de col	mm	5,0	5,0
Concentration	$\text{mg} \cdot \text{ml}^{-1}$	1	1

TABLE 5.4 – Caractéristiques des *tapers* C et D.FIGURE 5.20 – Absorption saturable du *taper C*.

impulsions que nous avons présentées. Il ne s'agit pas d'une variation non linéaire de la polarisation au sein de la cavité.

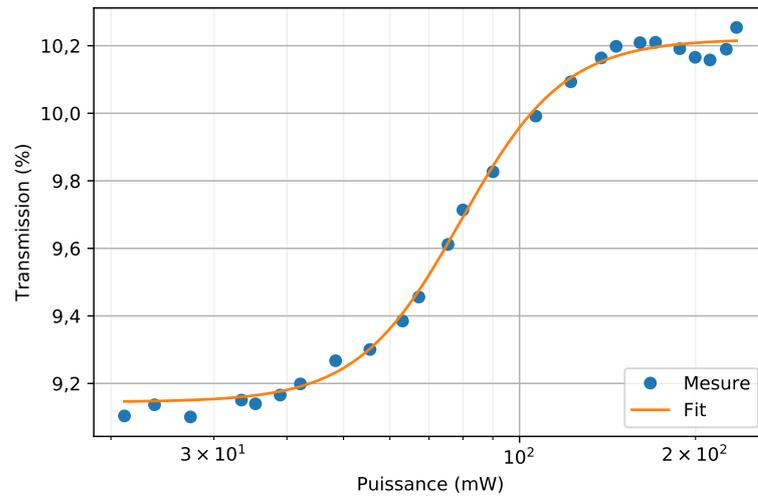
5.5 Dégradation à forte puissance

5.5.1 Modification de l'absorption saturable

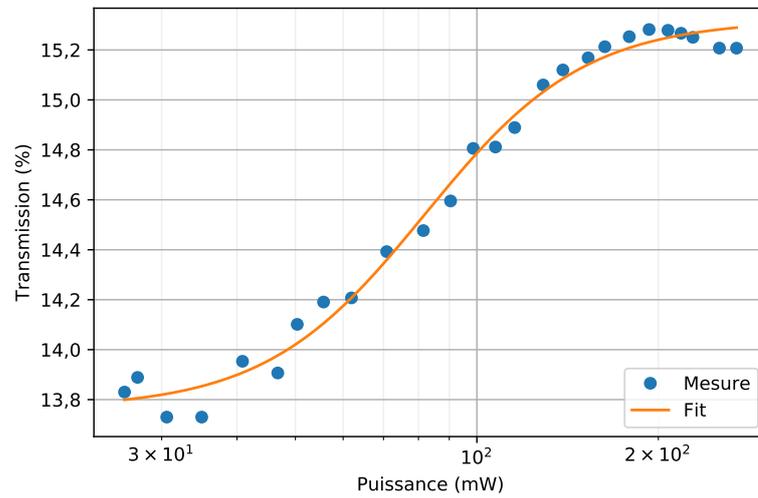
Au cours du travail, il est apparu que la transmission de certains *tapers* évoluait d'une mesure à l'autre. Prenons l'exemple des *tapers* C et D dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 5.4. L'évolution de l'absorption saturable de ces composants est représentative de deux phénomènes observés sur plusieurs autres composants fabriqués.

La mesure d'absorption saturable effectuée à la fin du dépôt de graphène sur le *taper C* est tracée en figure 5.20a. Le *fit* prévoit une modulation de 50 %, une puissance de saturation de 460 mW et des pertes de 0,9 dB. Une seconde mesure est effectuée dans l'objectif de mesurer la saturation à forte puissance (Fig. 5.20b). La transmission est désormais indépendante de la puissance incidente avec une transmission moyenne de 88,4 %. Le composant a perdu ses caractéristiques d'absorbant saturable.

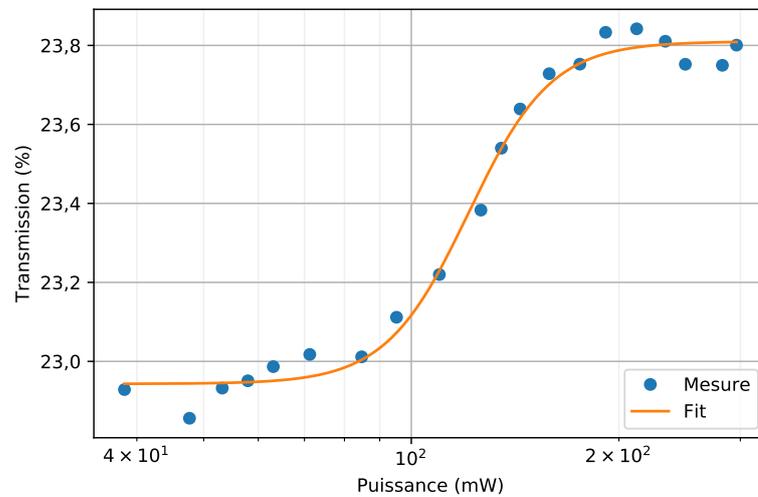
Dans le cas du *taper D*, le composant conserve ses propriétés d'absorption saturable mais les paramètres évoluent d'une mesure à l'autre. Trois mesures sont effectuées consécutivement et présentées en figure 5.21. Les pertes non saturables diminuent au cours des mesures de 90 % à 76 %. La modulation varie peu et conserve une valeur proche de 1 %. Enfin, la puissance de saturation augmente de 79 mW à 121 mW.



(a) Première mesure.



(b) Deuxième mesure.



(c) Troisième mesure.

FIGURE 5.21 – Absorption saturable du *taper* D lors de trois mesures consécutives.

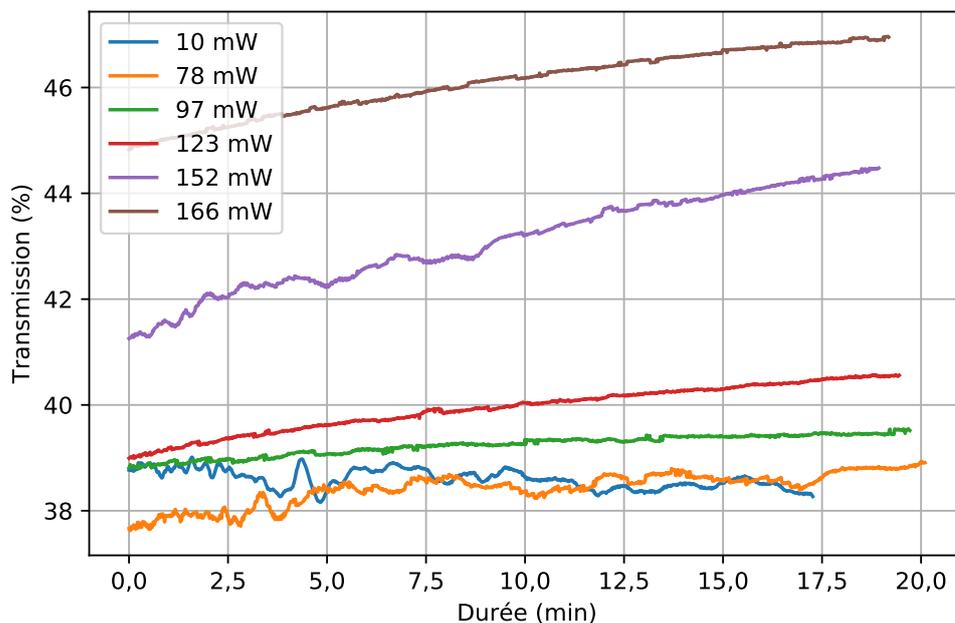


FIGURE 5.22 – Évolution de la transmission d'un *taper* au cours du temps pour différentes puissances moyennes incidentes.

5.5.2 Hypothèse sur l'origine des dégradations

Nous écartons les erreurs de mesure puisque les phénomènes décrits ne sont pas observés systématiquement sur l'ensemble des composants testés. Dans certains cas, notamment pour les *tapers* A et B, les mesures sont répétables et les paramètres des *fits* varient très peu. La sortie du laser est contrôlée durant la mesure pour s'assurer que le régime impulsionnel reste stable. La transmission du coupleur a une stabilité pic à pic de 0,1 % pendant vingt minutes soit plus que la durée de la mesure d'absorption saturable. Le montage utilisé^a ne présente donc pas de biais. De plus, le phénomène n'apparaît pas sur un *taper* sans graphène ; la stabilité pic à pic est inférieure à 1 % pendant vingt minutes. Les variations sont donc directement liées au graphène déposé sur la fibre.

Nous observons également que lorsque la puissance moyenne incidente est en dessous d'un certain seuil, la transmission est stable dans le temps. En revanche, une fois que ce seuil est dépassé, la transmission du composant augmente au cours du temps pour une puissance incidente fixe. Cette augmentation est irréversible.

La figure 5.22 présente la transmission d'un *taper* au cours du temps pour différentes puissances incidentes. Six mesures de stabilité sont effectuées à la suite. La première mesure est effectuée à faible puissance (10 mW) et la dernière à 166 mW. Lorsque la puissance moyenne est inférieure à 100 mW, la transmission est stable autour de 38,5 %. Au delà de ce seuil, on observe une augmentation de la transmission au cours du temps. La figure 5.23 présente ce même phénomène sur un second *taper* à forte puissance incidente (382 mW). La transmission double en trois heures et trente minutes.

Le seuil d'instabilité est mesuré sur trois autres composants entre 20 mW et 200 mW.

a. Voir figure 4.1.

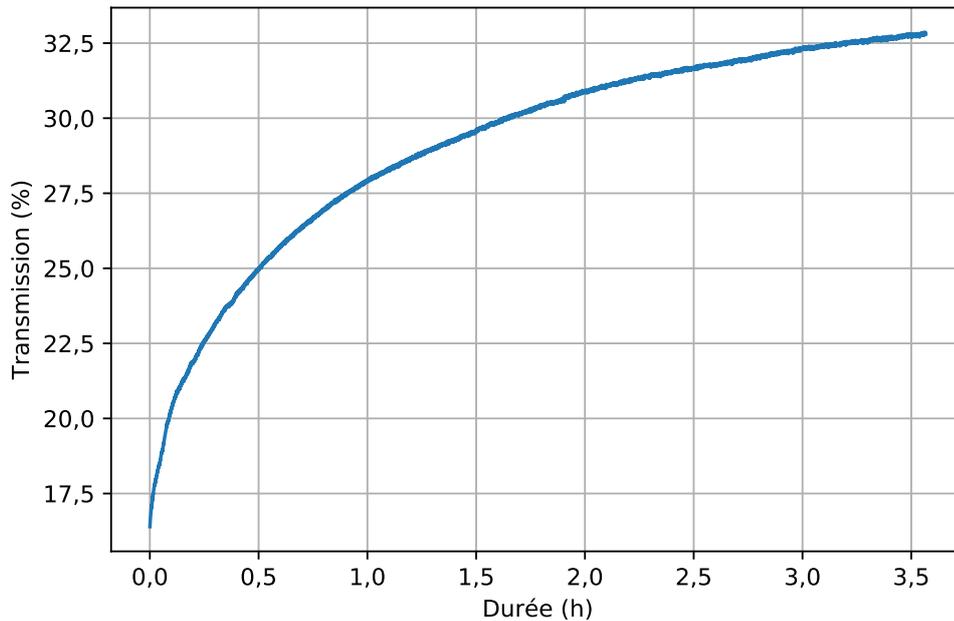


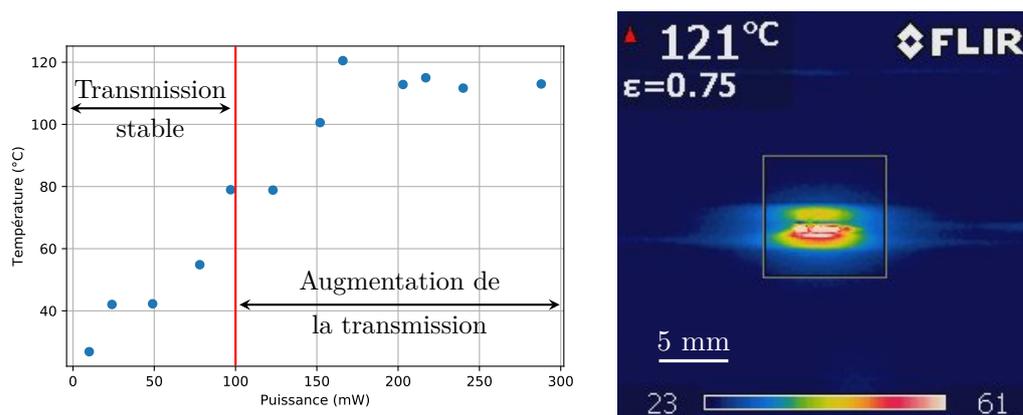
FIGURE 5.23 – Évolution de la transmission d'un *taper* au cours du temps pour une puissance moyenne incidente fixée à 382 mW.

Les *tapers* ont les mêmes paramètres géométriques et le dépôt a été effectué avec la suspension fortement concentrée. Nous avons vu en partie 5.3 que la répartition de graphène sur le col variait d'un dépôt à l'autre. Elle a donc un impact également sur la résistance du composant à la puissance.

L'augmentation de la transmission indique que le graphène présent sur la fibre absorbe moins de puissance au cours du temps. Nous émettons l'hypothèse que les flocons de graphène se détériorent sous l'effet d'une température trop élevée du composant. Le graphène génère de la chaleur pour dissiper la puissance optique absorbée. Étant donné la rapidité de relaxation du graphène (≈ 100 fs) et la faible conductivité thermique de l'air ($0,026 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), le composant dissipe la chaleur à un rythme plus lent qu'elle est produite.

La figure 5.24a présente la température du col du faisceau en fonction de la puissance optique incidente ; la mesure est effectuée avec une caméra thermique. Il est important de noter que la résolution de la caméra est trop faible pour mesurer précisément la température du col seul. Les valeurs relevées sont donc très probablement plus faibles que la température réelle du col. Pour des puissances inférieures au seuil, la transmission est stable et la température du *taper* est inférieure à $80 \text{ }^\circ\text{C}$. Au delà de cette puissance seuil, la température du col dépasse $100 \text{ }^\circ\text{C}$ (Fig. 5.24b) et la transmission du collimateur augmente.

Il a été montré que des défauts apparaissent sur les bords d'un flocon de graphène lorsque sa température est élevée au delà de $200 \text{ }^\circ\text{C}$ et en son centre au delà de $500 \text{ }^\circ\text{C}$ [102–104]. Nos mesures étant probablement sous-estimée à cause de la résolution de la caméra thermique, il est possible que ce mécanisme soit la raison des variations



(a) Évolution de la température du col d'un *taper* en fonction de la puissance moyenne incidente. Le seuil est repéré en rouge. (b) Observation à la caméra thermique du *taper* au maximum de température mesuré.

FIGURE 5.24 – Échauffement d'un *taper* avec la puissance incidente.

d'absorption saturable observées.

5.6 Conclusion

Nous avons présenté une technique de fabrication d'un absorbant saturable fibré à base de graphène. L'utilisation d'une SMF-28 effilée et de graphène en suspension aqueuse rend la fabrication simple et peu onéreuse. Le composant a été testé en cavité et a permis de verrouiller un laser en régime harmonique et de générer des paquets de solitons d'une durée de l'ordre de la picoseconde.

Nous avons montré que l'absorbant saturable ainsi fabriqué permet d'atteindre des puissances moyennes plus élevées que ce qui a été présenté dans la littérature à ce jour (520 mW). Un travail plus approfondi sur les caractéristiques des cavités laser (longueur, dispersion, etc.) sera nécessaire pour améliorer le contrôle des solitons générés. On peut imaginer utiliser ce composant dans une cavité qui fonctionne au régime fondamental pour obtenir des impulsions ultracourtes plus énergétiques.

Les limitations évoquées à la fin de ce chapitre devront être étudiées plus en détail pour une utilisation industrielle de ce composant. Si l'hypothèse de la dégradation du graphène à cause d'une surchauffe du composant s'avère correcte, il sera nécessaire de repenser l'architecture du boîtier de manière à refroidir le composant plus efficacement. Cela peut être effectué en enrobant le col d'un matériau à haute conductivité thermique et dont les caractéristiques optiques sont compatibles avec la propagation de modes de gaine. Une amélioration de la reproductibilité du dépôt devra également être menée pour une utilisation hors laboratoire ; elle est actuellement proche de 10 %.

Conclusion générale

L'origine de ce travail de thèse est le développement de composants fibrés passifs pour répondre à des besoins spécifiques dans le domaine des lasers à fibres. Le travail a porté sur deux types de composants : les collimateurs qui servent à réduire la divergence du signal en sortie de laser et les absorbants saturables réels qui permettent d'obtenir des impulsions ultracourtes (ordre de la picoseconde).

Collimateurs

Le développement de collimateurs s'est fait en deux phases. Dans un premier temps nous avons travaillé sur une méthode de fabrication d'un collimateur compact à partir d'une lentille à gradient d'indice. La technique que nous avons proposée et optimisée permet de collimater un faisceau issu d'un laser à fibre émettant jusqu'à 21 W en continu. Le fonctionnement des composants a été validé à deux longueurs d'onde standards (1 550 nm et 1 945 nm) et la technique d'assemblage est compatible avec les fibres de diamètre de gaine optique 250 μm . Nous avons également montré que la simulation de ce type de collimateurs par la méthode des matrices de transfert était simple et fiable. Les différences mesurées sur la divergence et sur la position du *waist* par rapport à la simulation sont faibles et s'expliquent par les tolérances des caractéristiques des composants utilisés (fibre et lentille).

Le travail sur le collimateur compact a été poursuivi par le développement d'un collimateur plus versatile. Le besoin de contrôler à la fois les caractéristiques du faisceau (divergence et position du *waist*) et la direction de l'axe optique (déviations angulaires et centrage sur la mécanique) nous a mené à choisir une architecture à deux lentilles. Une simulation par matrice de transfert nous a permis de déterminer les caractéristiques des lentilles les plus adaptées au problème et à définir les cotes de la tête optique. Une maquette a ensuite permis de valider que les caractéristiques du faisceau étaient respectées. Fort de ce résultat, une procédure d'assemblage a été mise au point et un banc optique a été conçu afin de permettre l'assemblage de la tête optique en satisfaisant les exigences d'alignement de l'axe optique. Le montage de cinq têtes optiques avec ce protocole a montré qu'il était répétable et qu'il permettait de respecter l'ensemble des caractéristiques visées.

Au terme du développement, ce travail a apporté à Lumibird une technique de fabrication de collimateur complexe. L'architecture choisie est facilement adaptable en fonction du besoin (longueur d'onde et divergence différentes par exemple) en modifiant les paramètres des lentilles et du montage. Le travail sur les collimateurs fibrés — en particulier celui sur la tête optique — a trouvé des applications pour des marchés critiques. La procédure de montage des collimateurs et le banc d'alignement mis en œuvre

font désormais partie du savoir-faire de Lumibird.

Absorbant saturable réel

En parallèle de cela, nous avons travaillé sur un second composant dans le contexte des lasers en verrouillage de mode et des impulsions ultracourtes. Le travail porte sur une méthode pour faire interagir du graphène avec le signal qui se propage dans la cavité résonnante d'un laser à fibre. Après avoir établi l'état de l'art des composants passifs à absorbant saturable réel, l'objectif a été d'améliorer les techniques de fabrication présentées dans la littérature afin d'augmenter la puissance moyenne émise par un laser verrouillé en phase. Le choix s'est porté sur le dépôt de graphène sur *taper* pour sa simplicité de fabrication et sa longue surface d'interaction signal-graphène.

Une étude théorique de la réduction du diamètre d'une fibre nous a mené à réduire le diamètre de la fibre optique en deux temps de manière à avoir des transitions hybrides (linéaires puis exponentielles) pour avoir un col long et conserver un *taper* compact. Le dépôt de graphène en suspension dans de l'eau sur le col est basé sur l'effet de pinces optiques et permet la création d'une « gaine de graphène » régulière autour du col. Cette technique a permis d'élever la puissance de saturation du composant à plus de 100 mW moyen. Le processus n'est toutefois pas très répétable ($\approx 10\%$) et nécessitera d'être amélioré pour assurer l'obtention de caractéristiques d'absorption saturable utiles plus régulièrement.

L'intégration en cavité du composant ainsi fabriqué a permis de verrouiller un laser à fibre en phase. Le laser fonctionnait en régime harmonique et générait des paquets de solitons de durée inférieure à 5 ps. Les impulsions avaient une énergie jusqu'à 1 nJ et la puissance moyenne du laser dépassait 500 mW ; l'objectif d'augmentation de la puissance est atteint. Un travail supplémentaire sur les caractéristiques de la cavité (longueur, dispersion) sera nécessaire pour obtenir le régime fondamental et augmenter l'énergie par impulsion.

À la fin de la thèse, nous avons observé une dégradation des composants lorsqu'ils étaient soumis à une puissance incidente trop importante. Un début d'étude à ce sujet nous a montré que les *tapers* se comportent normalement sous un seuil de puissance (autour de 100 mW) puis qu'ils perdent leurs caractéristiques d'absorption saturable au delà de ce seuil de dégradation. Nous avons également observé une forte élévation de la température du composant en fonctionnement à forte puissance : environ 80 °C au seuil et plus de 100 °C au delà. L'hypothèse de la dégradation des flocons de graphène à cause de la température est compatible avec les connaissances scientifiques à ce sujet. Un travail plus approfondi sur ce point sera nécessaire pour la confirmer et développer une solution à ce problème.

Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture

P. MOUCHEL, G. SEMAAN, A. NIANG, M. SALHI, M. LE FLOHIC ET F. SANCHEZ : High power passively mode-locked fiber laser based on graphene nanocoated optical taper. *Applied Physics Letters*, 111(3):031103, 2017.

P. MOUCHEL, M. KEMEL, G. SEMAAN, M. SALHI, M. LE FLOHIC ET F. SANCHEZ : Limitations of graphene nanocoated optical tapers for high-power nonlinear applications. *Optical Materials: X*, 1:100003, 2018.

Communications dans des congrès

G. SEMAAN, P. MOUCHEL, M. SALHI, M. LE FLOHIC ET F. SANCHEZ : Laser à fibre verrouillé en phase à base de graphène comme absorbant saturable déposé sur un taper. In *Optique Bordeaux - JNOG 36. Société Française d'Optique*, Bordeaux, 2016.

G. SEMAAN, P. MOUCHEL, Y. MENG, M. SALHI, M. LE FLOHIC ET F. SANCHEZ : Mode-locked fiber laser based on graphene saturable absorber. In *NNN Workshop Telecom. Université du Maine*, Le Mans, 2016.

G. SEMAAN, P. MOUCHEL, M. SALHI, Y. MENG, M. LE FLOHIC ET F. SANCHEZ : L'utilisation du graphène pour le verrouillage de mode dans les lasers à fibre. In *ICOPA4. ICMCB-CNRS*, Bordeaux, 2016.

P. MOUCHEL, G. SEMAAN, Y. MENG, M. SALHI, K. KEMEL ET F. SANCHEZ : Graphene-based saturable absorber for high average-power fiber lasers. In *Photonics Europe. Proceedings of SPIE*, 10684:1068416, Strasbourg, 2018.

Bibliographie

- [1] E. SNITZER : Proposed fiber cavities for optical masers. *Journal of Applied Physics*, 32(1):36–39, 1961.
- [2] C. J. KOESTER et E. SNITZER : Amplification in a fiber laser. *Applied Optics*, 3(10):1182–1186, 1964.
- [3] T. H. MAIMAN : Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1960.
- [4] J. STONE et C. A. BURRUS : Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry. *Applied Physics Letters*, 23(7):388–389, 1973.
- [5] S. B. POOLE, D. N. PAYNE et M. E. FERMAN : Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions. *Electronics Letters*, 21(17):737–738, 1985.
- [6] R. J. ORAZI et M. N. McLANDRICH, THE UNITED STATES OF AMERICA AS REPRESENTED BY THE SECRETARY OF THE NAVY : Polarization independent narrow channel wavelength division multiplexing fiber coupler and method for producing same. Brevet US5121453, 1992.
- [7] T. MORI et K. KOYA, SHIN-ETSU CHEMICAL : Optical fiber coupler and method for preparing same. Brevet US5404415, 1995.
- [8] G. P. VALENTIN et S. IGOR, ITATEL AND IRE-POLUS : Coupling arrangement between a multi-mode light source and an optical fiber through an intermediate optical fiber length. Brevet US5999673, 1999.
- [9] A. C. S. VAN HEEL : A new method of transporting optical images without aberrations. *Nature*, 173(4392), 1954.
- [10] D. B. KECK et P. C. SCHULTZ, CORNING : Method of producing optical waveguide. Brevet US3711262, 1973.
- [11] W. G. FRENCH, J. B. MACCHESNEY, P. B. O’CONNOR et G. W. TASKER : Optical waveguides with very low losses. *Bell System Technical Journal*, 53(5):951–954, 1974.
- [12] B. E. A. SALEH et M. C. TEICH : *Fundamentals of photonics*. Wiley, 1991.
- [13] D. MARCUSE : Loss analysis of single-mode fiber splices. *Bell Labs Technical Journal*, 56(5):703–718, 1977.
- [14] I. H. MALTISON : Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the Optical Society of America*, 55(10), 1965.
- [15] A. GERRARD et J. M. BURCH : *Introduction to Matrix Methods in Optics*. Dover Publications, 1975.
- [16] E. W. MARCHAND : *Gradient index optics*. Academic Press, 1978.
- [17] A. YARIV : *Quantum Electronics*. Wiley, 3ème édition, 1989.

- [18] C. GOMEZ-REINO, M. V. PEREZ et C. BAO : *Gradient-Index Optics*. Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [19] H. SAKAI, Y. ASAHARA, S. OMI, S. NAKAYAMA et Y. YONEDA, HOYA CORPORATION : Method of producing gradient-index lens. Brevet US4902330, 1990.
- [20] B. MESSERSCHMIDT, C. RUESSEL, S. HORNSCHUH, T. POSSNER et U. POSSNER, GRINTECH : Aluminoborosilicate glass and method for the production of crystallite-free gradient index lenses. Brevet US7482296, 2009.
- [21] T. SWANN, OPTOMEC DESIGN COMPANY : Termination interface structure and method for joining an optical fiber to a graded index rod lens. Brevet US4962988, 1990.
- [22] P. BERNARD, M. A. FITCH, P. FOURNIER, M. FARELL HARRIS et W. P. WALTERS, LIGHTPATH TECHNOLOGIES : Fabrication of collimators employing optical fibers fusion-spliced to optical elements of substantially larger cross-sectional areas. Brevet US6360039 (B1), 2002.
- [23] H. TANAKA, T. FUKUZAWA, T. ANZAKI et K. MORI, NIPPON SHEET GLASS : Optical fiber collimator and optical fiber collimator array. Brevet US2003/0077036 (A1), 2003.
- [24] M. KOISHI, PRECISE GAUGES : Optical device and fabrication method and apparatus for the same. Brevet US7400799 (B2), 2008.
- [25] X. ZHOU, Z. CHEN, Z. WANG et J. HOU : Monolithic fiber end cap collimator for high-power free-space fiber–fiber coupling. *Applied Optics*, 55(15):4001, 2016.
- [26] S. BOEHME, S. FABIAN, A. KAMM, T. PESCHEL, E. BECKERT, A. TÜNNERMANN, K. NICKLAUS et M. DEHNE : High reproducible CO₂ laser spliced fiber-collimator for a space borne laser system. In *ICSO. International Society for Optics and Photonics*, Biarritz, 2016.
- [27] T. MASUKO, S. SATOH, T. ISHIZAKA et T. OHYA, FUJITSU LIMITED : Rod lens fixing method and fiber collimator manufactured thereby. Brevet US5150230, 1992.
- [28] K. B. FRANCIS, CORNING : System and method for aligning optical fiber collimators. Brevet US6168319 (B1), 2001.
- [29] C.-H. MIAO et Y.-M. LIU, OPTIWORK : Optical fiber collimator. Brevet US2004/0184726 (A1), 2004.
- [30] M. LE FLOHIC et N. DALLOZ, KEOPSYS : Collimateur à fibre optique intégrée encastree dans une lentille et procédé de fabrication correspondant. Brevet FR3031597 (B1), 2015.
- [31] K. TAMURA, H. A. HAUS et E. P. IPPEN : Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser. *Electronics Letters*, 28(24):2226, 1992.
- [32] M. E. FERMAN, M. L. STOCK, M. J. ANDREJCO et Y. SILBERBERG : Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber. *Optics Letters*, 18(11):894, 1993.
- [33] K. INTRACHAT et J. N. KUTZ : Theory and simulation of passive modelocking dynamics using a long-period fiber grating. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(12):1572–1578, 2003.
- [34] J. PROCTOR et J. N. KUTZ : Nonlinear mode-coupling for passive mode-locking : application of waveguide arrays, dual-core fibers, and/or fiber arrays. *Optics Express*, 13(22):8933, 2005.

- [35] C.-J. CHEN, P. K. A. WAI et C. R. MENYUK : Soliton fiber ring laser. *Optics Letters*, 17(6):417, 1992.
- [36] M. E. FERMAN, F. HABERL, M. HOFER et H. HOCHREITER : Nonlinear amplifying loop mirror. *Optics Letters*, 15(13):752, 1990.
- [37] M. SALHI, A. HABOUCCHA, H. LEBLOND et F. SANCHEZ : Theoretical study of figure-eight all-fiber laser. *Physical Review A*, 77(3), 2008.
- [38] K. GUESMI, Y. MENG, A. NIANG, P. MOUCHEL, M. SALHI, F. BAHLOUL, R. ATTIA et F. SANCHEZ : 1.6 μm emission based on linear loss control in a Er:Yb doped double-clad fiber laser. *Optics Letters*, 39(22):6383, 2014.
- [39] K. S. NOVOSELOV, A. K. GEIM, S. V. MOROZOV, D. JIANG, Y. ZHANG, S. V. DUBONOS, I. V. GRIGORIEVA et A. A. FIRSOV : Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, 306(5696):666–669, 2004.
- [40] P. R. WALLACE : The band theory of graphite. *Physical Review*, 71(9):622–634, 1947.
- [41] S. DAS SARMA, S. ADAM, E. H. HWANG et E. ROSSI : Electronic transport in two-dimensional graphene. *Reviews of Modern Physics*, 83(2):407–470, 2011.
- [42] R. R. NAIR, P. BLAKE, A. N. GRIGORENKO, K. S. NOVOSELOV, T. J. BOOTH, T. STAUBER, N. M. R. PERES et A. K. GEIM : Fine structure constant defines visual transparency of graphene. *Science*, 320(5881):1308, 2008.
- [43] J. M. DAWLATY, S. SHIVARAMAN, M. CHANDRASHEKHAR, F. RANA et M. G. SPENCER : Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial graphene. *Applied Physics Letters*, 92:042116, 2008.
- [44] R. W. NEWSON, J. DEAN, B. SCHMIDT et H. M. VAN DRIEL : Ultrafast carrier kinetics in exfoliated graphene and thin graphite films. *Optics Express*, 17(4):2326, 2009.
- [45] G. XING, H. GUO, X. ZHANG, T. C. SUM et C. H. A. HUAN : The physics of ultrafast saturable absorption in graphene. *Optics Express*, 18(5):4564, 2010.
- [46] Q. BAO, H. ZHANG, Y. WANG, Z. NI, Y. YAN, Z. X. SHEN, K. P. LOH et D. Y. TANG : Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers. *Advanced Functional Materials*, 19(19):3077–3083, 2009.
- [47] Z. SUN, T. HASAN, F. TORRISI, D. POPA, G. PRIVITERA, F. WANG, F. BONACCORSO, D. M. BASKO et A. C. FERRARI : Graphene mode-locked ultrafast laser. *ACS Nano*, 4(2):803–810, 2010.
- [48] Y. MENG, A. NIANG, K. GUESMI, M. SALHI et F. SANCHEZ : 1.61 μm high-order passive harmonic mode locking in a fiber laser based on graphene saturable absorber. *Optics Express*, 22(24):29921, 2014.
- [49] H. ZHANG, D. Y. TANG, L. M. ZHAO, Q. BAO et K. P. LOH : Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene. *Optics Express*, 17(20):17630–17635, 2009.
- [50] Y. MENG, S. ZHANG, X. LI, H. LI, J. DU et Y. HAO : Multiple-soliton dynamic patterns in a graphene mode-locked fiber laser. *Optics express*, 20(6):6685–6692, 2012.
- [51] G. SOBON, J. SOTOR et K. M. ABRAMSKI : Passive harmonic mode-locking in Er-doped fiber laser based on graphene saturable absorber with repetition rates scalable to 2.22 GHz. *Applied Physics Letters*, 100(16):161109, 2012.

- [52] Z.-C. LUO, W.-J. CAO, A.-P. LUO et W.-C. XU : Optical deposition of graphene saturable absorber integrated in a fiber laser using a slot collimator for passive mode-locking. *Applied Physics Express*, 5(5):055103, 2012.
- [53] J. D. ZAPATA, D. STEINBERG, L. A. M. SAITO, R. E. P. DE OLIVEIRA, A. M. CÁRDENAS et E. A. T. DE SOUZA : Efficient graphene saturable absorbers on D-shaped optical fiber for ultrashort pulse generation. *Scientific Reports*, 6(1):20644, 2016.
- [54] T. CHEN, C. LIAO, D. N. WANG et Y. WANG : Passively mode-locked fiber laser by using monolayer chemical vapor deposition of graphene on D-shaped fiber. *Applied Optics*, 53(13):2828, 2014.
- [55] N. ZHAO, M. LIU, H. LIU, X.-W. ZHENG, Q.-Y. NING, A.-P. LUO, Z.-C. LUO et W.-C. XU : Dual-wavelength rectangular pulse Yb-doped fiber laser using a microfiber-based graphene saturable absorber. *Optics Express*, 22(9):10906, 2014.
- [56] J. WANG, Z. LUO, M. ZHOU, C. YE, H. FU, Z. CAI, H. CHENG, H. XU et W. QI : Evanescent-light deposition of graphene onto tapered fibers for passive Q-switch and mode-locker. *IEEE Photonics Journal*, 4(5):1295–1305, 2012.
- [57] T. CHEN, H. CHEN et D. N. WANG : Graphene saturable absorber based on slightly tapered fiber with inner air-cavity. *Journal of Lightwave Technology*, 33(11):2332–2336, 2015.
- [58] X. M. LIU, H. R. YANG, Y. D. CUI, G. W. CHEN, Y. YANG, X. Q. WU, X. K. YAO, D. D. HAN, X. X. HAN, C. ZENG, J. GUO, W. L. LI, G. CHENG et L. M. TONG : Graphene-clad microfiber saturable absorber for ultrafast fibre lasers. *Scientific Reports*, 6(1):26024, 2016.
- [59] J. ZHAO, S. RUAN, P. YAN, H. ZHANG, Y. YU, H. WEI et J. LUO : Cladding-filled graphene in a photonic crystal fiber as a saturable absorber and its first application for ultrafast all-fiber laser. *Optical Engineering*, 52(10):106105, 2013.
- [60] H. LIU, X.-W. ZHENG, M. LIU, N. ZHAO, A.-P. LUO, Z.-C. LUO, W.-C. XU, H. ZHANG, C.-J. ZHAO et S.-C. WEN : Femtosecond pulse generation from a topological insulator mode-locked fiber laser. *Optics Express*, 22(6):6868, 2014.
- [61] J. SOTOR, G. SOBON, W. MACHERZYNSKI et K. M. ABRAMSKI : Harmonically mode-locked Er-doped fiber laser based on a Sb_2Te_3 topological insulator saturable absorber. *Laser Physics Letters*, 11(5):055102, 2014.
- [62] X. JIN, G. HU, M. ZHANG, Y. HU, T. ALBROW-OWEN, R. C. T. HOWE, T.-C. WU, Q. WU, Z. ZHENG et T. HASAN : 102 fs pulse generation from a long-term stable, inkjet-printed black phosphorus-mode-locked fiber laser. *Optics Express*, 26(10):12506–12513, 2018.
- [63] G. SOBON : Mode-locking of fiber lasers using novel two-dimensional nanomaterials : graphene and topological insulators [Invited]. *Photonics Research*, 3(2):A56, 2015.
- [64] Z. WANG, H. MU, C. ZHAO, Q. BAO et H. ZHANG : Harmonic mode-locking and wavelength-tunable Q-switching operation in the graphene- Bi_2Te_3 heterostructure saturable absorber-based fiber laser. *Optical Engineering*, 55(8):081314, 2016.
- [65] C. ZHAO, H. ZHANG, X. QI, Y. CHEN, Z. WANG, S. WEN et D. TANG : Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber. *Applied Physics Letters*, 101(21):211106, 2012.

- [66] J. BOGUSLAWSKI, G. SOBON, R. ZYBALA et J. SOTOR : Dissipative soliton generation in Er-doped fiber laser mode-locked by Sb_2Te_3 topological insulator. *Optics Letters*, 40(12):2786, 2015.
- [67] J. PARK, K. PARK, D. SPOOR, B. HALL et Y.-W. SONG : Hand-manageable graphene sticker for ultrafast mode-locked fiber lasers. *Optics Express*, 23(6):7940, 2015.
- [68] J. SOTOR, G. SOBON, J. BOGUSLAWSKI, J. TARKA et K. M. ABRAMSKI : Sb_2Te_3 topological insulator based saturable absorber for Er-doped mode-locked fiber lasers. In *Photonics West - LASE. Proceedings of SPIE*, 9344:93441Z, San Francisco, 2015.
- [69] P. YAN, R. LIN, S. RUAN, A. LIU et H. CHEN : A 2.95 GHz, femtosecond passive harmonic mode-locked fiber laser based on evanescent field interaction with topological insulator film. *Optics Express*, 23(1):154, 2015.
- [70] Y. MENG, G. SEMAAN, M. SALHI, A. NIANG, K. GUESMI, Z.-C. LUO et F. SANCHEZ : High power L-band mode-locked fiber laser based on topological insulator saturable absorber. *Optics Express*, 23(18):23053, 2015.
- [71] J. LIU, X. LI, S. ZHANG, H. ZHANG, P. YAN, M. HAN, Z. PANG et Z. YANG : Polarization domain wall pulses in a microfiber-based topological insulator fiber laser. *Scientific Reports*, 6(1):29128, 2016.
- [72] H. ZHANG, C.-X. LIU, X.-L. QI, X. DAI, Z. FANG et S.-C. ZHANG : Topological insulators in Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 with a single dirac cone on the surface. *Nature Physics*, 5(6):438–442, 2009.
- [73] P. W. BRIDGMAN : Two modifications of phosphorus. *Journal of the American Chemical Society*, 36(7):1344–1363, 1914.
- [74] K. WU, B. CHEN, X. ZHANG, S. ZHANG, C. GUO, C. LI, P. XIAO, J. WANG, L. ZHOU, W. ZOU et J. CHEN : High-performance mode-locked and Q-switched fiber lasers based on novel 2D materials of topological insulators, transition metal dichalcogenides and black phosphorus: review and perspective (invited). *Optics Communications*, 406:214–229, 2018.
- [75] T. R. SCHIBLI, E. R. THOEN, F. X. KÄRTNER et E. P. IPPEN : Suppression of Q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption. *Applied Physics B*, 70(S1):S41–S49, 2000.
- [76] C. A. ZAUGG, Z. SUN, V. J. WITWER, D. POPA, S. MILANA, T. S. KULMALA, R. S. SUNDARAM, M. MANGOLD, O. D. SIEBER, M. GOLLING, Y. LEE, J. H. AHN, A. C. FERRARI et U. KELLER : Ultrafast and widely tuneable vertical-external-cavity surface-emitting laser, mode-locked by a graphene-integrated distributed Bragg reflector. *Optics Express*, 21(25):31548, 2013.
- [77] A. MARINI, J. D. COX et F. J. GARCÍA DE ABAJO : Theory of graphene saturable absorption. *Physical Review B*, 95(12):125408, 2017.
- [78] H. A. HAUS : Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *Journal of Applied Physics*, 46(7):3049–3058, 1975.
- [79] G. P. ANDERSON et J. GOLDEN, THE UNITED STATES OF AMERICA AS REPRESENTED BY THE SECRETARY OF THE NAVY : Mode-matched, combination taper fiber optic probe. Brevet US5430813, 1995.
- [80] M. N. ISLAM, ACCUPHOTONICS : High resolution fiber optic probe for near field optical microscopy and method of making same. Brevet US5664036, 1997.

- [81] H. F. GHAEMI, Y. LI, T. THIO et T. WANG, NEC RESEARCH INSTITUTE : Tapered coherent fiber bundle imaging device for near-field optical microscopy. Brevet US6016376, 2000.
- [82] H. D. KRUMBOLTZ et L. C. BOBB, THE UNITED STATES OF AMERICA AS REPRESENTED BY THE SECRETARY OF THE NAVY : Tapered optical fiber sensor. Brevet US5093569, 1992.
- [83] S. F. FELDMAN et E. Y. SHU, GENERAL ELECTRIC COMPANY : Synthesis of tapers for fiber optic sensors. Brevet US5290398, 1994.
- [84] M. T. WLODARCZYK et G. HE, FIBEROPTIC SENSOR TECHNOLOGIES : Fiberoptic sensor using tapered and bundled fibers. Brevet US5438873, 1995.
- [85] A. LEUNG, K. RIJAL, P. M. SHANKAR et R. MUTHARASAN : Effects of geometry on transmission and sensing potential of tapered fiber sensors. *Biosensors and Bioelectronics*, 21(12):2202–2209, 2006.
- [86] R. MUTHARASAN, P. M. SHANKAR et A. S. Y. LEUNG, DREXEL UNIVERSITY : Ultra sensitive tapered fiber optic biosensor for pathogens, proteins, and DNA. Brevet US2009/0304551 (A1), 2009.
- [87] R. J. BLACK et R. BOURBONNAIS : Core-mode cutoff for finite-cladding lightguides. *IEEE Proceedings J (Optoelectronics)*, 133(6):377–384, 1986.
- [88] J. D. LOVE : Spot size, adiabaticity and diffraction in tapered fibres. *Electronics Letters*, 23(19):993, 1987.
- [89] A. J. FIELDING, K. EDINGER et C. C. DAVIS : Experimental observation of mode evolution in single-mode tapered optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 17(9):1649–1656, 1999.
- [90] D. T. CASSIDY, D. C. JOHNSON et K. O. HILL : Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers. *Applied Optics*, 24(7):945–950, 1985.
- [91] T. A. BIRKS et Y. W. LI : The shape of fiber tapers. *Journal of Lightwave Technology*, 10(4):432–438, 1992.
- [92] S. W. HARUN, K. S. LIM, C. K. TIO, K. DIMYATI et H. AHMAD : Theoretical analysis and fabrication of tapered fiber. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 124(6):538–543, 2013.
- [93] W. M. MUKHTAR, S. SHAARI, P. S. MENON et A. A. EHSAN : Analysis of biconical taper geometries to the transmission losses in optical microfibers. *Optoelectronics and Advanced Materials, Rapid Communications*, 6(11-12):988–992, 2012.
- [94] A. ASHKIN, J. M. DZIEDZIC et T. YAMANE : Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 330:769–771, 1987.
- [95] S. CHU : Laser manipulation of atoms and particles. *Science*, 253:861–866, 1991.
- [96] L. NOVOTNY, R. X. BIAN et X. S. XIE : Theory of nanometric optical tweezers. *Physical Review Letters*, 79(4):645–648, 1997.
- [97] R. ZHANG, X. ZHANG, D. MEISER et H. GIESSEN : Mode and group velocity dispersion evolution in the tapered region of a single-mode tapered fiber. *Optics Express*, 12(24):5840, 2004.
- [98] S. M. J. KELLY : Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton. *Electronics Letters*, 28(8):806–807, 1992.
- [99] J.-C. M. DIELS, J. J. FONTAINE, I. C. McMICHAEL et F. SIMONI : Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy. *Applied Optics*, 24(9):1270, 1985.

- [100] F. AMRANI, A. HABOUCHE, M. SALHI, H. LEBLOND, A. KOMAROV et F. SANCHEZ : Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter. *Applied Physics B*, 99(1-2):107–114, 2010.
- [101] P. LAZARIDIS, G. DEBARGE et P. GALLION : Time–bandwidth product of chirped sech² pulses: application to phase–amplitude-coupling factor measurement. *Optics Letters*, 20(10):1160, 1995.
- [102] Y. N. XU, D. ZHAN, L. LIU, H. SUO, Z. H. NI, T. T. NGUYEN, C. ZHAO et Z. X. SHEN : Thermal dynamics of graphene edges investigated by polarized Raman spectroscopy. *ACS Nano*, 5(1):147–152, 2011.
- [103] H. Y. NAN, Z. H. NI, J. WANG, Z. ZAFAR, Z. X. SHI et Y. Y. WANG : The thermal stability of graphene in air investigated by Raman spectroscopy. *Journal of Raman Spectroscopy*, 44(7):1018–1021, 2013.
- [104] Y. SUN, M. YANAGISAWA et T. HOMMA : Thermal stability of single-layer graphene subjected to confocal laser heating investigated by using in situ anti-Stokes and Stokes Raman spectroscopy. *Electrochemistry*, 85(4):195–198, 2017.

Annexes

Annexe A

Plateforme de soudure et de fusion-étirage

La plateforme sur laquelle la majorité des composants décrits dans ce document ont été fabriqués est la LDS^a du constructeur 3sae. Sa fonction initiale est la soudure de fibres ou de capillaires dont le diamètre est trop grand pour être effectuées dans des soudeuses compactes conventionnelles. La soudure est effectuée par un plasma dont la température peut dépasser celle de fusion de la silice ($\approx 1\,600\text{ °C}$).

Les fibres sont fixées sur deux plateformes qui possèdent trois degrés de liberté en translation. Nous notons (x, y, z) le repère tel que l'axe (x) représente la verticale, l'axe (y) la profondeur de la machine et (z) sa largeur. Une photo du dispositif est présentée en figure A.1. La première plateforme possède également un degré de liberté angulaire par rotation autour de (z) . La seconde plateforme peut tourner autour des axes (x) et (y) .

Les trois électrodes qui génèrent le plasma sont fixées sur une plateforme qui se déplace linéairement le long des trois axes (x) , (y) et (z) .

Deux caméras CCD — placées orthogonalement l'une par rapport à l'autre — permettent d'observer les fibres. Le système optique est tel qu'un pixel de la caméra représente un carré de $4,4\ \mu\text{m}^2$ dans la zone observée. La zone observable par chaque caméra mesure environ $3,5\ \text{mm} \times 2,6\ \text{mm}$. La caméra nommée « top » observe le plan (yz) et la caméra nommée « side » observe le plan (xz) . Elles donnent une image des fibres par éclairage arrière puisque les fibres sont installées entre deux diodes électroluminescentes et les caméras.

L'alignement angulaire des fibres et le centrage des cœurs est effectué par détection des bords sur les caméras. La figure A.2 montre deux fibres en cours d'alignement. Il a une précision de $0,01\text{ °}$.

La LDS peut également être utilisée pour effectuer des procédures de fusion-étirage, c'est-à-dire une réduction du diamètre d'une fibre installée sur les deux supports.

a. Pour « *large diameter splicer* » : soudeuse gros diamètre.

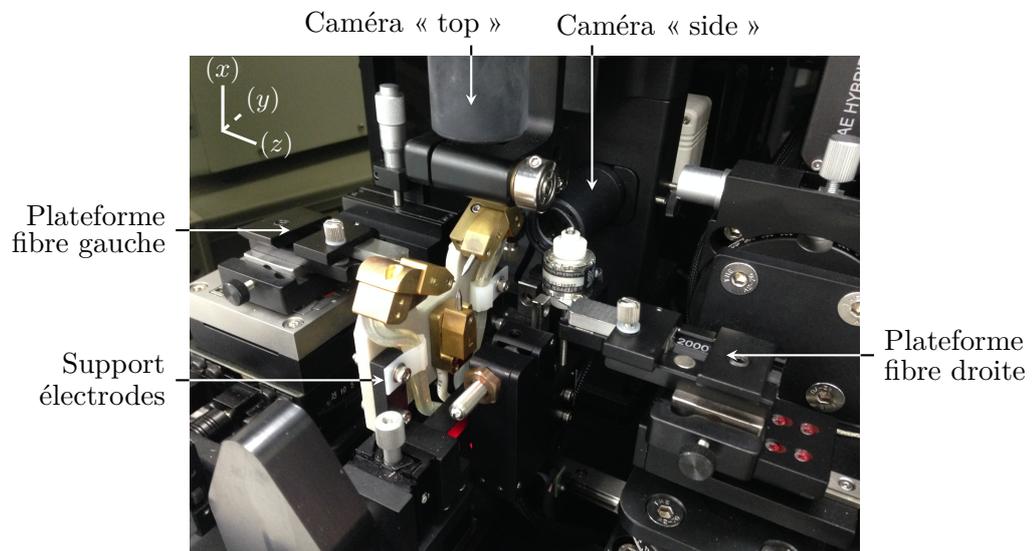


FIGURE A.1 – Photo de la LDS.

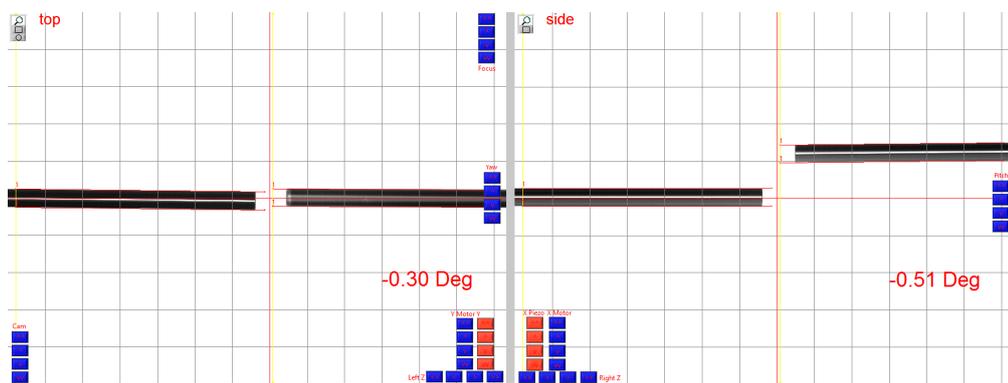


FIGURE A.2 – Deux fibres en cours d'alignement angulaire dans la LDS. Les caméras « top » et « side » donnent une image des fibres dans deux plans orthogonaux.

Annexe B

Mesure des caractéristiques d'un faisceau gaussien

Mesure directe de la divergence

La divergence d'un faisceau gaussien peut être mesurée à l'aide d'une lentille convergente et d'une caméra CCD. Lorsque la caméra est positionnée dans le plan focal image de la lentille et le faisceau à caractériser à une distance quelconque en amont de la lentille, on obtient une relation entre le rayon w_2 du faisceau mesuré par la caméra, la distance focale f de la lentille et la divergence totale Θ_1 du faisceau à caractériser :

$$\Theta_1 = \frac{2w_2}{f} \quad (\text{B.1})$$

Un schéma du montage est présenté en figure B.1.

Notons q_1 le rayon de courbure complexe du faisceau sur la face d'entrée de la lentille mince. Il est de la forme

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_1} - i\frac{\lambda}{\pi w_1^2} := a - ib \quad (\text{B.2})$$

La matrice de transfert de la propagation du faisceau testé est le produit de la matrice d'une lentille mince de distance focale f avec celle de la propagation en espace libre sur une distance f :

$$\begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} := \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

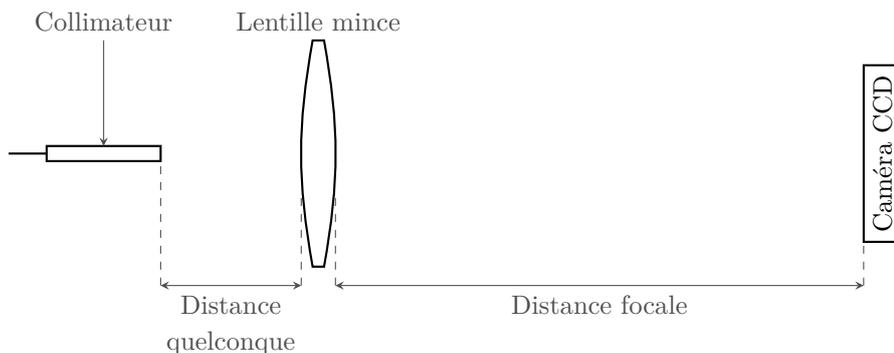


FIGURE B.1 – Schéma du montage de la mesure de divergence.

Le rayon de courbure complexe q_2 au niveau de la caméra vaut

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + \frac{D}{q_1}}{A + \frac{B}{q_1}} = \frac{a^2 + b^2 - \frac{a}{f}}{f(a^2 + b^2)} - i \frac{b}{f^2(a^2 + b^2)} := \frac{1}{R_2} - i \frac{\lambda}{\pi w_2^2} \quad (\text{B.4})$$

On trouve alors

$$w_2^2 = f^2 \frac{\pi^2 w_1^4 + \lambda^2 R_1^2}{\pi^2 w_1^2 R_1^2} \quad (\text{B.5})$$

À partir de l'équation (B.2), on a

$$q_1 = \frac{R_1 \pi^2 w_1^4 + i \lambda R_1^2 \pi w_1^2}{\pi^2 w_1^4 + \lambda^2 R_1^2} \quad (\text{B.6})$$

or

$$q_1 = z + i Z_{R1} \quad (\text{B.7})$$

d'où

$$Z_{R1} = \frac{\lambda R_1^2 \pi w_1^2}{\pi^2 w_1^4 + \lambda^2 R_1^2} \quad (\text{B.8})$$

En injectant l'équation (B.8) dans l'équation (B.5), on obtient

$$w_2^2 = \frac{f^2 \lambda}{\pi Z_{R1}} \quad (\text{B.9})$$

or les équations (1.15) et (1.16) donnent

$$\Theta_1 = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi Z_{R1}}} \quad (\text{B.10})$$

ce qui entraîne, à partir de l'équation (B.9)

$$w_2 = \frac{1}{2} f \Theta_1 \quad (\text{B.11})$$

La mesure est effectuée avec une caméra CCD ou une caméra à balayage de fente et une lentille mince dont la distance focale est choisie en fonction de la divergence à mesurer.

Position du col du faisceau et mesure du rayon en ce point

Pour déterminer le rayon du *waist* et sa position, le rayon du faisceau à caractériser est mesuré en plusieurs points au cours de sa propagation avec une caméra à balayage de fente qui peut se déplacer le long de l'axe optique. L'origine de propagation est définie sur la face de sortie du système optique et l'évolution théorique du rayon en fonction de la distance de propagation est

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(z - d_w)}{\pi w_0^2} \right]^2} \quad (\text{B.12})$$

avec w_0 le rayon au *waist* et d_w la distance entre la sortie du système optique et la position du *waist* du faisceau. Si d_w est négatif, le *waist* se trouve virtuellement à l'intérieur du système.

Les mesures sont approchées par cette équation et les grandeurs w_0 et d_w sont obtenues par la méthode des moindres carrés. Il est alors possible de caractériser complètement le faisceau comme décrit en partie 1.2.1, notamment la divergence.

Un collimateur commercial est caractérisé de cette manière à 1 550 nm. Les valeurs données par le constructeur sont regroupées dans le tableau B.1. Le rayon du faisceau est mesuré trente fois sur une distance de 150 mm. La figure B.2 présente les rayons mesurés et le *fit* gaussien calculé. L'allure attendue à partir des données du constructeur est également tracée.

L'erreur de mesure sur le rayon au *waist* et la divergence est faible, 2 % seulement. Il faut noter également que l'on retrouve la divergence et le rayon avec la même marge d'erreur lorsqu'on utilise la méthode de mesure de divergence directe. En revanche, la détermination de la position du *waist* est plus imprécise avec une erreur de près de 10 mm. Elle s'explique par la faible divergence du faisceau et donc la variation lente de son diamètre au voisinage du *waist*.

Caractéristique	Unité	Donnée constructeur	Mesure
Rayon au col	µm	200	196
Divergence	mrad	4,9	5,0
Position du col	mm	5	-2

TABLE B.1 – Caractéristiques du collimateur données par le constructeur et mesurées.

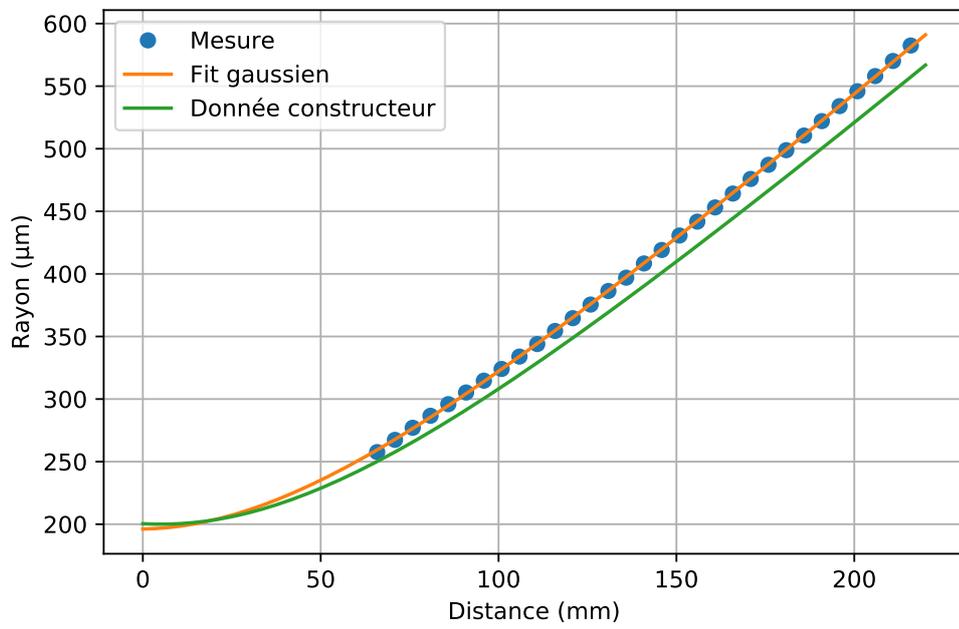


FIGURE B.2 – Caractérisation d'un collimateur commercial.

Annexe C

Verrouillage de mode

Fit des mesures d'absorption saturable

Cinq équations sont évoquées aux chapitres 4 et 5 pour *fit*ter les mesures d'absorption saturable. Elles sont utilisées pour s'adapter aux différentes allures d'absorption saturable mesurées expérimentalement. Les formules dépendent de l'absorption non saturable α_{ns} , de la modulation α_s entre les limites de transmission basse et haute et de la puissance de saturation du composant P_{sat} :

$$T_1(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} - \alpha_{ns} \quad (C.1)$$

$$T_2(P) = 1 - \alpha_s \exp\left(-\frac{P}{P_{sat}}\right) - \alpha_{ns} \quad (C.2)$$

$$T_3(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{\sqrt{\frac{P}{P_{sat}} + \left(\frac{P}{P_{sat}}\right)^2}} \times \operatorname{argth}\left(\sqrt{\frac{P}{P + P_{sat}}}\right) - \alpha_{ns} \quad (C.3)$$

$$T_4(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{\sqrt{1 + 3\frac{P}{P_{sat}}}} - \alpha_{ns} \quad (C.4)$$

$$T_5(P) = 1 - \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{P}{P_{sat}}\right)^{d_P}} - \alpha_{ns} \quad (C.5)$$

La figure C.1 présente l'allure des cinq équations avec les paramètres suivants :

- $P_{sat} = 30$ mW
- $\alpha_s = 70$ %
- $\alpha_{ns} = 20$ %
- $d_P = 4$, paramètre de contrôle de la pente de l'équation (C.5)

Les pertes linéaires et la modulation sont comparables d'une équation à l'autre et représentent les caractéristiques attendues. Concernant la puissance de saturation, la situation est différente. Pour les équations (C.1), (C.4) et (C.5), la puissance de saturation indique le moment où la transmission a augmenté de la moitié de la modulation :

$$T_{1,4,5}(P_{sat}) = 1 - \alpha_{ns} - \frac{1}{2}\alpha_s \quad (C.6)$$

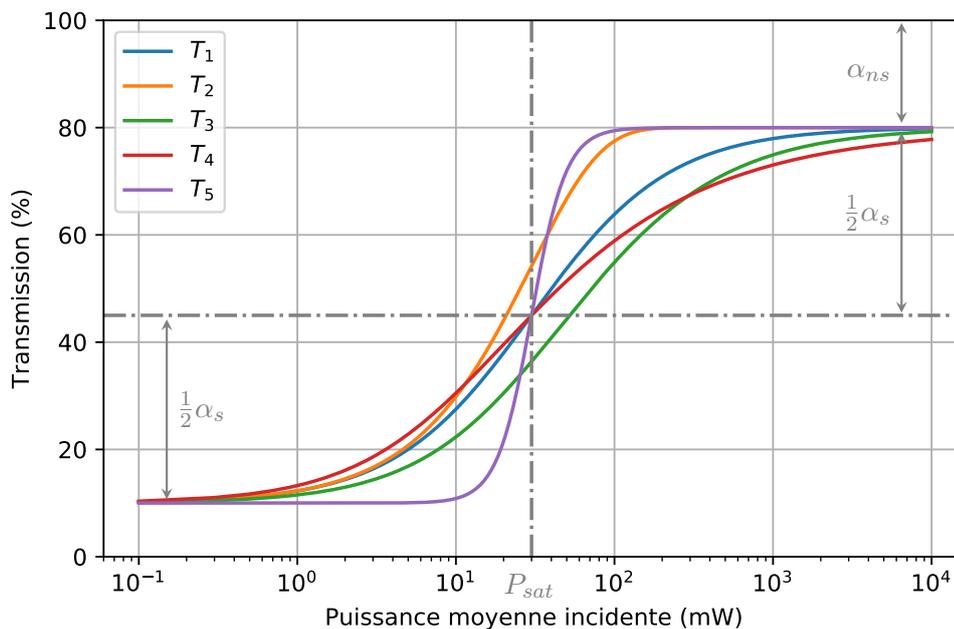


FIGURE C.1 – Comparaison des *fits* des courbes d'absorption saturable.

En revanche, pour les équations (C.2) et (C.3), on obtient

$$T_2(P_{sat}) = 1 - \alpha_{ns} - e^{-1}\alpha_s \approx 1 - \alpha_{ns} - 0,37\alpha_s \quad (\text{C.7})$$

$$T_3(P_{sat}) = 1 - \alpha_{ns} - \frac{\alpha_s}{\sqrt{2}} \times \text{artanh}\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right) \approx 1 - \alpha_{ns} - 0,62\alpha_s \quad (\text{C.8})$$

Il est ainsi difficile de comparer les mesures issues de publications dont le *fit* est différent, en particulier la puissance de saturation. La valeur de ce paramètre doit plutôt être considérée comme un ordre de grandeur.

Titre : Fonctions optiques basées sur des composants fibrés passifs

Mots clés : Composant passif, laser, fibre optique, collimateur, taper, graphène

Résumé : Le développement de composants fibrés passifs est un enjeu crucial dans le domaine des lasers à fibre car ils permettent de répondre aux besoins de marchés critiques. Cette étude s'intéresse à deux types de composants : les collimateurs qui servent à réduire la divergence du signal en sortie de laser et les absorbants saturables réels qui permettent d'obtenir des impulsions ultracourtes (ordre de la picoseconde).

Le travail sur les collimateurs fibrés a mené dans un premier temps à la conception d'un composant compact capable de transmettre jusqu'à 20 W de puissance continue. Un second collimateur plus complexe qui permet de contrôler également l'axe optique (déviation angulaire et centrage) par rapport à

la mécanique a été développé. La simulation du composant, la procédure d'assemblage et le banc d'alignement mis en place spécifiquement pour répondre à ce besoin sont détaillés.

Le second composant est un absorbant saturable réel fibré : un *taper* sur lequel du graphène est déposé. Le choix des caractéristiques de réduction de la fibre, sa fabrication et la technique de dépôt du graphène sont détaillés. Une étude de son intégration dans la cavité résonante d'un laser est présentée. Le laser émet des impulsions d'énergie 1 nJ, de durée 4 ps et a une puissance moyenne de 520 mW. Les limitations en puissance du composant sont également évoquées.

Title : Fiber-based passive components for optical functions

Keywords : Passive component, laser, optical fiber, collimator, taper, graphene

Abstract : The development of fiber-based passive components is at stakes in the industry of fiber lasers. They are key components in order to meet the needs of critical markets. Two kinds of components are studied: collimators and real saturable absorbers. The former's goal is to reduce the divergence of the output signal of a laser. When inserted in a cavity, the latter allows the generation of ultrashort pulses (order of the picosecond).

We first developed a compact fiber collimator capable of transmitting up to 20 W of continuous optical signal. A more complex collimator was then developed. We are able to control the deviation and centring of the optical axes thanks to its design. The simulation of the

component, the process of fabrication and the optical bench we specifically created for the alignment are discussed.

The second component that we worked on is a real saturable absorber: a taper with graphene deposited on its waist. The reduction of the fiber diameter, the fabrication of the component and the process of deposition of graphene are described. We also studied the way the component behaves in the resonant cavity of a laser. The laser generated ultrashort pulses with an energy of 1 nJ and a duration of 4 ps. The average power of the laser is 520 mW. The limitations of the component are also discussed.