



HAL
open science

Optique adaptative et non linéaire pour le contrôle spatial de la propagation dans une fibre multimodale

Etienne Deliancourt

► **To cite this version:**

Etienne Deliancourt. Optique adaptative et non linéaire pour le contrôle spatial de la propagation dans une fibre multimodale. Optique / photonique. Université de Limoges, 2021. Français. NNT : 2021LIMO0024 . tel-03234354

HAL Id: tel-03234354

<https://theses.hal.science/tel-03234354v1>

Submitted on 25 May 2021

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.

Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)**

Laboratoire Xlim – Axe Photonique – Equipe PhoCal

Thèse pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité Photonique

Présentée et soutenue par

Etienne Deliancourt

Le 2 avril 2021

**Optique adaptative et non linéaire pour le contrôle spatial de la
propagation dans une fibre multimodale**

Thèse dirigée par Vincent Kermene et Agnès Desfarges-Berthelemot

Composition du jury :

Rapporteurs

M. Laurent Bigot, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire PhLAM, Université de Lille – CNRS

M. Hervé Maillotte, Directeur de recherche CNRS, Institut Femto-ST, Université de Bourgogne-Franche-Comté – CNRS

Examineurs

M. Patrick Georges, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School – Université Paris-Saclay – CNRS

M. Vincent Couderc, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Xlim, Université de Limoges – CNRS

M. Vincent Kermene, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Xlim, Université de Limoges – CNRS

Mme Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeure des Universités, Laboratoire Xlim, Université de Limoges – CNRS

Invités

M. Alessandro Tonello, Maître de Conférence, Laboratoire Xlim, Université de Limoges – CNRS



Le problème, c'est que les humains ont un don pour désirer ce qui leur fait le plus de mal.
Harry Potter à l'école des sorciers, Dumbledore

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite remercier messieurs MAILLOTTE et BIGOT pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèses. Je remercie également l'ensemble des membres du jury qui a été présidé par le directeur de recherche COUDERC d'avoir évalué ces travaux de doctorat.

Je remercie mes directeurs de thèse Vincent KERMENE et Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT, mais également Alain BARTHÉLEMY et Marc FABERT qui se sont investis dans l'encadrement de mes travaux. Je les remercie pour leur patience, leurs conseils. Mais également pour la bonne humeur quotidienne au sein de l'équipe qui a créé un lieu d'où il est agréable de travailler et d'apprendre. Évidemment, ce manuscrit ne serait pas ce qu'il est aujourd'hui sans leur investissement et leurs soutiens pour y apporter les corrections nécessaires.

Je réserve évidemment une place importante dans ces remerciements à tous les doctorants du laboratoire avec qui j'ai pu interagir aussi bien professionnellement que personnellement. Tout particulièrement mes anciens collègues de bureau Jérémy et Raphaël qui ont donné un bureau vivant et chaleureux. Merci au couloir de photonique A (Romain, Geoffroy, Baptiste, Marie-Alicia, Raphaël, Yann et bien d'autres) pour les pauses café, les soirées, les barbecues et votre bonne humeur. Big up à GPPMM pour un CLEO Europe que je ne suis pas près d'oublier !

Une dédicace spéciale à la bande de doctorants/amis (Flavien, Hugo, Maxime, Lova, Thomas et Gabin) qui répond lorsque « Le Gondor appelle à l'aide ! ». Merci également aux belles rencontres (qui se reconnaîtront) faites lors de mes années d'études. Merci aux potes du lycée qui sont toujours là après tout ce temps. Enfin, merci à mes potes les plus anciens Maxime et Quentin à qui je suis obligé de penser dans ces remerciements (et non Quentin, je n'ai pas de note à ma thèse !).

Mes derniers remerciements vont à mes parents et à ma famille qui ont accepté mon souhait de faire de courtes études ce qui m'a naturellement amené à entreprendre une thèse. Merci pour le soutien inconditionnel sur un sujet très abstrait et pendant la période difficile de la rédaction en temps de COVID (il fallait bien l'évoquer à un moment...). En tout cas, merci à vous d'être là.

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Table des matières

Introduction Générale.....	17
Chapitre I. Les effets non linéaires dans les fibres optiques multimodales.....	21
Introduction.....	21
I.1. Généralités sur les fibres optiques multimodales	22
I.1.1. Principe de guidage et fibre multimodale	22
I.1.2. Dispersion dans les fibres optiques	26
I.2. Propagation en régime non linéaire dans les fibres optiques.....	29
I.2.1. Effets non linéaires à réponse élastique	29
I.2.1.1. Modulation de phase.....	30
I.2.1.1.1. Automodulation de phase	30
I.2.1.1.2. Modulation de phase croisée	31
I.2.1.1.3. Effets spatiaux de la modulation de phase.....	31
I.2.1.2. Mélange à quatre ondes.....	32
I.2.2. Effets non linéaires à réponse inélastiques.....	33
I.2.3. Interactions non linéaires dans les fibres multimodales	34
I.3. Nettoyage spontané de la distribution transverse de champ se propageant dans une fibre à gradient d'indice parabolique	38
I.3.1. Nettoyage de faisceau spontané dans une fibre à gradient d'indice parabolique par processus non linéaire inélastique.....	38
I.3.2. Autonettoyage de faisceau par effet Kerr.....	40
I.3.2.1. Description du phénomène	40
I.3.2.2. Interprétations théoriques possibles	44
I.3.2.2.1. Attracteur universel instable.....	44
I.3.2.2.2. Analogie avec le phénomène de faible turbulence en hydrodynamique ...	45
I.3.2.2.3. Analogie avec le phénomène de thermalisation et de condensation	47
I.3.2.2.4. Exploitation du réseau créé par l'auto-imagerie dans une fibre multimode de type GRIN	51
Conclusion.....	55
Chapitre II. Pré-compensation de front d'onde pour une propagation contrôlée dans des milieux complexes linéaires et non-linéaires.....	57
II.1. Introduction	57
II.2. Les différentes techniques de mise en forme du front d'onde pour maîtriser la propagation dans des milieux linéaires complexes	58
II.2.1. Contrôle de front d'onde appliqué à la propagation à travers des milieux diffusants	58
II.2.2. Procédés opto-numériques exploités pour la mise en forme de front d'onde	60
II.2.2.1. Méthodes directes de structuration de front d'onde pour contrôler la propagation d'un faisceau cohérent dans un milieu complexe	60
II.2.3. Algorithmes d'optimisation itérative pour maîtriser la propagation d'un faisceau cohérent dans un milieu complexe	65
II.3. Contrôle de front d'onde dédié à la propagation à travers une fibre multimodale	72
II.3.1. Mise en forme spatiale en extrémité de fibre optique.....	72
II.3.1.1. Focalisation à travers une fibre multimodale	72
II.3.1.1.1. Focalisation sur un point unique	73
II.3.1.1.2. Focalisation multipoint	75

II.3.1.2. Synthèse modale	76
II.3.2. Mise en forme temporelle d'impulsions.....	77
II.3.3. Profilage de rayonnements optiques cohérents en présence de non-linéarités....	79
II.3.3.1. Contrôle de la propagation en milieu non linéaire volumique.....	80
II.3.3.2. Contrôle de la propagation dans une fibre multimodale non linéaire	81
II.4. Conclusion	86
Chapitre III. Synthèse modale et mise en forme spatiale par structuration adaptative du front d'onde à travers une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique, en régime non linéaire.....	87
III.1. Introduction	87
III.2. Détermination des paramètres clés du système adaptatif	88
III.2.1. Structuration de front d'onde et couplage dans la fibre multimode.....	88
III.2.2. Fonction objectif de la boucle d'asservissement	92
III.2.3. Algorithme d'optimisation adaptatif	94
III.3. Démonstration expérimentale d'un système agile et dynamique de mise en forme spatiale d'un faisceau en combinant effets non linéaires et optique adaptative	98
III.3.1. Montage expérimental	98
III.3.2. Synthèse non linéaire d'un catalogue de modes basée sur l'utilisation d'une métrique spatiale	100
III.3.2.1. Apport de la boucle d'optimisation sur l'autonettoyage par effet Kerr en faveur du mode fondamental	100
III.3.2.2. Synthèse non linéaire d'un panel de modes d'ordre bas	103
III.3.2.3. Influence de la puissance sur la synthèse modale.....	107
III.4. Conclusion	110
Chapitre IV. Étude numérique et expérimentale de l'influence de la pré-compensation du front d'onde sur le phénomène de thermalisation de la population modale dans une fibre à gradient d'indice parabolique.....	113
IV.1. Introduction.....	113
IV.2. Présentation du modèle numérique de propagation d'onde dans une fibre multimodale	114
IV.2.1. Modèle numérique utilisé pour simuler la propagation d'un champ intense dans une fibre multimodale GRIN	114
IV.2.2. Limitations du modèle	120
IV.3. Gestion adaptative de la thermalisation de la population modale.....	122
IV.3.1. Mise en évidence des couplages intermodaux et des transferts d'énergie	122
IV.3.2. Conditions d'excitation pour une synthèse modale avec une contrainte en sortie de fibre optique	125
IV.3.3. Dynamique de la synthèse modale par effet Kerr et son influence sur le phénomène de thermalisation	132
IV.4. Conclusion.....	137
Conclusion Générale et Perspectives.....	139
Références bibliographiques	143
Liste des publications	151
Revue internationale à comité de lecture :.....	151
Communications orales à des conférences internationales à comité de lecture	151
Poster	151

Table des illustrations

Figure I.1 : Représentation schématique d'une fibre optique.	22
Figure I.2 : Décomposition et illustration de modes LP en modes électromagnétiques (Kitayama 2013).	23
Figure I.3 : Courbe de dispersion des modes d'une fibre à saut d'indice (Kitayama 2013). ..	24
Figure I.4 : Profil d'indice de réfraction et schématisation du guidage par des rayons pour (a) une fibre à saut d'indice et (b) une fibre à gradient d'indice parabolique.....	24
Figure I.5 : Illustration des déformations temporelles subies par une impulsion lors de la propagation en présence de (a) dispersion intermodale et (b) dispersion chromatique.....	27
Figure I.6 : Évolution de la dispersion chromatique de la silice en fonction de la longueur d'onde dans le domaine du proche infrarouge.	28
Figure I.7 : Illustration de l'influence de l'automodulation de phase dans les domaines (a) temporel et (b) spectral.....	31
Figure I.8 : Illustration de la propagation d'un faisceau dans un cristal photoréfractif en présence de non-linéarité avec l'établissement d'un soliton spatial (en haut) et sans non-linéarité (en bas) (Chen, Segev, and Christodoulides 2012).	32
Figure I.9 : Représentation fréquentielle du mélange à quatre ondes (a) dans le cas général et (b) dans le cas dégénéré.	33
Figure I.10 : Diagramme d'énergie de la génération de nouvelles fréquences Stokes (gauche) et Anti-Stokes (droite) où h est la constante de Planck réduite.	34
Figure I.11 : (a) Spectres numériques et expérimentaux des fréquences générées par GPI en regard avec les valeurs théoriques, (b) répartition intensimétrique en sortie de fibre optique à différentes longueurs d'onde (Krupa et al. 2016).	37
Figure I.12 : Simulation numérique du nettoyage de faisceau par diffusion Raman stimulée. Répartition d'intensité de l'onde de pompe (colonne de gauche) et de l'onde Stokes générée (colonne de droite), (a-b) dans une fibre à gradient d'indice et (c-d) dans une fibre à saut d'indice (Terry et al. 2007).	39
Figure I.13 : Gains moyens relatifs entre les modes Stokes pour 50 000 conditions d'injection différentes de l'onde pompe pour des fibres à saut et à gradient d'indice (Terry et al. 2007).	40
Figure I.14 : Évolution en fonction de la puissance crête (a-d) de la répartition transverse de l'intensité avec (a'-d') les profils correspondants et (e) de la qualité du faisceau représentée par le paramètre M^2 (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).....	41
Figure I.15 : Évolution du spectre en fonction de la puissance crête (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).	41
Figure I.16 : Démonstration expérimentale de l'autonettoyage par effet Kerr en régime d'impulsion femtoseconde. (a) Évolution du spectre et (b) évolution de la répartition transverse de l'intensité en sortie d'une fibre à gradient d'indice parabolique de 20 cm en fonction de l'énergie de l'impulsion. (Liu et al. 2016).	42

Figure I.17 : Démonstration expérimentale de l'autonettoyage vers le mode LP_{11} (Deliancourt et al. 2019a).	43
Figure I.18 : Mise en évidence de la conservation de la cohérence par l'autonettoyage par effet Kerr (a) montage expérimental pour faire interférer deux faisceaux autonettoyés, (b) évolution spatiale des faisceaux de chaque bras en fonction de la puissance crête et la superposition des deux à forte puissance et (c) Spectre résolu spatialement de l'interférence entre deux faisceaux autonettoyés (Fabert et al. 2020).	43
Figure I.19 : Évolution (a) du spectre (b) du diamètre du faisceau et (c) de la répartition transverse du faisceau en sortie de 100 m d'une fibre de type GRIN guidant 55 modes en présence d'un attracteur en fonction de l'énergie de l'impulsion initiale (Wright et al. 2016). 45	
Figure I.20 : Photographie de la planète Jupiter montrant les turbulences de son atmosphère et le « Great Red Spot ».	46
Figure I.21 : Études numérique (a-d) et expérimentale (e-h) réalisées pour un faisceau incident de $15\mu\text{m}$ (première ligne) et de $30\mu\text{m}$ (deuxième ligne) de rayon. (Podivilov et al. 2019).	47
Figure I.22 : Représentation de l'augmentation du nombre d'atomes se trouvant à l'état fondamental d'énergie avec la diminution de la température (Crédits : NASA/JPL-Caltech). 48	
Figure I.23 : Démonstration expérimentale de la condensation de l'énergie optique utilisant un milieu non linéaire artificiellement très long. (a) Schéma du montage expérimental utilisant deux modulateurs spatiaux de lumière (SLM) et un cristal photoréfractif (SBN-75) activé par la tension V , (b) Évolution de l'énergie dans l'espace de Fourier en fonction de l'énergie cinétique des particules E/N (C. Sun et al. 2012).	49
Figure I.24 : Étude numérique mettant en évidence la condensation d'ondes optiques dans une fibre multimode où (a) et (b) représentent les répartitions d'intensités transverses respectivement en $z=0$ et $z=7$ m. Évolution au cours de la propagation de (c) la fraction de puissance sur le mode fondamental, (d) l'entropie du système (Aschieri et al. 2011).	50
Figure I.25 : Evolution (ligne du haut) de la répartition d'intensité du champ optique et (ligne du bas) de la population modale np/N le long d'une fibre à gradient d'indice en présence de désordre structurel. [Mode fondamental $p=0$ en rouge, $p=1$ (bleu foncé), $p=2$ (bleu), $p=3$ (bleu clair), $p=4$ (cyan), $p=5$ (vert clair), $p=6$ (vert), $p=7$ (jaune), $p=8$ (orange)]	51
Figure I.26 : (a) Mise en évidence expérimentale de l'auto-imagerie dans une fibre à gradient d'indice par génération paramétrique dont le spectre est présenté en (b) (Krupa, Tonello, et al. 2019).	52
Figure I.27 : Représentation schématique des couplages non linéaires entre modes de groupes différents facilités par l'espacement régulier de leur constante de propagation. La flèche bleue représente la contribution de l'automodulation de phase sur le mode fondamental.	53
Figure I.28 : Illustration numérique du gain en énergie du mode fondamental à basse intensité (courbes bleues) et à forte intensité (courbes rouges) sur la base des modes d'Hermite-Gauss. (a, b, e, f) Évolution au cours de la propagation de la proportion d'énergie portée respectivement par les modes HG00, HG20, HG22 et HG40.	54

Figure II.1 : (a) Schéma représentant la propagation de photons à travers un milieu diffusant. (b) Exemple d'un champ tavelé en sortie d'un milieu diffusant issu de l'article (Popoff et al. 2010).	58
Figure II.2 : Schéma de principe de la pré-compensation d'un front d'onde. Première ligne, traversée d'un milieu diffusant par (a) un front d'onde plan et (b) un front d'onde spécifiquement structuré pour une focalisation. Deuxième ligne, répartition intensimétrique dans le plan d'observation pour (c) le cas (a) et (d) le cas (b). Figure tirée de (Vellekoop and Mosk 2007).	59
Figure II.3 : Démonstration expérimentale de la conjugaison de phase optique. Intensité (a) et phase (b) du faisceau conjugué reconstruit et (c) exemple de focalisation à travers la fibre optique (Papadopoulos et al. 2012).	61
Figure II.4 : (a) Montage expérimental utilisé pour mesurer la matrice de transmission d'un milieu diffusant. Démonstration d'une (a) focalisation unique et (b) focalisation multipoint. Les inserts montrent la coupe transverse de ses focalisations avec des échelles similaires (Popoff et al. 2010).	62
Figure II.5 : Exemples de focalisations réalisées à trois longueurs d'onde différentes ((a, d, g) première colonne : 797 nm, (b, e, h) deuxième colonne : 800 nm et (c, f, i) troisième colonne : 803 nm) en utilisant une matrice de transmission avec trois composantes spectrales (Andreoli et al. 2015).	63
Figure II.6 : Schéma de principe d'un réseau de neurones de type fully connected composé des données d'entrées (vert) et de sorties (rouge) reliées par quatre couches cachées (gris).	64
Figure II.7 : Représentation schématique du fonctionnement des algorithmes (a) séquencé pas à pas (SSA), (b) séquencé continu (CSA) et (c) partitionné (PA). Les actuateurs blancs ont une phase quelconque, les rouges sont ceux en cours de modification et les gris sont ceux avec la phase optimale (Vellekoop and Mosk 2008).	67
Figure II.8 : Courbe d'évolution de la fonction objectif pour les différents algorithmes séquencés dans le cas d'une focalisation à travers un milieu diffusant à l'aide de 1804 pixels de SLM (étude numérique). η dit facteur de renforcement, est le rapport de puissance, au cours de l'optimisation par rapport au début de l'optimisation, dans la zone visée par la focalisation et T/T_i représente le nombre d'itérations réalisées. Courbes extraites de (Vellekoop and Mosk 2008).	68
Figure II.9 : Schéma de fonctionnement d'un algorithme génétique (Conkey et al. 2012).	69
Figure II.10 : Pré-compensation du front d'onde utilisant l'algorithme 3N PSA pour focaliser un faisceau en sortie d'une fibre optique à 19 cœurs couplés, de 1,5 m de long, et dont les cœurs sont délimités par l'hexagone en pointillés blancs. Répartition intensimétrique pour (a) un front d'onde incident non structuré et (b) un front d'onde optimisé pour la focalisation dans la zone délimitée par le cercle discontinu blanc (Florentin et al. 2016).	70
Figure II.11 : Focalisation en extrémité d'une fibre optique multimode dans le cas d'une zone cible (a) centrée, (b) légèrement décentrée et (c) proche de la gaine qui est délimitée par le trait continu blanc en utilisant un algorithme d'optimisation itérative (Mahalati et al. 2012).	74
Figure II.12 : Opérateur de focalisation pour 1024 positions sur le cœur de la fibre réalisé à partir de la matrice de transmission de la fibre sous test. L'insert du bas est un zoom sur la	

diagonale et l'insert du haut représente l'efficacité de focalisation en fonction du positionnement sur le cœur de la fibre, blanc étant la valeur maximale (normalisée) (Florentin et al. 2018a).	75
Figure II.13 : (a) Exemple de synthèse de modes purs en sortie d'une fibre optique pour quatre modes spécifiques (Qiu et al. 2018). (b) Montage utilisé par (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2015a) pour faire de la synthèse modale utilisant un SLM en entrée.....	76
Figure II.14 : Quelques exemples de modes à moment orbital angulaire suivant une distribution de Bessel-Gauss (Zhou and Wang 2018).....	77
Figure II.15 : (a) Utilisation de la conjugaison numérique de phase pour comprimer temporellement une impulsion propagée dans une fibre multimodale (Morales-Delgado et al. 2015). Résultats expérimentaux de (Mounaix and Carpenter 2019), utilisant une matrice de transmission résolue temporellement pour (b) favoriser ou (c) dépléter l'intensité crête à un instant T de l'impulsion.	78
Figure II.16 : Évolution du signal de la photodiode à absorption à deux photons en fonction des modes principaux (étude numérique). Les inserts représentent les répartitions intensimétriques transverses du mode principal le plus rapide, à vitesse intermédiaire et le plus lent pour une impulsion initiale de 240 fs de durée (Florentin et al. 2018b).	79
Figure II.17 : Démonstration de focalisations à travers un milieu diffusant et un milieu non linéaire de type Kerr. 1 ^{ère} ligne : Sans pré-compensation du front d'onde, 2 ^{ème} ligne : Le front d'onde est structuré avec un algorithme génétique. (a, d) Milieu diffusant + Milieu linéaire, (b, e) Milieu diffusant + Milieu défocalisant et (c, f) Milieu diffusant + Milieu focalisant (Frostig et al. 2017).	81
Figure II.18 : Résultat de focalisations à travers une fibre amplificatrice (a) en l'absence de gain, (b) en présence de gain et avec la même structuration de phase que pour (a) et (c) en présence de gain et après un nouveau passage dans l'algorithme d'optimisation (Florentin et al. 2016).	83
Figure II.19 : (a) Montage expérimental de (Tzang et al. 2018) permettant avec le SLM non activé de générer (b) une cascade Raman dans 1 km de fibre optique de type GRIN.	83
Figure II.20 : Utilisation d'un algorithme génétique pour contrôler les non-linéarités d'une fibre pour (a) optimiser la génération d'une onde anti-Stokes, (b) décaler spectralement un peigne de raies Raman, (c) réduire fortement les effets non linéaires sans pertes d'injection et (d) contrôler une raie Raman spécifiquement (Tzang et al. 2018).....	84
Figure III.1 : Schéma de principe du contrôle adaptatif du rayonnement à travers une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique (GRIN-MMF).	88
Figure III.2 : Illustration des groupements d'actuateurs en macro-pixels à partir d'un SLM de 952 actuateurs (jaune) semblable à celui utilisé dans les expérimentations ultérieures.	89
Figure III.3 : Influence de la pixellisation du front d'onde par le SLM sur le couplage dans la fibre en regard de la dimension (à mi-hauteur en intensité) du faisceau gaussien injecté et du nombre de macro-pixels du miroir déformable. Les zones colorées délimitent l'écart-type des résultats calculés, les moyennes sont représentées par les traits pleins.....	90
Figure III.4 : Influence de la pixellisation du front d'onde incident et de son diamètre (mesuré à mi-hauteur en intensité) sur la capacité à exciter les modes de la fibre. Seuls les modes portant au moins 1 % de l'énergie totale sont considérés.	91

Figure III.5 : Influence du nombre d'éléments du modulateur spatial de lumière sur la population modale excitée. La base modale représentée en abscisse est organisée par constante de propagation décroissante de gauche à droite. En ordonnées, sont calculés les poids en puissance de chaque mode LP_{mn} couplé dans la fibre. Le diamètre du faisceau incident sur la fibre est de 30 μm (à mi-hauteur de l'intensité).	92
Figure III.6 : Synthèse des modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21} en régime non linéaire, en utilisant une métrique basée sur un filtrage spatial combiné à un photodétecteur monopixel. Les filtres utilisés sont montrés dans les inserts.	94
Figure III.7 : Principe de fonctionnement de l'algorithme partitionné dans le cas où cinq actuateurs sont modifiés simultanément (encadrés en noir) sur une plage d'actionnement divisée en cinq paliers (illustrés par le code couleur). En dessous des cartes de phase, sont indiquées les valeurs de la fonction objectif correspondantes.	96
Figure III.8 : Présentation (a) du laser Sirius de chez Spark Laser (image extraite du site internet de Spark Laser) et (b) du miroir déformable Kilo-CS-0.6-SLM de chez Boston Micromachines (image extraite de (Morgan et al. 2019)).	98
Figure III.9 : Schéma de principe du montage expérimental avec structuration du front d'onde en amont d'une fibre multimode (FMM) à gradient d'indice. ((L, L')T1 : Lentilles Télescope 1 ($\times -10$), (L, L')T2 : Lentilles Télescope 2 ($\times -1/187,5$), (L, L')T3 : Lentilles Télescope 3 ($\times -37,5$), LCP : Lentille d'imagerie du champ proche, LCL : Lentille d'imagerie du champ lointain, CSP : Cube séparateur de polarisation, $\lambda/4$: Lame quart d'onde, M : Miroir plan, $\lambda/2$: Lame demi-onde, S : Séparatrice)	99
Figure III.10 : Évolution de la différence d'indice Δn en fonction du rayon de la fibre optique considérée, obtenue par mesure interférométrique transverse.	99
Figure III.11 : Illustration de l'apport de la boucle de rétroaction sur l'autonettoyage par effet Kerr sur le mode fondamental. Champ proche (1ère ligne) et champ lointain (2ème ligne), (a, c) sans processus d'optimisation et (b, d) avec processus d'optimisation. Les coupes transverses sont prises au centre de la fibre selon les axes verticaux.	101
Figure III.12 : Évolution de la valeur de la fonction objectif correspondante à l'optimisation sur le mode fondamental présenté sur la Figure III.11. Les traits pointillés verticaux délimitent les 5 séquences d'optimisations décrites dans le Tableau III.1.	102
Figure III.13 : Spectre mesuré en sortie de la fibre multimodale dans le cas de la synthèse du mode fondamental pour une puissance crête de 38 kW.	102
Figure III.14 : Résultats expérimentaux de la synthèse de modes sur six modes autres que le mode fondamental en utilisant un processus itératif. Pour chaque mode, respectivement (a) LP_{11} , (b) LP_{12} , (c) LP_{02} , (d) LP_{31} , (e) LP_{21} et (f) LP_{22} , les champs proches (encadrés en rouge) et lointains (encadrés en bleu) sont représentés.	103
Figure III.15 : Évolution de la valeur de la fonction objectif correspondante aux optimisations pour la synthèse des six modes présentés sur la Figure III.14. Les traits pointillés verticaux délimitent les 5 séquences d'optimisations décrites dans le Tableau III.1.	104
Figure III.16 : Images du faisceau en sortie de fibre par le spectro-imageur lors de la synthèse des modes (a) LP_{01} , (b) LP_{11} , (c) LP_{21} et (d) LP_{12} avec en insert l'orientation de la fente par rapport aux répartitions d'intensité des modes. La longueur d'onde indiquée (en abscisse) est relative à la longueur d'onde fondamentale (1064 nm).	105

Figure III.17 : Répartition transverse en champ proche (ligne du haut) et champ lointain (ligne du bas) dans le cas de la synthèse du mode LP_{11} . (a et c) sur la polarisation pour laquelle a eu lieu l'optimisation (b et d) sur la polarisation orthogonale.....	106
Figure III.18 : Tentative de sélection modale en régime de propagation linéaire à l'aide d'une boucle d'optimisation. (a) et (d) montrent la répartition de l'intensité sans structuration du front d'onde tandis que (b, e) et (c, f) correspondent à des tentatives d'optimisations sur les modes LP_{01} et LP_{11} respectivement. Sur la première ligne sont représentés les champs proches (les zones délimitées par des cercles gris montrent la largeur à mi-hauteur du mode ou des lobes de mode visés) alors que la deuxième ligne montre les champs lointains correspondants.....	107
Figure III.19 : Évolution, en fonction de la puissance crête mesurée en sortie de fibre, de la valeur de la corrélation en intensité en champ proche (rouge), en champ lointain (bleu) et du produit des deux (noir) entre la distribution intensimétrique relevée et celle théorique ciblée dans le cas (a) du mode fondamental, (b) du mode LP_{11} et (c) du mode LP_{21} . Les inserts représentent la répartition transverse du champ lointain à différents niveaux de puissance.	109
Figure IV.1 : Composition de la base modale de la fibre triée selon les groupes de modes dégénérés. La répartition transverse de l'intensité des modes des cinq premiers groupes est représentée dans l'insert.	115
Figure IV.2 : Schéma de principe de la méthode de résolution de Fourier à pas séparés dans le cas de la propagation d'une onde guidée dans une fibre multimode, résolue spatialement, soumise à l'effet Kerr. Les termes TF et TF^{-1} font respectivement référence à la transformée de Fourier spatiale directe et inverse.....	117
Figure IV.3 : Répartition transverse du mode LP_{43} dans la fenêtre spatiale de $200 \times 200 \mu\text{m}$ utilisée pour la modélisation numérique. L'insert zoom sur le cœur de la fibre.	118
Figure IV.4 : (a) Évolution de l'intensité au centre de la fibre pour une résolution longitudinale de $1 \mu\text{m}$ (courbe noire), $10 \mu\text{m}$ (courbe rouge) et $50 \mu\text{m}$ (courbe jaune). (b) Erreurs relatives entre l'intensité obtenue pour δz de $1 \mu\text{m}$ et celle obtenue pour $\delta z = 10 \mu\text{m}$ (courbe rouge) et $50 \mu\text{m}$ (courbe jaune).	119
Figure IV.5 : Étude statistique sur 25 tirages aléatoires de phases différents (trait plein : valeur moyenne, zone colorée : écart-type) de l'évolution du poids des groupes de modes lors de la propagation dans une fibre de type GRIN d'une longueur de 3 m et pour un champ incident de 6 GW/cm^2 d'intensité en présence d'effets non linéaires. L'insert montre le cas d'une propagation en régime linéaire.....	123
Figure IV.6 : Mise en évidence des couplages intermodaux induits par effets non linéaires dans le cas de l'excitation sélective des modes (a, b) LP_{02} et (c, d) LP_{22} . Évolution du poids des modes m, n représentés par les coefficients de la décomposition modale ($ C_{mn} ^2$) le long de la fibre.....	124
Figure IV.7 : Illustration et validation du modèle de propagation en sens inverse pour une fibre d'un mètre et avec une intensité de 2 GW/cm^2 répartie équitablement sur les cinq premiers modes de la fibre. Le trajet de 1 à 2 montre la propagation en sens inverse du champ recherché en $z=L$ et le trajet de 3 à 4 correspond à la propagation en sens direct du champ initial ($z=0$) obtenu en sens inverse.....	126

Figure IV.8 : (a) Illustration du modèle de propagation rétrograde dans le cas de la synthèse du mode LP_{11}	126
Figure IV.9 : Étude statistique sur 25 tirages aléatoires de phases différents (trait plein : valeur moyenne, zone colorée : écart-type) de l'évolution du poids des modes lors de la propagation dans une fibre de type GRIN d'une longueur de 1 m pour de la synthèse modale sur les modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21} et pour 2 GW/cm^2 d'intensité en présence d'effets non linéaires. L'insert montre le cas d'une propagation en régime de linéaire.	128
Figure IV.10 : Projection sur la base modale des modes LP_{mn} des cartes de phase expérimentales associée à un profil d'amplitude gaussien et de $35 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur de l'intensité pour la synthèse des modes (a) LP_{01} , (b) LP_{11} , (c) LP_{21} , (d) LP_{12} et (e) LP_{31}	129
Figure IV.11 : Cartes de phases expérimentales obtenues pour la synthèse du mode LP_{11} pour une propagation (a) non linéaire et (b) linéaire. (c) Décomposition sur la base des groupes modaux des cartes de phase expérimentales associées à un faisceau gaussien de $35 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur. Les inserts montrent la répartition transverse de l'intensité obtenue après le processus d'optimisation.	130
Figure IV.12 : Décomposition sur la base des groupes de modes en utilisant la carte de phase expérimentale ($Carte_{mn}$) obtenue pour la synthèse du mode LP_{mn}	131
Figure IV.13 : Illustration des modifications de la répartition transverse de l'intensité induites par des perturbations mécaniques sur la fibre après la synthèse adaptative de modes. (b, c) et (e, f) montrent des répartitions d'intensité lorsque la fibre est manipulée et donc perturbée, respectivement pour la synthèse des modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21}	132
Figure IV.14 : Évolution de la population modale (colonne de gauche) et des groupes modaux (colonne de droite) lors de leur propagation sur 3 m de fibre multimodale pour des conditions initiales optimisées pour synthétiser un mode après 1 m de propagation (pointillés rouges).....	133
Figure IV.15 : Résultats expérimentaux de cutback à la suite de la synthèse adaptative de quatre modes (de gauche à droite respectivement LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} et LP_{12}). La première ligne donne les répartitions intensimétriques à la suite du processus d'optimisation pour une fibre de longueur $L=5 \text{ m}$. Les deuxièmes et troisièmes lignes montrent l'évolution du champ proche pour la même fibre raccourcie de respectivement 5 mm et 68 mm.	135

Table des tableaux

Tableau I.1 : Comparaison du nombre de modes guidés dans une fibre à saut d'indice et une fibre à gradient d'indice parabolique.	25
Tableau II.1 : Tableau récapitulatif du nombre de mesures nécessaires théoriques ou estimées aux algorithmes itératifs décrits pour optimiser une fonction objectif simple avec un SLM dans le cas d'une mesure non bruitée et de leur résistance au bruit.	71
Tableau III.1 : Évolution des paramètres utilisés lors du processus d'optimisation	97
Tableau III.2 : Pertes de couplage dans la fibre entraînées par la structuration du front d'onde pour la synthèse de modes, avec P_{Ini} (45 kW) et P_{Opt} sont respectivement les puissances crêtes mesurées en sortie de la fibre avant et après le processus d'optimisation.	104
Tableau IV.1 : Exemples de longueurs de battement entre modes au cours de la propagation.	118

Introduction Générale

La fibre optique, capable de guider la lumière sur de grandes distances avec de faibles pertes, tout en étant souple et simple d'utilisation, a été une rupture technologique pour les télécommunications. C'est notamment avec des fibres monomodes que des records de débit de transmission ont été obtenus. Par ailleurs, la très bonne qualité spatiale du faisceau délivrée par ce type de fibre a très largement étendu son utilisation à de nombreux autres domaines et fonctions (laser, imagerie, déport d'énergie, capteur, ...). Toutefois, la faible section de cœur (typiquement inférieur à 10 μm) d'une fibre monomode limite la puissance lumineuse qu'elle peut guider. Une onde propagée trop intense peut, dans des cas extrêmes, engendrer des dégâts structurels à la fibre, ou le plus souvent modifier les caractéristiques spectro-temporelles de l'onde guidée par la réponse non linéaire de la fibre. Pour de nombreuses applications, comme le déport de puissance par fibre ou les lasers à fibre énergétiques, ces effets non linéaires peuvent être problématiques. Aussi, pour repousser leur seuil d'apparition, tout en conservant une propagation monomode, des fibres à large aire modale ont été conçues, atteignant plusieurs dizaines de micromètres de diamètre de cœur. Toutefois, ces fibres de conception particulière, sont couteuses et leur flexibilité est d'autant plus limitée que leur section est grande.

Les fibres optiques multimodales sont également des fibres à grande aire modale, mais de conception plus classique, peu onéreuses à produire et souples. Historiquement, ce sont les premières fibres développées, mais longtemps mises de côté au profit des fibres monomodes. Depuis une décennie, il y a un regain d'intérêt pour ces fibres. Elles ont vu leur domaine d'application s'étendre bien au-delà du simple transport incohérent d'énergie, en utilisant les différents modes du guide. Récemment, le monde des télécommunications s'est réapproprié ce type de fibre pour exploiter ces modes comme autant de canaux de transmission, démultipliant ainsi le nombre de canaux disponibles par fibre optique de liaison. Pour cela, le concept de démultiplexage spatial a été développé, améliorant le débit de transfert de données (Richardson, Fini, and Nelson 2013). Les fibres multimodales sont également étudiées pour d'autres applications, telle que l'imagerie endoscopique, ou pour la réalisation de sources fibrées de puissance. Néanmoins, la forte structuration du faisceau en sortie de fibres multimodales reste un inconvénient majeur pour beaucoup d'applications. C'est pourquoi, de nombreuses études ont été réalisées dernièrement pour contrôler la propagation d'une onde dans ce type de fibre. Ces travaux sont la prolongation de recherches initiées pour le contrôle de la propagation de rayonnements à travers d'autres milieux complexes, les milieux diffusants.

Pour gérer la propagation d'un faisceau cohérent à travers un milieu diffusant, les travaux précurseurs de Vellekoop *et al.*, étaient basés sur une technique d'optique adaptative. Elle exploite le caractère déterministe de la propagation dans ce type de milieu, pour pré-compenser le front d'onde incident afin de focaliser le faisceau émergent (Vellekoop and Mosk 2007; Vellekoop 2015). Depuis, d'autres techniques ont été présentées pour maîtriser la propagation de la lumière à travers des milieux complexes, également applicables aux fibres

multimodales, comme la conjugaison de phase ou la mesure de matrice de transmission. Ces travaux ont essentiellement été réalisés avec des milieux complexes à réponse linéaire.

Cependant, les effets non linéaires bien que souvent volontairement évités, peuvent également être exploités pour le développement de nouvelles sources. C'est le cas, par exemple, pour créer des sources de spectre atypique tels que des supercontinua ou des peignes de fréquences. À nouveau, les fibres multimodales ajoutent une nouvelle dimension à ces effets, avec les interactions entre les modes transverses de la fibre. Ces guides représentent ainsi un terrain expérimental propice à l'étude d'interactions spatio-temporelles non linéaires complexes. Par conséquent, certains phénomènes ayant été prédits théoriquement au cours des années 1980 (Hasegawa 1980) et plus récemment (Longhi 2003) ont pu, grâce à la montée en puissance des sources lasers, être observés dans les fibres multimodales et plus particulièrement dans celles présentant un gradient d'indice de réfraction parabolique. Parmi ces expériences, notons la génération de solitons optiques multimodaux (Wright et al. 2015), l'observation d'instabilités géométriques paramétriques (Krupa et al. 2016), mais également des phénomènes de nettoyage de faisceau qui tendent à privilégier un mode unique en sortie de fibre par conversion de fréquence (Terry et al. 2007). D'autre part, des expériences menées au laboratoire Xlim sur la propagation non linéaire dans les fibres multimodes ont récemment révélé un effet inattendu appelé autonettoyage de faisceau par effet Kerr. Il consiste à transférer spontanément une grande partie de l'énergie propagée vers le mode fondamental, à haute puissance, « nettoyant » la structure granulaire du champ généralement observé, et ce sans conversion de fréquence (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

Jusqu'ici peu de travaux ont traité du contrôle adaptatif de la distribution du champ propagé dans une fibre multimodale en régime non linéaire, au-delà du nettoyage vers le mode fondamental. Des travaux ont montré que certaines techniques comme la mesure de matrice de transmission, montrent leur limite à gérer la propagation non linéaire dans une fibre multimodale, comme lors d'une amplification en régime de gain saturé (Florentin et al. 2016).

L'objectif de mes travaux de thèse a été d'étudier la possibilité d'appliquer le contrôle adaptatif de la propagation dans une fibre optique multimodale à la dynamique particulière de l'autonettoyage par effet Kerr. Les travaux de recherche sur les boucles adaptatives à contrôle de front d'onde montrent qu'elles sont peu efficaces pour synthétiser des modes uniques à travers des fibres multimodales en régime de propagation linéaire. J'ai eu pour objectif d'exploiter le nettoyage par effet Kerr pour assister la synthèse modale réalisée dans une boucle d'optimisation. Dans le processus non linéaire mis en jeu, l'énergie est transférée de façon irréversible vers le mode d'ordre le plus bas. En agissant sur la structuration de la phase spatiale de la fibre du champ injecté, j'ai également cherché à mesurer l'impact de la composition modale excitée, sur la dynamique de l'autonettoyage.

Mon manuscrit de thèse est composé de quatre chapitres. Le premier s'attache à rapporter les effets physiques qui se produisent lors de la propagation d'ondes optiques dans les fibres optiques multimodales, en particulier lors d'une propagation en régime non linéaire dans les fibres à gradient d'indice parabolique. Ce chapitre débute par une description des

effets de dispersion chromatique, de dispersion intermodale, des effets non linéaires à réponses élastique et inélastique ainsi que des éléments théoriques permettant de les représenter. Il se termine par la description des phénomènes spatiaux d'autonettoyage par effets Raman et Kerr. Ces descriptions sont assorties d'une synthèse bibliographique qui relate notamment les différentes théories avancées pour expliquer la dynamique non linéaire de transfert d'énergie vers le mode fondamental par effet Kerr.

Dans le deuxième chapitre, je présente les différentes méthodes d'optique adaptative qui permettent de maîtriser la propagation dans des milieux complexes en régimes linéaire et non linéaire. Il s'agit d'une part des méthodes directes qui, après mesure de la transformation opérée sur le champ optique lors de la traversée de ce milieu, calculent la carte de phase à lui appliquer en entrée du milieu complexe pour façonner le faisceau en sortie. L'autre catégorie relève des techniques itératives qui visent à maximiser un paramètre en sortie de fibre par adaptation du front d'onde en entrée. Après avoir rapportés des travaux pionniers sur le contrôle de front d'onde à travers les milieux diffusants, je décris la transposition des différentes méthodes au cas des fibres multimodales. Je m'intéresse en particulier à leurs propensions à réaliser en sortie de fibre des focalisations mono ou multipoints par combinaison linéaire de modes ou à synthétiser des modes uniques. Enfin, j'analyse les performances de ces différentes techniques lorsque la propagation dans la fibre se fait en régime non linéaire. Cette recherche bibliographique m'a permis de définir la technique la plus à même de répondre aux enjeux de synthèse modale en régime de propagation non linéaire.

Dans le Chapitre III, sont présentés les travaux expérimentaux que j'ai réalisés pour contrôler la propagation non linéaire d'une onde dans une fibre multimodale en vue de synthétiser des modes de cette fibre. C'est à ma connaissance la première fois qu'est rapportée la synthèse de modes autre que le mode fondamental dans une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique en présence de non-linéarités de type Kerr. Dans une première partie, je discute la détermination des paramètres du système adaptatif utilisé pour la mise en place du banc expérimental. Dans la seconde, je présente et analyse les résultats des expériences de contrôle modal en ciblant différents modes d'une fibre propageant 56 modes LP (par polarisation). Je compare en particulier des résultats d'optimisation obtenus en régimes de propagation linéaire et non linéaire pour montrer l'apport de la dynamique d'autonettoyage. Cette étude est approfondie en réalisant des optimisations à différents niveaux de puissance crête et pour différents modes cibles afin de fournir des informations sur le seuil d'autonettoyage modal par effet Kerr.

Il a été démontré par la communauté scientifique qui s'est intéressée à son observation et à son interprétation que le phénomène d'autonettoyage par effet Kerr est un processus de transfert d'énergie irréversible vers le mode fondamental. On utilise souvent les approches de thermalisation d'ondes cohérentes (Aschieri et al. 2011) pour décrire les couplages non linéaires entre les modes de la fibre multimodale à gradient d'indice parabolique. Dans le dernier chapitre de ma thèse, j'ai cherché à relier les résultats expérimentaux de synthèse modale présentés dans le chapitre précédent avec ce phénomène de « thermalisation » de la population modale. Je rapporte tout d'abord le modèle numérique simplifié que j'ai utilisé pour

traduire la propagation dans une fibre multimodale à gradient d'indice parabolique en présence de l'effet Kerr, en mentionnant ses limitations. Ensuite, je confronte les résultats de mes simulations à ceux des synthèses modales expérimentales d'une part pour apporter un éclairage sur l'apport des couplages intermodaux dues aux non-linéarités lors du processus adaptatif de synthèse modale et d'autre part pour étudier comment la structuration du front d'onde influe la dynamique de thermalisation de la population modale de la fibre.

Chapitre I. Les effets non linéaires dans les fibres optiques multimodales

Introduction

Le principe de guidage de la lumière a été démontré dans les années 1840 par Daniel Colladon en propageant de la lumière à travers un filet d'eau. Des barreaux de verres ont ensuite été utilisés pour déporter de la lumière ou des images. Mais ce n'est qu'en 1960 qu'apparaît le terme de fibre optique introduit par Narinder Kapany désignant le guide que nous connaissons aujourd'hui (J.Hecht 2004). Le domaine des fibres optiques a par la suite connu un essor important, accompagnant le développement des sources lasers qui apparaissent également dans les années 60s (Maiman, T 1960), ce qui a accéléré l'expansion des communications optiques. Les premières fibres optiques fabriquées, de large section de cœur, étaient multimodes. Toutefois, les fibres monomodes se sont très rapidement imposées dans les communications optiques s'affranchissant ainsi de la dispersion intermodale très pénalisante pour la bande passante des systèmes de communication.

Les fibres monomodes sont également très appréciées dans d'autres domaines d'activité car elles permettent, par exemple, de délivrer un faisceau de bonne qualité spatiale, limité par la diffraction. En revanche, les contraintes optogéométriques sur la fibre pour guider un mode unique, par réflexion totale interne, sont très fortes. Dans les fibres standards, le diamètre du cœur limité à moins de 10 μm est un obstacle pour transporter des signaux optiques de forte puissance, en particulier de forte puissance crête, sans engendrer des effets non linéaires, voire sans endommager la fibre.

Les fibres optiques multimodales, quant à elles, possèdent des aires modales sensiblement plus importantes permettant ainsi une meilleure tenue au flux. Par ailleurs, elles ouvrent d'autres possibilités par exemple en télécommunication par fibre optique avec le multiplexage spatial (Berdagué and Facq 1982) (Richardson, Fini, and Nelson 2013), créant ainsi autant de canaux de communication que de modes se propageant dans la fibre, ou encore en imagerie biologique in situ à travers un endoscope (Papadopoulos et al. 2013; Caravaca-Aguirre and Piestun 2017). L'étude des effets non linéaires dans ces fibres est également un domaine de recherche en plein essor, à cause de la forte imbrication entre les différents domaines spatiaux, temporel et spectral dans ce type de milieu.

Ce chapitre a pour objectif de présenter les principaux effets non linéaires mis en jeu dans la suite de ce manuscrit. Dans un premier temps, quelques généralités sur les fibres optiques multimodales seront données. Puis, j'évoquerai les différentes non-linéarités potentiellement en jeu dans les fibres optiques pour finalement traiter plus particulièrement le phénomène de nettoyage non linéaire de faisceau dans les fibres multimodales à gradient d'indice parabolique.

I.1. Généralités sur les fibres optiques multimodales

Dans cette partie, les fibres multimodales sont succinctement décrites en analysant le cas d'une fibre multimodale à saut d'indice et celui d'une fibre à gradient d'indice (GRIN) parabolique. Puis, j'expliquerai les différents phénomènes mis en jeu au cours de la propagation d'impulsions dans le cas d'une propagation en régime linéaire. Ne seront considérées ici que les fibres standards fonctionnant sur le principe de la réflexion totale interne, des fibres à cœur et gaine solides.

I.1.1. Principe de guidage et fibre multimodale

Les fibres optiques sont des guides d'ondes diélectriques constituées généralement de verre de silice. Elles peuvent être décomposées en trois parties : le cœur guidant, la gaine optique et la gaine mécanique comme l'illustre la Figure I.1. Traditionnellement, le cœur est dopé d'ions inertes inclus dans la matrice de silice afin d'augmenter son indice de réfraction et par conséquent de permettre le guidage de l'onde électromagnétique par réflexion totale interne. La gaine optique, en silice non dopée, confine le rayonnement dans le cœur grâce à la différence d'indice. Enfin, la gaine mécanique protège la fibre de l'environnement extérieur.

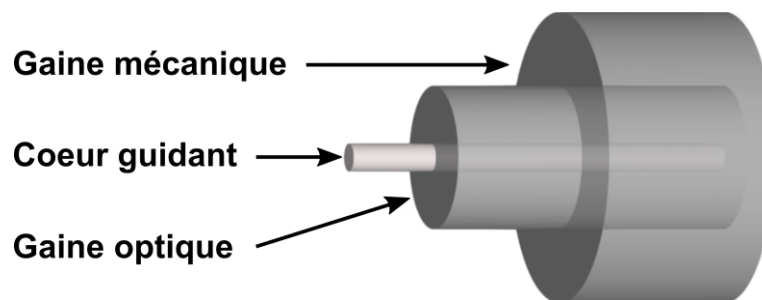


Figure I.1 : Représentation schématique d'une fibre optique.

Il est possible de calculer les modes propres de la fibre en résolvant les équations de Maxwell comme pour tout guide d'onde. Dans le cas des fibres optiques, il est possible de regrouper des modes transverses électriques (TE), des modes transverses magnétiques (TM) et des modes hybrides (HE ou EH) en groupes de modes dégénérés, c'est-à-dire de constantes de propagations (β) très proches, se propageant à la même vitesse dans la fibre. On peut alors considérer une nouvelle base modale composée de modes dits LP (« Linearly polarized ») ainsi nommés car pour un mode le vecteur champ électrique transverse à la fibre est toujours orienté selon une même direction, seul son sens peut évoluer. Une des particularités de ces modes LP est qu'ils sont constitués d'une combinaison linéaire de modes TE et TM et de modes hybrides. La Figure I.2 montre quelques exemples de répartitions transverses de modes LP_{mn} ainsi que la distribution des modes électromagnétiques qui les composent. Les indices m et n représentent respectivement l'indice azimutal et radial des modes LP. Il est toutefois nécessaire d'ajouter que la base modale des modes LP n'est valable que dans l'approximation de guidage faible, c'est-à-dire lorsque l'indice du cœur est peu différent de l'indice de la gaine.













Linearly polarized mode	Hybrid modes	Field distribution	Intensity distribution of E_x
LP ₀₁	HE ₁₁		
LP ₁₁	TE ₀₁		
	TM ₀₁		
	HE ₂₁		
LP ₂₁	EH ₁₁		
	HE ₃₁		

Figure I.2 : Décomposition et illustration de modes LP en modes électromagnétiques (Kitayama 2013).

Le calcul de la fréquence spatiale normalisée V et de la constante de propagation normalisée b permet de savoir quels modes sont guidés dans une fibre aux caractéristiques optogéométriques données.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi}{\lambda} r_c ON \quad Eq I.1$$

$$b = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_g^2}{k_0^2 (n_c^2 - n_g^2)} \quad Eq I.2$$

Dans ces équations, λ est la longueur d'onde de travail, r_c est le rayon du cœur, n_c et n_g sont respectivement l'indice de réfraction maximal du cœur et celui de la gaine, β la constante de propagation du mode considéré et k_0 est la norme du vecteur d'onde dans le vide. Une grandeur très souvent utilisée pour caractériser une fibre est son ouverture numérique (ON) qui peut être reliée à l'angle incident limite pour que l'onde soit guidée. Il est possible de déterminer combien de modes sont guidés dans la fibre à partir de courbes de dispersion semblables à celle de la Figure I.3 ci-après. Plus la valeur de V sera grande et plus la fibre pourra guider de modes, chaque mode autre que le mode fondamental possède une fréquence spatiale normalisée dite de coupure qui correspond à la valeur limite de V pour que le mode soit guidé.

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, la valeur de la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode de la fibre est de 2,405 tandis que pour une fibre à gradient d'indice elle est de 3,518. Cet écart s'explique par les différences de géométrie des modes de chaque fibre optique.

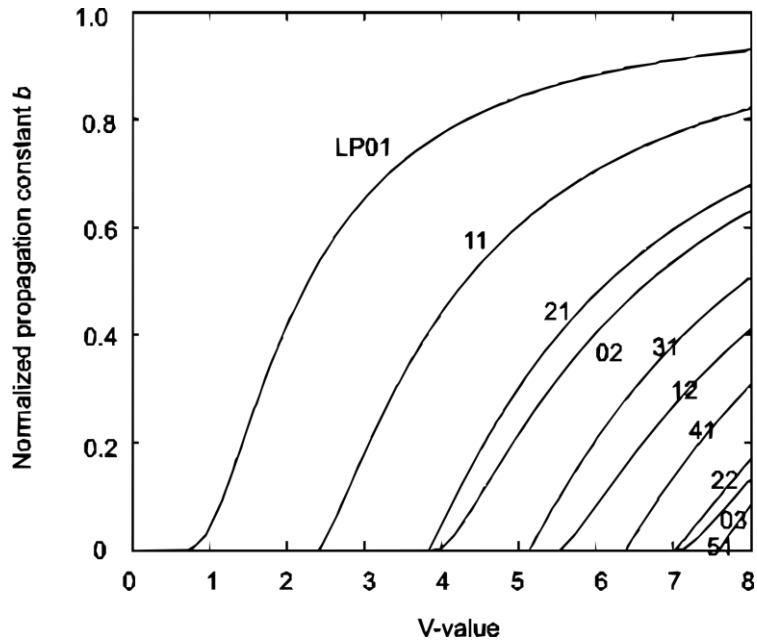


Figure I.3 : Courbe de dispersion des modes d'une fibre à saut d'indice (Kitayama 2013).

Lorsque la fibre est multimode, les modes interfèrent pour former un champ de tavelures (« speckle ») sur la section du cœur et tout au long de la fibre. La taille et le nombre de tavelures dépend du nombre de modes propagés.

Fibre Multimode : Fibre à saut d'indice et fibre à gradient d'indice parabolique (GRIN)

Dans la famille des fibres multimodales, deux catégories sont plus largement répandues : les fibres à saut d'indice et les fibres à gradient d'indice. Comme leur nom l'indique, leur différence provient de la forme de leur profil d'indice de réfraction montrée sur la Figure I.4 et accompagnée de la représentation de la propagation de rayons correspondante.

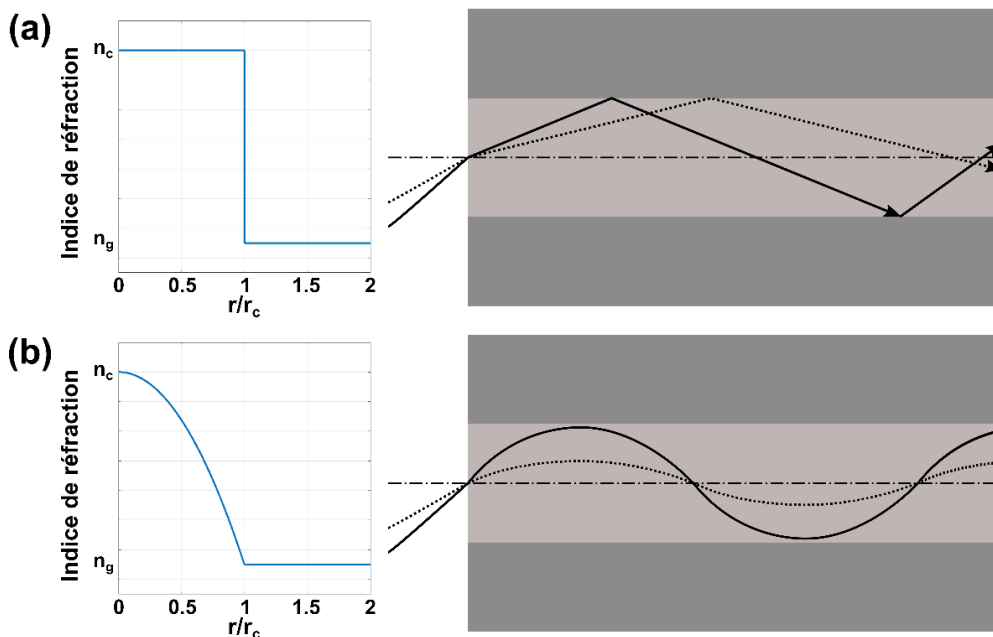


Figure I.4 : Profil d'indice de réfraction et schématisation du guidage par des rayons pour (a) une fibre à saut d'indice et (b) une fibre à gradient d'indice parabolique.

Le profil d'indice conditionne à la fois le confinement modal (le diamètre des modes) et la répartition des constantes de propagation des différents modes, notamment leur dégénérescence. Dans une fibre à gradient d'indice, les modes dégénérés forment des groupes de modes de même constante de propagation β_h définie par l'équation 1.3 où h est l'ordre du groupe de modes, n et m étant respectivement les indices azimutaux et radiaux des modes LP_{mn} tels que $h = 2n + m - 1$ et $\Delta = \frac{ON^2}{2n_c^2}$ est la différence d'indice relative de la fibre.

$$\beta_h = k_0 n_c - h \frac{\sqrt{2\Delta}}{r_c} \quad \text{Eq 1.3}$$

De plus, ce type de profil d'indice de réfraction induit un processus dit d'auto-imagerie pour le champ propagé c'est-à-dire que la structure de champ transverse se reproduit au cours de la propagation de manière périodique (Iga 1980). Enfin, à dimensions identiques et à ouverture numérique identique, le nombre de modes guidés par une fibre multimodale à saut d'indice ou à gradient d'indice est différent et peut être approximé à l'aide des formules du Tableau I.1. Une fibre multimodale à saut d'indice propage approximativement deux fois plus de modes qu'une fibre à gradient pour une fréquence spatiale normalisée identique.

Tableau I.1 : Comparaison du nombre de modes guidés dans une fibre à saut d'indice et une fibre à gradient d'indice parabolique.

	Nombre de modes électromagnétiques guidés ($r_c = 25 \mu m, \lambda = 1064 nm, V = 29.7$)	Nombre de modes LP guidés ($r_c = 25 \mu m, \lambda = 1064 nm, V = 29.7$)
Fibre à saut	$N = \frac{V^2}{2} = 440$	$N' = \frac{V^2}{8} = 110$
Fibre à gradient parabolique $g = 2$	$N = \frac{V^2}{2} \frac{g}{g+2} = \frac{V^2}{4} = 220$	$N' = \frac{V^2}{16} = 55$

Au cours de la propagation dans une fibre, il est important de considérer les couplages linéaires qui peuvent avoir lieu dans un système réel. En effet, les modes d'une fibre sont théoriquement orthogonaux, cela signifie que l'intégrale de recouvrement en champ entre deux modes est nulle. En pratique, la fibre optique comporte des défauts de fabrication tels que de faibles variations de diamètre, d'ellipticité ou même des impuretés dans le cœur de la fibre (Agrawal 2019). Tous ces défauts vont briser l'orthogonalité des modes théoriques lors de la propagation et donc entraîner des couplages énergétiques aléatoires entre les modes. De même, le conditionnement de la fibre dans l'environnement de travail peut être source de couplage. Lorsque la fibre est fortement courbée, il peut d'une part, y avoir des pertes dues à des fuites dans la gaine, mais également des couplages entre modes, notamment sur les modes d'ordres élevés. Ceux-ci ont une répartition d'énergie encore élevée proche de la gaine

les rendant ainsi plus sensibles à la courbure. Il est également important de noter que le couplage entre modes est sensible à la différence de constante de propagation. Ainsi, plus les constantes de propagation sont proches et plus le couplage pourra être important. Par conséquent, les modes faisant partie d'un groupe de modes dégénérés s'échangent de l'énergie plus efficacement.

I.1.2. Dispersion dans les fibres optiques

Dans une fibre optique, en régime de propagation linéaire et notamment dans le cas du guidage d'impulsions brèves, certains phénomènes physiques peuvent modifier les caractéristiques spatiotemporelles du champ propagé. C'est le cas notamment de la dispersion chromatique et de la dispersion intermodale ou encore la dispersion de polarisation. Les effets qui découlent des deux premières sont brièvement abordés ici.

Le matériau et le guide sont à l'origine de la dispersion chromatique à cause de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau à la longueur d'onde, Ainsi, les différentes composantes spectrales de l'onde guidée se propagent à des vitesses différentes. Les caractéristiques optogéométriques du guide ainsi que la longueur d'onde ont un impact sur la proportion de champ évanescent dans la gaine et donc sur la constante de propagation du mode considéré. Toutefois, l'effet de dispersion du guide est moins sensible sur une fibre multimodale à gradient d'indice car la différence d'indice de réfraction à l'interface cœur-gaine est plus faible que pour une fibre à saut d'indice. Comme l'indice de réfraction est dépendant de la fréquence, il est possible d'exprimer la constante de propagation d'un mode m à l'aide d'un développement en série de Taylor (Thévenaz 2011) comme le montre l'équation I.4, autour de la pulsation centrale ω_0 . La composante $\beta_0^{(m)}$ dépend de l'indice de réfraction du matériau à la fréquence porteuse et permet de définir la vitesse d'évolution de la phase de l'onde propagée tel que $V_p = \frac{\omega}{\beta_0^{(m)}}$.

$$\beta^{(m)}(\omega) = n^{(m)}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0^{(m)} + \beta_1^{(m)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2^{(m)}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad \text{Eq I.4}$$

$$\text{avec } \beta_n^{(m)} = \left. \frac{\partial^n \beta^{(m)}}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{Eq I.5}$$

La composante $\beta_1^{(m)} = \frac{1}{c} \left(n^{(m)} + \omega \frac{\delta n^{(m)}}{\delta \omega} \right)$ permet de définir la vitesse de propagation à travers la fibre optique de l'enveloppe complexe du champ optique. Cette vitesse dite de groupe est à l'origine de la dispersion intermodale qui intervient dans les guides multimodaux. En effet, les différences de constante de propagation des modes induisent une vitesse de groupe V_g propre à chaque mode et définie comme l'inverse du terme $\beta_1^{(m)}$. La différence de vitesse de groupe provoque alors des retards entre les modes au cours de la propagation. Ces retards entraînent des déformations de l'impulsion initialement injectée dans la fibre comme illustré par la Figure I.5(a).

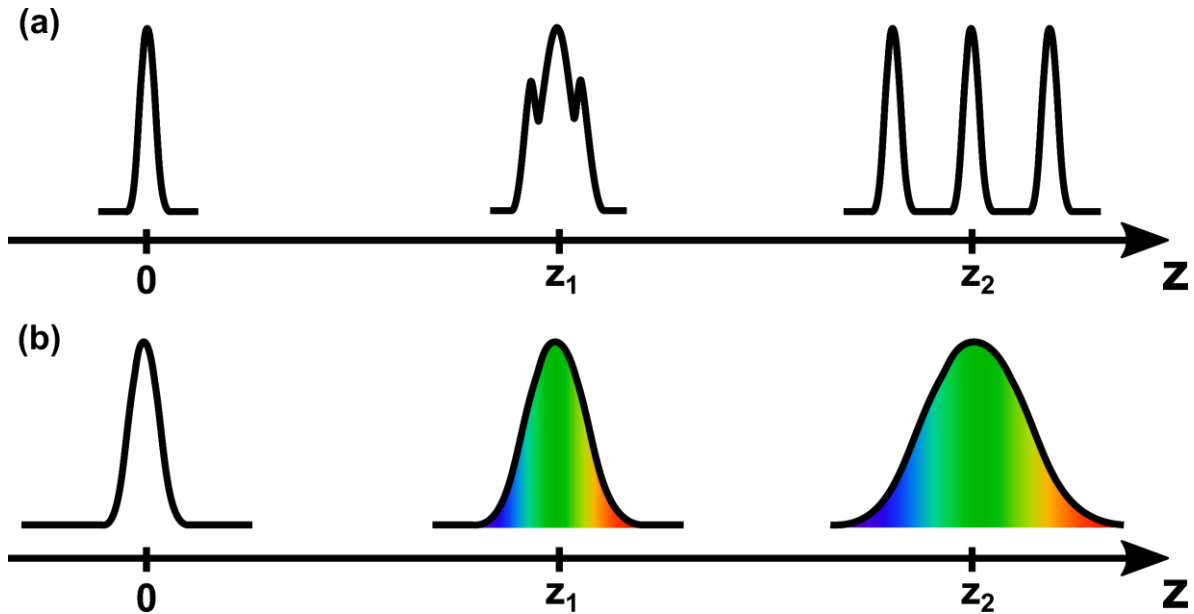


Figure 1.5 : Illustration des déformations temporelles subies par une impulsion lors de la propagation en présence de (a) dispersion intermodale et (b) dispersion chromatique.

Si la longueur de la fibre optique est suffisamment importante, les modes peuvent être totalement séparés temporellement avec comme conséquence l'apparition de plusieurs impulsions bien distinctes. Dans une fibre multimodale, l'élargissement temporel est majoritairement induit par la dispersion intermodale en regard de la dispersion chromatique.

Pour un spectre centré sur la pulsation ω_0 et de largeur spectrale $\Delta\omega$, l'expression de la dispersion chromatique D est donnée par l'équation 1.6 et est dépendante du terme $\beta_2^{(m)} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{\delta n^{(m)}}{\delta \omega} + \omega \frac{\delta^2 n^{(m)}}{\delta \omega^2} \right)$.

$$D = -\frac{2\pi}{\lambda^2} c \beta_2^{(m)} \quad \text{Eq 1.6}$$

Comme l'illustre la Figure 1.6, la courbe de dispersion de la silice change de signe autour de la longueur d'onde dite du zéro de dispersion. Lorsque la dispersion est négative elle est appelée dispersion « normale » et « anormale » lorsqu'elle est positive. La Figure 1.5(b) montre de manière simplifiée l'influence de la dispersion chromatique sur l'enveloppe d'une impulsion au cours de la propagation dans une fibre optique en régime de dispersion anormale.

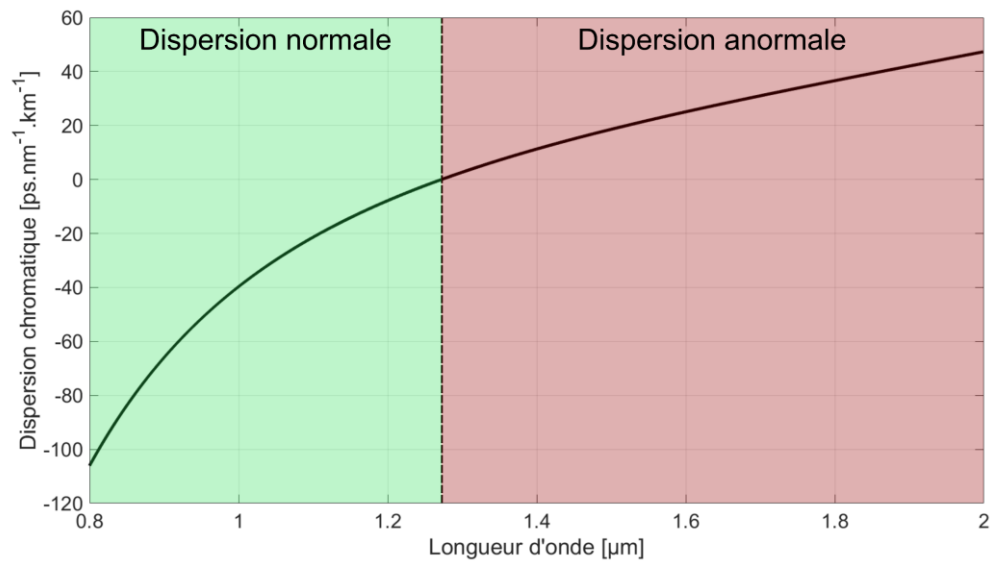


Figure I.6 : Évolution de la dispersion chromatique de la silice en fonction de la longueur d'onde dans le domaine du proche infrarouge.

Cette première partie a apporté quelques notions sur les fibres optiques. La partie suivante décrit les principaux effets non linéaires qu'un champ intense peut provoquer lors de sa propagation dans une fibre optique.

I.2. Propagation en régime non linéaire dans les fibres optiques

La propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau va entraîner un phénomène de polarisation P qui peut être défini à partir de la permittivité diélectrique du vide ϵ_0 , de la susceptibilité χ propre au matériau et du champ électrique E de l'onde tel qu'exprimé dans l'équation I.7. La composante du premier ordre $\chi^{(1)}$ peut être directement associée à l'indice de réfraction et donc à la réponse linéaire du matériau. La composante $\chi^{(2)}$ est quant à elle à l'origine des phénomènes quadratiques tels que la génération de seconde harmonique, de sommation de fréquences et d'autres interactions à trois ondes. Dans le cas particulier des fibres optiques, la susceptibilité non linéaire d'ordre deux et plus généralement les susceptibilités d'ordre pair sont théoriquement nulles du fait de la composition de la fibre qui est centrosymétrique et amorphe. Il existe des méthodes dites de « poling » permettant d'obtenir des effets non linéaires quadratiques (Stolen and Tom 1987) (Margulis, Carvalho, and von der Weid 1989), mais celles-ci ne seront pas traitées dans ce manuscrit.

$$P = \epsilon_0 [\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots] \quad \text{Eq I.7}$$

Ainsi, les fibres optiques sont sujettes principalement aux non-linéarités cubiques régies par le terme en $\chi^{(3)}$, à l'origine de phénomènes à réponse élastique et inélastique. Bien que ce terme soit faible, le fort confinement du champ dans le cœur ainsi que la grande longueur d'interaction qu'apporte la fibre optique permettent d'exacerber ces non-linéarités.

Les effets non linéaires dans les fibres optiques sont étudiés depuis des années et leurs théories ont donné lieu à de nombreuses publications. L'ouvrage d'Agrawal explique de manière détaillée leur fonctionnement (Agrawal 2007) permettant une vision d'ensemble des interactions non linéaires dans les fibres optiques. Pour ma part, je ne traiterai dans cette partie que de certains effets non linéaires d'ordre trois rencontrés dans les fibres optiques en distinguant les effets élastiques et inélastiques. Je terminerai en traitant de l'apport de la propagation multimodale dans les phénomènes non linéaires.

I.2.1. Effets non linéaires à réponse élastique

Le terme de phénomène à réponse élastique signifie qu'il n'y a pas d'échange d'énergie avec le matériau et que la réponse de ce dernier est quasi instantanée. Dans les fibres optiques en silice, trois effets sont principalement observés et sont tous issus de l'effet Kerr optique. Il s'agit de l'automodulation de phase, de la modulation de phase croisée et du mélange à quatre ondes.

Avant de décrire ces effets, je vais d'abord rappeler ce qu'est l'effet Kerr optique cité plus haut. Celui-ci est provoqué par une modulation spatiale de l'indice de réfraction (n_{tot}) due au passage d'une onde optique intense. Ainsi, l'indice de réfraction devient fonction de l'intensité $I(t)$ de l'onde (équation I.8), qui est proportionnelle au carré du module du champ optique. On définit n_2 comme étant l'indice non linéaire du matériau, il peut être exprimé en fonction de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois et de l'indice de réfraction linéaire (Agrawal 2007). Dans les fibres optiques en silice, l'ordre de grandeur de l'indice non linéaire est de $3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ (Stolen and Lin 1978).

$$n_{tot}(t) = n_c + n_2 I(t) \quad \text{Eq I.8}$$

$$\text{Avec } I(t) = \frac{1}{2} n_c c \varepsilon_0 |E(t)|^2 \text{ et } n_2 = \frac{3}{4 n_c^2 \varepsilon_0 c} \text{Re}(\chi^{(3)})$$

I.2.1.1. Modulation de phase

L'action de l'effet Kerr optique modifie localement le milieu qui en retour modifie également l'onde à l'origine de la perturbation, donnant lieu à des modulations de la phase de l'onde incidente. Celles-ci peuvent mettre en jeu une ou plusieurs ondes selon les cas, on parle alors d'automodulation de phase ou de modulation de phase croisée.

I.2.1.1.1. Automodulation de phase

Le phénomène d'automodulation de phase se produit dans la fibre sitôt que l'intensité optique est suffisante pour induire une perturbation sur l'indice de réfraction du matériau. Cette perturbation va provoquer une modification du chemin optique parcouru par l'onde avec pour conséquence une variation du déphasage cumulé par celle-ci comme illustré par l'équation I.9 avec ϕ la phase accumulée par l'onde le long de la fibre de longueur L et I l'intensité de l'onde optique.

$$\phi(t, z = L) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_c + n_2 I(t)) L = \phi_L + \phi_{NL} \quad \text{Eq I.9}$$

En considérant l'aspect impulsionnel de la source laser, une variation temporelle de la phase apparaît à travers le terme non linéaire. Celle-ci induit à son tour une modification de la pulsation instantanée de l'onde qui correspond à la dérivée temporelle de la phase.

$$\omega(t) = -\frac{d\phi(t, z = L)}{dt} = \omega_0 - \frac{2\pi L}{\lambda_0} n_2 \frac{dI(t)}{dt} \quad \text{Eq I.10}$$

De nouvelles composantes spectrales sont générées avec comme conséquence un élargissement du spectre en fonction de l'intensité du champ optique. Dans le cas classique d'une impulsion avec une enveloppe temporelle gaussienne (et un spectre initialement gaussien également), la phase instantanée générée, uniquement par automodulation de phase, est symétrique par rapport au centre de l'impulsion n'induisant ainsi pas de déformations de l'impulsion dans le domaine temporel, mais des oscillations dans le domaine fréquentiel comme le montre la Figure I.7.

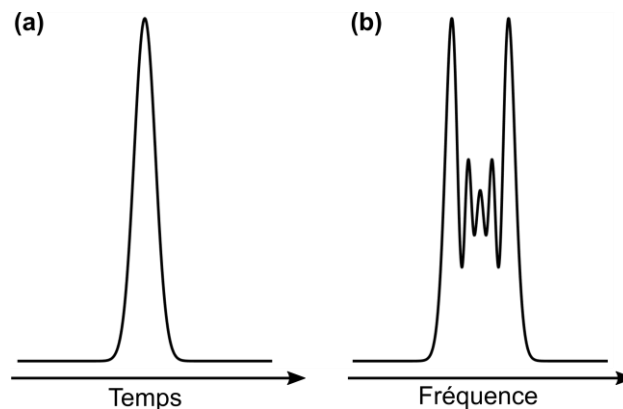


Figure I.7 : Illustration de l'influence de l'automodulation de phase dans les domaines (a) temporel et (b) spectral.

I.2.1.1.2. Modulation de phase croisée

Dans le cas où deux impulsions à des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 se propagent simultanément dans une fibre optique. Un terme de phase non linéaire supplémentaire vient s'ajouter à celui de l'automodulation de phase, il s'agit de la modulation de phase croisée. L'intensité I_2 induit des modifications sur le champ E_1 et inversement dans le cas où les deux champs ont des intensités suffisantes pour produire les effets non linéaires. Le terme de phase associé à cette modulation de phase croisée est décrit dans l'équation I. 11.

$$\phi_1(t, z = L) = \frac{2\pi}{\lambda_1} [n_c + n_2(I_1(t) + 2I_2(t))]L \quad \text{Eq I. 11}$$

Deux choses sont à noter ici. La première est que le déphasage induit par la deuxième onde est deux fois plus fort si l'on considère deux ondes de même intensité. La deuxième est la différence de vitesse de propagation entre ces deux ondes qui provoque une asymétrie de l'élargissement spectral ainsi qu'une séparation des impulsions le long de la fibre qui, à terme, peut découpler complètement les deux ondes.

I.2.1.1.3. Effets spatiaux de la modulation de phase

L'effet Kerr est à l'origine de nombreux phénomènes spatiaux qui peuvent avoir lieu dans les fibres optiques. C'est le cas par exemple de l'autofocalisation qui induit une réduction du diamètre du faisceau au cours de la propagation (Baldeck, Raccah, and Alfano 1987; Karlsson, Anderson, and Desaix 1992; Marburger 2005). Cette réduction est provoquée par la dépendance de l'indice de réfraction avec la répartition transverse de l'intensité. Dans le cas d'un faisceau gaussien, la modification de l'indice de réfraction est plus prononcée au centre de la fibre ce qui va induire un effet de lentille convergente si l'indice non linéaire n_2 est positif comme c'est le cas pour le verre de silice qui compose les fibres optiques. Au cours de la propagation, l'augmentation de la densité de puissance accentue le phénomène d'autofocalisation jusqu'à l'endommagement du matériau. La puissance P_{crit} pour laquelle l'effet de focalisation compense celui de la diffraction est définie par l'équation I. 12 où α est un paramètre qui dépend de la distribution transverse du faisceau, n_c est l'indice linéaire du matériau (du cœur de la fibre) et n_2 son indice non linéaire.

$$P_{crit} = \alpha \frac{\lambda^2}{4\pi n_c n_2} \quad \text{I. 12}$$

On parle alors de solitons spatiaux, la dimension du faisceau reste inchangée au cours de la propagation comme le montre la Figure I.8.

Au-delà de cette puissance, l'intensité optique du faisceau est susceptible d'endommager le milieu de propagation.

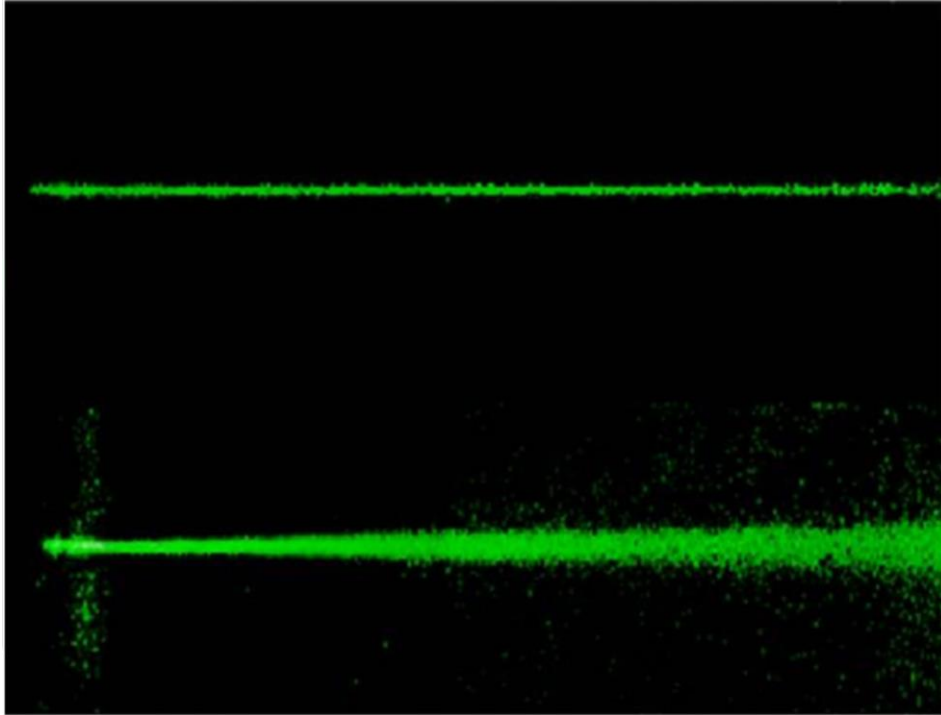


Figure I.8 : Illustration de la propagation d'un faisceau dans un cristal photoréfractif en présence de non-linéarité avec l'établissement d'un soliton spatial (en haut) et sans non-linéarité (en bas) (Chen, Segev, and Christodoulides 2012).

I.2.1.2. Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est induit par l'interaction de quatre ondes se propageant dans un milieu en échangeant de l'énergie par l'intermédiaire de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre. Dans le cas des fibres optiques, ces interactions sont fortement influencées par l'effet Kerr optique et les effets dispersifs. Ce processus inclut la génération de troisième harmonique, cependant il peut généralement être négligé dans les fibres optiques, car très peu efficace.

L'efficacité des échanges d'énergie va être fonction de deux conditions : l'accord de phase et la conservation de l'énergie. Celles-ci sont mises en équation ci-après (respectivement équations I.13 et I.14) et montrent l'interaction entre quatre ondes de pulsation ω_1 , ω_2 , ω_3 et ω_4 . $\Delta\beta$ représente le désaccord de phase entre les quatre ondes. Le couplage entre les ondes est maximal à l'accord de phase lorsque $\Delta\beta = 0$.

$$\Delta\beta = \beta_{\omega_1} + \beta_{\omega_2} - \beta_{\omega_3} - \beta_{\omega_4} = 0 \quad \text{Eq I.13}$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad \text{Eq I.14}$$

Il est possible d'illustrer ce mécanisme à l'aide d'une représentation fréquentielle comme sur la Figure I.9. Ici, deux ondes (ω_1 et ω_2) à fortes énergies dites de « pompes » (ω_{P1} et ω_{P2}) provoquent la génération de deux ondes (ω_3 et ω_4) dites « Stokes » et « Anti-Stokes » (ω_S et ω_{AS}) définies comme étant respectivement, $\omega_S = 2\omega_{P2} - \omega_{P1}$ et $\omega_{AS} = 2\omega_{P1} - \omega_{P2}$. Un cas particulier du mélange à quatre ondes est illustré sur la Figure I.9(b), avec les deux ondes pompes portées par la même pulsation ω_p . Le mélange à quatre ondes est alors dit dégénéré.

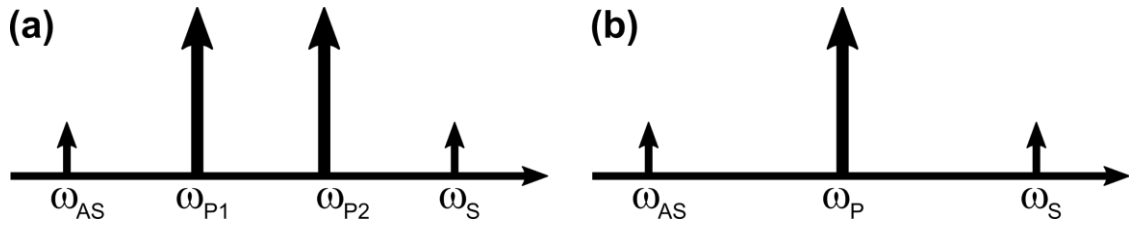


Figure 1.9 : Représentation fréquentielle du mélange à quatre ondes (a) dans le cas général et (b) dans le cas dégénéré.

Ce mécanisme non linéaire est très largement utilisé dans la génération de sources supercontinuum, mais également de sources ou d'amplificateurs paramétriques.

1.2.2. Effets non linéaires à réponse inélastiques

Les phénomènes dits inélastiques sont caractérisés par un effet de retard qui est induit par l'excitation mécanique du matériau au passage de l'onde électromagnétique. Cette énergie emmagasinée par le matériau est, par la suite, réémise sous la forme d'un phonon et d'un photon. Dans les fibres optiques, deux phénomènes sont prédominants, il s'agit de la diffusion Brillouin et de la diffusion Raman ayant toutes deux des mécaniques de fonctionnement similaires. Je m'intéresserai particulièrement au phénomène de diffusion stimulée.

La diffusion Brillouin peut avoir un seuil d'apparition très faible de quelques milliwatts de puissance moyenne (Agrawal 2007), notamment dans le cas de sources à émission continue ou délivrant des impulsions longues (Gao et al. 2015). Il a été démontré que dans le cas d'impulsions de durée inférieure à une nanoseconde, la diffusion Brillouin est presque inexistante. Les sources considérées dans ce manuscrit ayant toutes des caractéristiques temporelles respectant cette condition, la diffusion Brillouin stimulée sera négligée.

Phénomène de Diffusion Raman Stimulée

La diffusion Raman est avant tout un phénomène spontané qui est régi comme illustré par la Figure 1.10. L'absorption d'un photon à la longueur d'onde de pompe ω_p amène le matériau à un état excité. La libération de l'énergie par le matériau passe par l'émission d'une onde radiative dite Stokes à la pulsation ω_s et d'un phonon de pulsation Ω_{NR} . Une onde anti-Stokes peut également être générée dans le cas où le matériau est excité par un photon pompe et un phonon simultanément. La génération de cette fréquence est moins probable que l'onde Stokes car la probabilité d'avoir l'absorption simultanée d'un phonon et d'un photon pompe est plus faible.

$$\omega_s = \omega_p - \Omega_{NR} \quad \text{Eq 1.15}$$

$$\omega_{AS} = \omega_p + \Omega_{NR} \quad \text{Eq 1.16}$$

Le processus appelé « Diffusion Raman Stimulée » apparaît lorsque le milieu est excité à la fois par une onde pompe quelconque et une onde signal à la longueur d'onde Stokes correspondante. Cela provoque la désexcitation du matériau en un photon supplémentaire à la longueur d'onde Stokes et un phonon optique. Ce processus est susceptible d'avoir lieu dès les premiers photons à la pulsation Stokes émise. Cependant, plus l'onde générée par l'effet Raman gagne en intensité, plus la diffusion Raman stimulée prend de l'importance pouvant

mener à un phénomène de cascade Raman où le premier ordre de l'onde Stokes devient une onde pompe à l'origine à son tour de nouvelles fréquences.

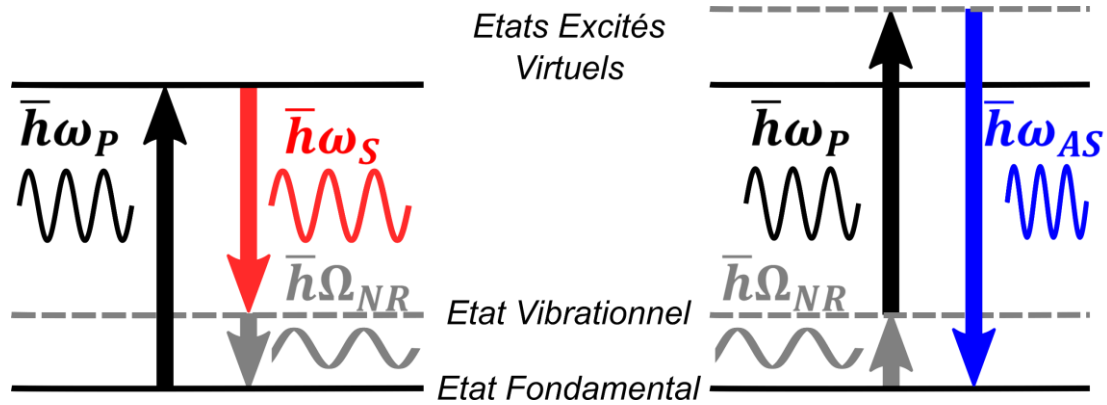


Figure I.10 : Diagramme d'énergie de la génération de nouvelles fréquences Stokes (gauche) et Anti-Stokes (droite) où \hbar est la constante de Planck réduite.

I.2.3. Interactions non linéaires dans les fibres multimodales

Les phénomènes non linéaires évoqués précédemment peuvent être grandement complexifiés lorsqu'ils se déroulent dans une fibre multimodale. En effet, les conditions d'accord de phase sont non seulement dépendantes de la pulsation, mais également du mode considéré et de sa constante de propagation. L'expression de la condition d'accord de phase pour le mélange à quatre ondes (dans le cas général) peut alors s'exprimer comme dans l'équation I.17 où les exposants m , n , p et q représentent les modes portant l'énergie à considérer lors de ces échanges.

$$\Delta\beta = \beta_{\omega_1}^{(m)} + \beta_{\omega_2}^{(n)} - \beta_{\omega_3}^{(p)} - \beta_{\omega_4}^{(q)} = 0 \quad \text{Eq I.17}$$

Le champ de l'impulsion laser se propageant dans la fibre multimodale peut s'écrire comme le produit d'une onde porteuse de champ $e^{j(\omega_0 t - \beta_0^{(0)} z)}$ (ω_0 est la pulsation de la porteuse et $\beta_0^{(0)}$ l'ordre zéro de la constante de propagation du mode fondamental) et de l'enveloppe du champ spatio-temporel $E(x, y, z, t)$. Celui-ci représente la somme des modes se propageant dans la fibre et peut se mettre sous la forme décrite par l'équation I.18, où $F_m(x, y)$ désigne le profil transverse du mode m et $A_m(z, t)$ l'évolution de son enveloppe temporelle complexe.

$$E(x, y, z, t) = \sum_m \frac{F_m(x, y)}{(\iint |F_m(x, y)|^2 dx dy)^{1/2}} A_m(z, t) \quad \text{Eq I.18}$$

Les interactions non linéaires entre les modes d'une fibre multimodale peuvent être décrites par un ensemble d'équations couplées qui sont relatives à la dynamique de l'enveloppe temporelle de chacun des modes. L'équation de Schrödinger non linéaire basée sur la théorie des modes couplés rapportée ci-après est issue des travaux de Poletti et Horak en 2008 (Poletti and Horak 2008). Dans une référence plus récente (Horak and Poletti 2012), ces mêmes auteurs ont proposé une reformulation de leurs équations couplées en faisant l'hypothèse de l'enveloppe de l'impulsion et de la réponse Raman retardée lentement

variables. Ici, le terme d'auto-raïdissement de l'impulsion est négligé car la durée des impulsions utilisée dans ce manuscrit est très supérieure à la dizaine de cycles optiques nécessaire à l'apparition de cet effet.

$$\frac{\delta A_m}{\delta z} = D(A_m) + j \frac{\omega_0 n_2}{c} \sum_n \sum_p \sum_q \left((1 - f_R) f_{mnpq} A_n A_p A_q^* + f_R f_{mnpq} A_n \int h(\tau) A_p(z, t - \tau) A_q^*(z, t - \tau) d\tau \right) \quad \text{Eq I. 19}$$

Le terme $D(A_m)$ décrit la dispersion subie par le mode m tel que :

$$D(A_m) = j \delta \beta_0^{(m)} A_m - \delta \beta_1^{(m)} \frac{\partial A_m}{\partial T} + j \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(m)}}{n!} \left(j \frac{\partial}{\partial T} \right)^n A_m \quad \text{Eq I. 20}$$

Avec :

- $\beta_n^{(m)} = \frac{\partial^n \beta^{(m)}}{\partial \omega^n}$, le terme d'ordre n du développement de Taylor de la constante de propagation du mode m

- $\delta \beta_0^{(m)} = \beta_0^{(m)} - \beta_0^{(0)}$ décrivant la différence de vitesse de phase entre le mode m et le mode fondamental

- $\delta \beta_1^{(m)} = \beta_1^{(m)} - \beta_1^{(0)}$, rapportant la différence de vitesse de groupe entre le mode m et le mode fondamental

- $T = t - \beta_1^{(0)} z$. Le temps T est défini par rapport à une référence temporelle se déplaçant à la vitesse de groupe du mode fondamental.

Le deuxième terme de la somme de l'équation I. 18 est relatif aux couplages entre modes dus à la réponse non linéaire instantanée (effet Kerr) et à la réponse Raman retardée. Le poids de ces couplages dépend en particulier de l'intégrale de recouvrement entre modes (équation I. 21).

$$f_{mnpq} = \frac{\iint F_m F_n F_p F_q dx dy}{\left[\iint F_m^2 dx dy \iint F_n^2 dx dy \iint F_p^2 dx dy \iint F_q^2 dx dy \right]^{1/2}} \quad \text{Eq I. 21}$$

f_R et $h(\tau)$ désignent respectivement la fraction de la contribution Raman à la non linéarité (égale à 0,18 dans le cas des fibres optiques en silice) et la fonction de réponse Raman. En dessous du seuil d'apparition des effets Raman, configuration correspondant à mes travaux de thèse, l'équation I. 19 prend la forme simplifiée suivante :

$$\frac{\delta A_m}{\delta z} = D(A_m) + j \frac{\omega_0 n_2}{c} \sum_n \sum_p \sum_q f_{mnpq} A_n A_p A_q^* \quad \text{Eq I. 22}$$

En écrivant cette équation pour une composante spectrale, par exemple celle de la porteuse, on met en évidence que l'évolution du champ du mode m le long de la fibre multimodale dépend du désaccord de phase $\Delta\beta$ entre les modes mis en jeu et de leur intégrale de recouvrement f_{mnpq} :

$$\frac{\delta a_m}{\delta z} = j \frac{\omega_0 n_2}{c} \sum_n \sum_p \sum_q f_{mnpq} a_n a_p a_q^* e^{-j\Delta\beta z} \quad \text{Eq I. 23}$$

$$\text{avec } \Delta\beta = \beta_{\omega_0}^{(n)} + \beta_{\omega_0}^{(p)} - \beta_{\omega_0}^{(q)} - \beta_{\omega_0}^{(m)}$$

Cette écriture est obtenue en posant pour la pulsation ω_0 et pour les modes m, n, p, q $A_{m,n,p,q} = a_{m,n,p,q} e^{-j(\beta^{(m,n,p,q)} - \beta_{\omega_0}^{(0)})z}$. De façon plus générale, lorsque le couplage a lieu entre modes portés par des fréquences différentes, l'accord de phase prend la forme de l'équation I. 17.

La résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire basée sur la théorie des modes couplés est pratiquée lorsque la fibre propage un faible nombre de modes. Le nombre de termes de couplages non linéaires augmentant comme M^4 (M = nombre de modes), il devient, pour une fibre à grand nombre de modes, plus intéressant de résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE – « Generalized Nonlinear Schrödinger Equation ») qui décrit la propagation du champ électrique global (dépendance en x, y, z, t). Elle est donnée ci-après pour décrire la propagation non linéaire dans les fibres multimodales au profil d'indice quelconque.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} - j \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E - j \sum_{n \geq 2} \frac{k_n}{n!} \left(j \frac{\partial}{\partial T} \right)^n E - \frac{j}{2k_0} (k^2(x, y) - k_0^2) E \\ = j \frac{\omega_0 n_2}{c} (1 - f_R) |E|^2 E + j \frac{\omega_0 n_2}{c} f_R E \int h(\tau) |E(z, t - \tau)|^2 d\tau \end{aligned} \quad \text{Eq I. 24}$$

$$\text{Avec } k_0 = \frac{\omega_0}{c}, \nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, k_n = \left(\frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} \right), k(x, y) = \omega_0 \frac{n(x, y)}{c}, \text{ et } T = t - \frac{\omega_0}{c} z.$$

On reconnaît dans cette équation les quatre effets physiques que sont (de gauche à droite) la diffraction, la dispersion chromatique, l'effet du guide d'onde et les effets non linéaires de type Kerr et Raman. Il est à noter que le champ considéré ici est scalaire. Je considère ainsi que les ondes sont polarisées rectilignement et suivant une direction identique. Le champ optique est alors exprimé en $\sqrt{W/m^2}$.

La résolution numérique de la GNLSE rapportée dans le chapitre IV a pour objectif de comprendre le rôle de l'excitation par un miroir déformable dans la dynamique du phénomène de thermalisation dans les fibres multimodales à gradient d'indice de réfraction parabolique. Pour réduire les temps de calcul, nous nous sommes affranchis des effets temporels, c'est-à-dire que nous avons étudié à une longueur d'onde unique les couplages modaux tout au long de la fibre par contrôle de l'excitation. Dans ce cas et en considérant une fibre à gradient d'indice dont le profil d'indice vérifie $n^2(r) = n_c^2 \left(1 - 2\Delta \frac{r^2}{r_c^2} \right)$, (où $r^2 = x^2 + y^2$), la GNLSE est alors décrite par l'équation I. 25. On notera que cette parabole sera tronquée dans les simulations pour prendre en compte la dimension finie du cœur.

$$\frac{\partial E}{\partial z} - j \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E + j \frac{k_0 \Delta}{r_c^2} r^2 E = j \frac{\omega_0 n_2}{c} (1 - f_R) |E|^2 E \quad \text{Eq I. 25}$$

Les fibres multimodes, à gradient d'indice parabolique particulièrement, ont ces dernières années permis d'observer de nombreux phénomènes, tel que les solitons multimodaux (Z. Zhu et al. 2016). Un autre phénomène d'Instabilités Géométriques Paramétriques (Geometric Parametric Instabilities, GPI) induit notamment par l'effet d'auto-imagerie périodique spécifique à ce type de fibre optique, se caractérise par la génération de bandes de fréquences très éloignées de l'onde de pompe due à des mélanges à quatre ondes multimodaux comme l'illustre la Figure I.11 (Krupa et al. 2016).

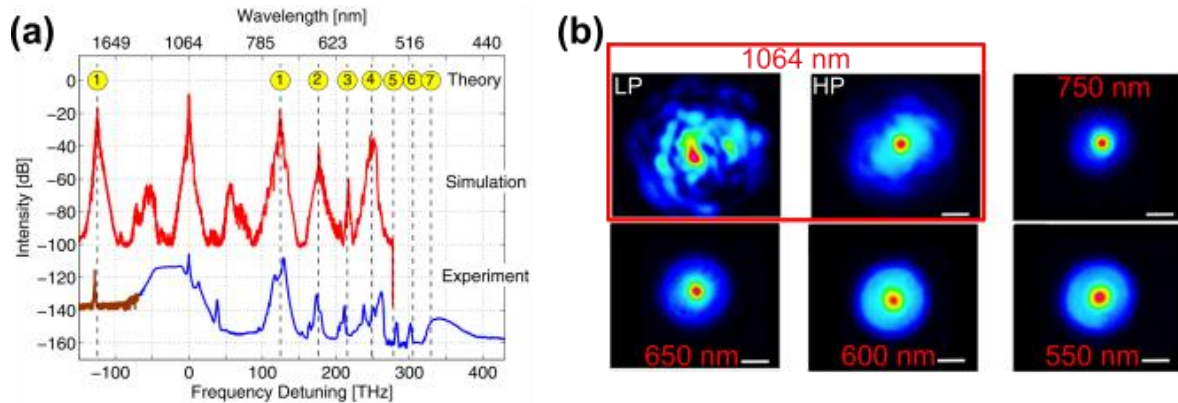


Figure I.11 : (a) Spectres numériques et expérimentaux des fréquences générées par GPI en regard avec les valeurs théoriques, (b) répartition intensimétrique en sortie de fibre optique à différentes longueurs d'onde (Krupa et al. 2016).

La suite de ce chapitre sera focalisée sur l'influence des effets non linéaires sur la répartition transverse de l'intensité lors de la propagation dans une fibre optique multimode en traitant particulièrement les effets d'autonettoyage de faisceaux.

I.3. Nettoyage spontané de la distribution transverse de champ se propageant dans une fibre à gradient d'indice parabolique

Le nettoyage de faisceaux multimodaux a largement été étudié pour former un faisceau de faible divergence, d'intérêt pour la propagation en espace libre. La façon la plus intuitive pour nettoyer un faisceau est de le filtrer spatialement dans son plan de Fourier afin de ne conserver que les basses fréquences spatiales. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'une grande quantité de l'énergie est perdue lors de l'étape de filtrage. On peut également réaliser un filtrage spatial à travers une cavité de type Fabry-Perot. Celle-ci étant conçue pour être monomode, l'énergie apportée par une source multimode sera convertie en faveur du mode fondamental (Willke et al. 1998). Par ailleurs, il est possible d'exploiter le mélange à deux ondes existant au sein d'un cristal photoréfractif dans le but de transférer l'énergie d'un faisceau fortement multimodal mais très intense vers un faisceau monomode pour nettoyer le faisceau de sortie d'une fibre fortement multimodale (Flusche et al. 2006) (Lombard et al. 2007).

En propagation guidée, le principe du nettoyage d'un faisceau consiste à transférer l'énergie des modes d'ordres supérieurs d'une fibre multimodale vers le mode fondamental par couplages non linéaires. Ces solutions de nettoyage peuvent représenter une alternative convaincante aux fibres optiques monomodes à large aire modale dont les caractéristiques optogéométriques sont souvent complexes et doivent être contrôlées finement, ce qui peut les rendre coûteuses. Citons les fibres à profil d'indice classique à grand diamètre de cœur nécessitant un contrôle fin de l'indice de réfraction (M.-J. Li et al. 2009) ou encore les fibres microstructurées présentant une structuration complexe du cœur (Knight et al. 1997) (Russell 2003).

On retiendra principalement trois méthodes de nettoyage de faisceau spontané par effet non linéaire dans les fibres optiques, deux dont le processus est connu depuis de nombreuses années utilisant les phénomènes de diffusions Raman stimulées (Baek and Roh 2004) et Brillouin (Rodgers, Russell, and Roh 1999) pour obtenir un faisceau avec la majorité de l'énergie portée par le mode fondamental. La troisième méthode est basée sur un phénomène découvert bien plus récemment : l'autonettoyage par effet Kerr. Ce dernier sera l'un des fondements de ce manuscrit et sera donc largement détaillé dans cette partie.

I.3.1. Nettoyage de faisceau spontané dans une fibre à gradient d'indice parabolique par processus non linéaire inélastique

Dans le cadre de la propagation dans les fibres multimodes, la génération de l'onde Stokes se fait sur plusieurs modes de fibre. Le gain Raman n'est pas équivalent pour chaque mode. Comme le montre l'équation *I. 17*, le recouvrement intensimétrique entre le mode à la pulsation pompe et le mode à la pulsation Stokes joue un rôle essentiel. Un phénomène dit de nettoyage par le gain se produit alors le long de la propagation dans la fibre optique.

Comme il a été présenté dans la première partie de ce chapitre, la composition modale dans les fibres optiques à saut d'indice et à gradient d'indice parabolique n'est pas identique.

Par conséquent, les intégrales de recouvrement entre les modes seront elles aussi différentes, conduisant à des gains Raman différents selon les modes et selon le type de fibres.

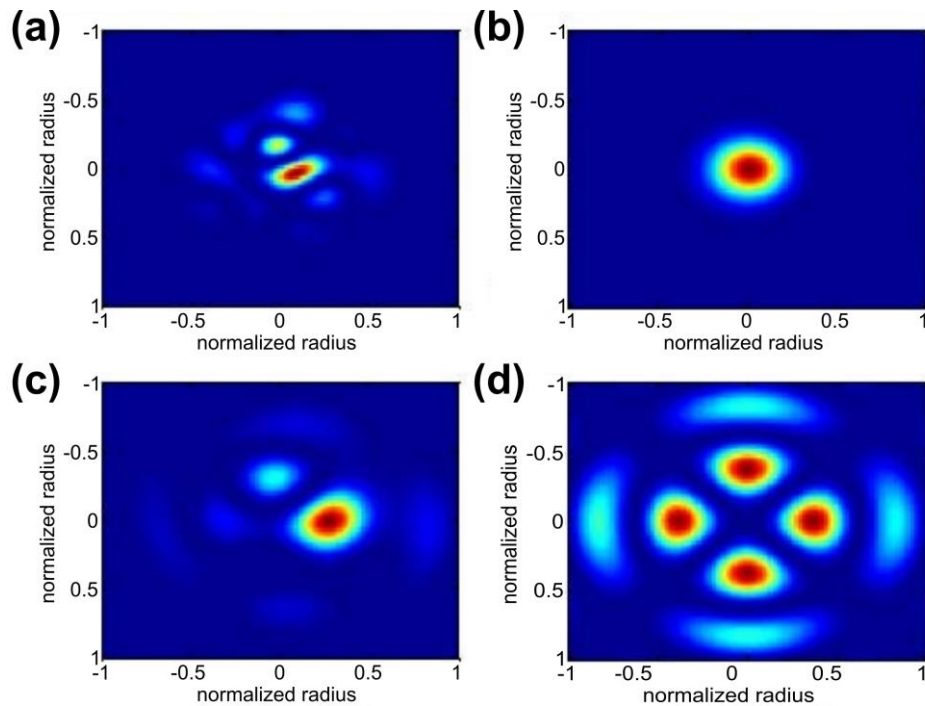


Figure I.12 : Simulation numérique du nettoyage de faisceau par diffusion Raman stimulée. Répartition d'intensité de l'onde de pompe (colonne de gauche) et de l'onde Stokes générée (colonne de droite), (a-b) dans une fibre à gradient d'indice et (c-d) dans une fibre à saut d'indice (Terry et al. 2007).

Une étude numérique (Terry et al. 2007) met en lumière ces différences. Ainsi comme illustré sur la Figure I.12 ci-dessus, et pour des conditions d'excitation similaires, le nettoyage par le gain Raman se fera en faveur du mode LP_{22} pour les fibres à saut d'indice, tandis que pour les fibres à gradient d'indice parabolique ce dernier est en faveur du mode LP_{01} . Il est à noter que le nettoyage ne se fait pas dès la génération de l'onde Stokes. Il y a un phénomène de compétition modale qui a lieu au cours de la propagation. Ainsi, le mode ayant le meilleur recouvrement spatial avec l'onde de pompe va progressivement accumuler un gain supérieur à celui des autres modes et devenir prépondérant. Cette étude montre que le mode fondamental dans les fibres à gradient d'indice est celui qui présente le gain Raman le plus fort, ce qui n'est pas le cas pour une fibre à saut d'indice (Figure I.13 ci-dessous). C'est pourquoi les fibres à gradient d'indice sont privilégiées pour réaliser un nettoyage modal par effet Raman (Chiang 1992) (Baek and Roh 2004).

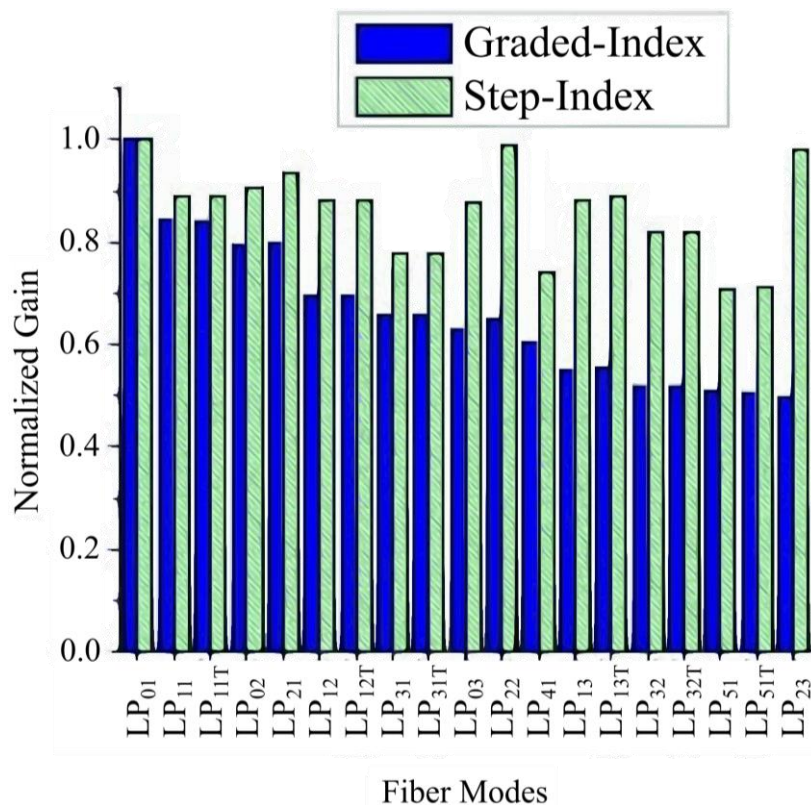


Figure I.13 : Gains moyens relatifs entre les modes Stokes pour 50 000 conditions d'injection différentes de l'onde pompe pour des fibres à saut et à gradient d'indice (Terry et al. 2007).

Bien que certaines applications nécessitent l'utilisation de modes d'ordre élevé (microscopie biologique (Chrusch, P and Vaez-Iravani 1992) (Kozawa et al. 2011), amplification de puissance (Nicholson et al. 2012)...), la majorité des utilisateurs de sources lasers préfère l'utilisation d'un faisceau unilobe, uniphase comme dans le cas du mode fondamental d'une fibre optique. Le nettoyage de faisceau, en utilisant ces dynamiques non résonnantes, peut créer des sources lasers Raman à partir de diodes lasers fortement multimodes (Kablukov et al. 2016).

I.3.2. Autonettoyage de faisceau par effet Kerr

L'autonettoyage par effet Kerr est un phénomène non linéaire qui a été identifié pour la première fois en 2017 (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017) et a été largement étudié par la suite. Bien que plusieurs hypothèses aient été émises, l'origine de ce phénomène n'est pas encore certaine. Cette partie s'applique à tout d'abord décrire le phénomène d'un point de vue expérimental avant d'évoquer quelques interprétations théoriques qui ont été proposées par la communauté scientifique.

I.3.2.1. Description du phénomène

Krupa *et al.* ont mis en lumière l'évolution en fonction de la puissance injectée de la répartition spatiale du faisceau en sortie d'une dizaine de mètres de fibre multimode à gradient d'indice parabolique, présentant un cœur de 50 μm de diamètre supportant une cinquantaine de modes par polarisation. Cette fibre était excitée par une source laser émettant à la longueur d'onde de 1064 nm délivrant des impulsions de 900 ps de répartition spatiale gaussienne de

40 μm de diamètre et cadencées à 23 kHz (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

Ainsi, le speckle formé en sortie de fibre optique à basse puissance et donc en régime de propagation linéaire subit, sous l'effet de l'augmentation de la puissance, une réorganisation spontanée de sa répartition spatiale d'intensité vers une forte proportion du mode fondamental. Cette évolution est illustrée sur la Figure I.14 ci-dessous.

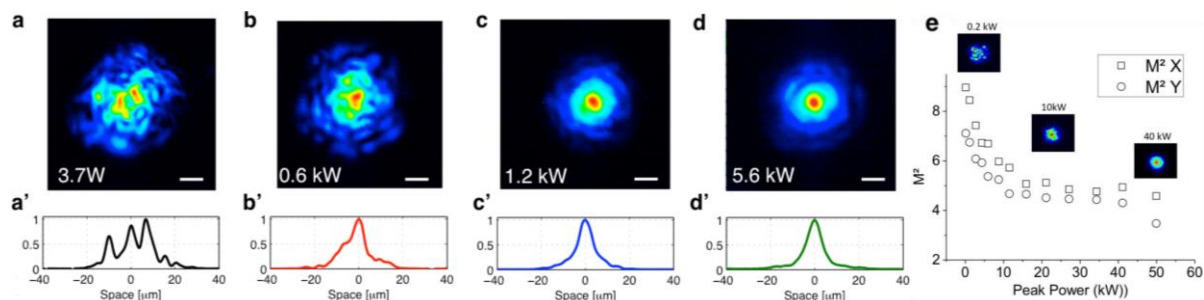


Figure I.14 : Évolution en fonction de la puissance crête (a-d) de la répartition transverse de l'intensité avec (a'-d') les profils correspondants et (e) de la qualité du faisceau représentée par le paramètre M^2 (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

Une particularité de ce phénomène est l'absence de conversion de fréquence lors du processus non linéaire. Par conséquent, l'intégralité du faisceau est portée par la fréquence pompe sans effet dissipatif de l'énergie. Par ailleurs, le seuil d'apparition de l'autonettoyage par effet Kerr se situe en dessous de celui de la génération de fréquence Raman, mais également de celui d'un élargissement spectral significatif dû à l'automodulation de phase (Figure I.15).

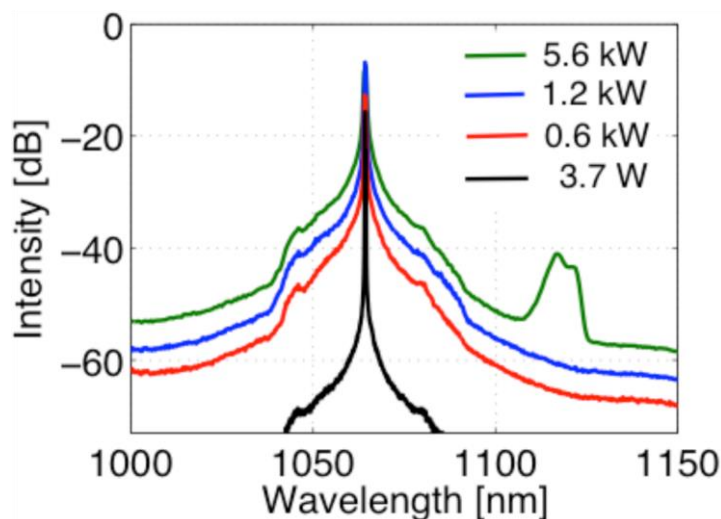


Figure I.15 : Évolution du spectre en fonction de la puissance crête (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

Il a par ailleurs été montré qu'en plus de l'amélioration de la qualité du faisceau, illustré par une diminution du paramètre M^2 (facteur comparant la divergence d'un faisceau avec celle d'un faisceau gaussien dont le M^2 est égal à un) sur la Figure I.14(e), l'autonettoyage sur le mode fondamental est robuste aux couplages. En effet, au-delà du seuil d'autonettoyage et en appliquant des contraintes mécaniques sur la fibre (modification du rayon de courbure,

pression... etc.), le nettoyage du faisceau est conservé et seul le piédestal composé de modes d'ordres plus élevés est modifié par les couplages linéaires. Cela montre que les échanges d'énergie ayant lieu lors de la propagation en régime non linéaire, ne sont pas réversibles.

Cette nouvelle dynamique non linéaire a engendré de nombreuses études pour par exemple examiner les régimes temporels nécessaires à son apparition (Liu et al. 2016). L'effet Kerr est très sensible à la puissance crête, cette dernière étant directement liée à la distribution intensimétrique du champ au cours de la propagation dans la fibre d'une part et à la durée d'impulsion d'autre part. Aussi, les impulsions brèves à forte puissance crête accélèrent la dynamique d'apparition des effets spectraux. Par conséquent, en régime impulsif femtoseconde, l'autonettoyage par effet Kerr, l'élargissement spectral induit par automodulation de phase et la génération d'onde Raman apparaissent bien plus rapidement que dans les expériences de Krupa *et al.* qui utilisaient une source impulsif subnanoseconde. Wise *et al.* ont adapté leur système en utilisant une fibre multimodale beaucoup plus courte, de 20 cm à comparer aux 12 m de l'étude précédente de Krupa *et al.*, démontrant que l'autonettoyage par effet Kerr est observable avec des impulsions femtosecondes. Ces résultats sont montrés sur la Figure I.16 ci-après.

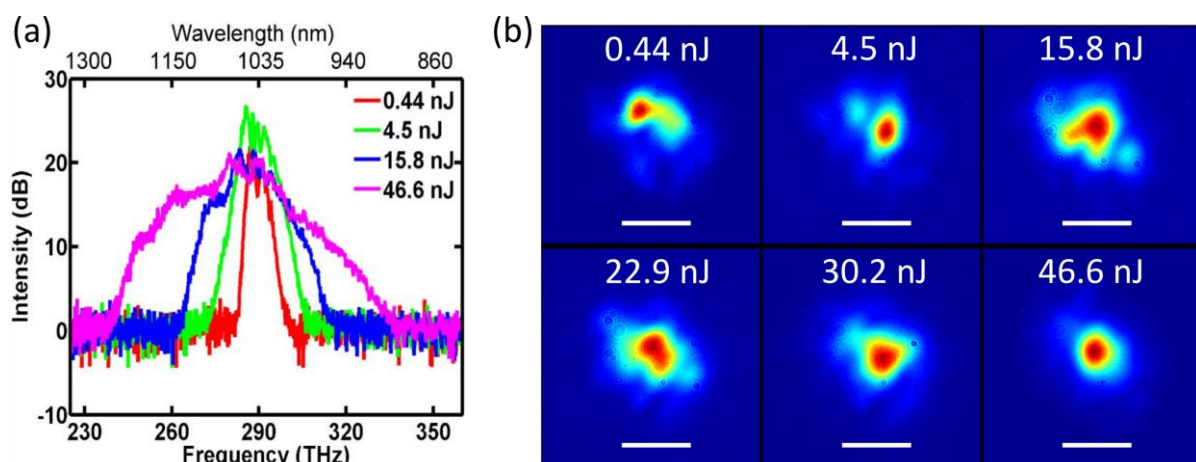


Figure I.16 : Démonstration expérimentale de l'autonettoyage par effet Kerr en régime d'impulsion femtoseconde. (a) Évolution du spectre et (b) évolution de la répartition transverse de l'intensité en sortie d'une fibre à gradient d'indice parabolique de 20 cm en fonction de l'énergie de l'impulsion. (Liu et al. 2016).

Au-delà de l'aspect temporel, j'ai démontré lors de travaux précédents, tout comme Mondal et Varshney, que malgré la tendance de l'autonettoyage par effet Kerr à favoriser les échanges d'énergie vers le mode fondamental, il est également possible d'obtenir un autonettoyage sur des modes d'ordres plus élevés (Deliancourt et al. 2019a) (Mondal and Varshney 2020). Ainsi, en ajustant finement les conditions d'injection dans la fibre optique, l'émission des modes LP_{11} (Figure I.17) et LP_{21} par exemple, a pu être favorisée à la sortie d'une fibre optique à gradient d'indice. Ces aspects seront discutés largement dans la suite de mon manuscrit.

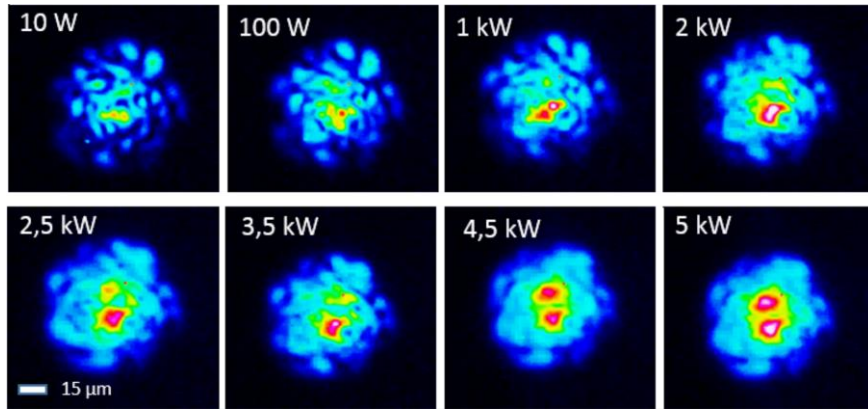


Figure I.17 : Démonstration expérimentale de l'autonettoyage vers le mode LP_{11} (Deliancourt et al. 2019a).

L'autonettoyage par effet Kerr a également la propriété de conserver la cohérence du faisceau. En effet, Krupa *et al.* ont montré à l'aide de l'expérience des trous d'Young que la figure d'interférence a un contraste de 70 % (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017). Aussi, Fabert *et al.* (Fabert et al. 2020) ont notamment montré la cohérence entre deux faisceaux issus de la même source laser mais nettoyés dans deux fibres multimodales distinctes à l'aide d'un montage interférométrique de type Mach-Zehnder (Figure I.18(a)). Il est possible de faire interférer deux faisceaux nettoyés sur le mode fondamental comme le montre la Figure I.18(b, c), mais également un faisceau nettoyé sur le mode fondamental et l'autre sur le mode LP_{11} . L'étude montre le bon contraste des franges d'interférence du mode nettoyé, majoritairement porté par les longueurs d'onde générées par automodulation de phase, tandis que le speckle composant le piédestal est moins contrasté. Ces expériences ouvrent la voie à des applications telles que la combinaison de faisceaux ou de modes à forte puissance.

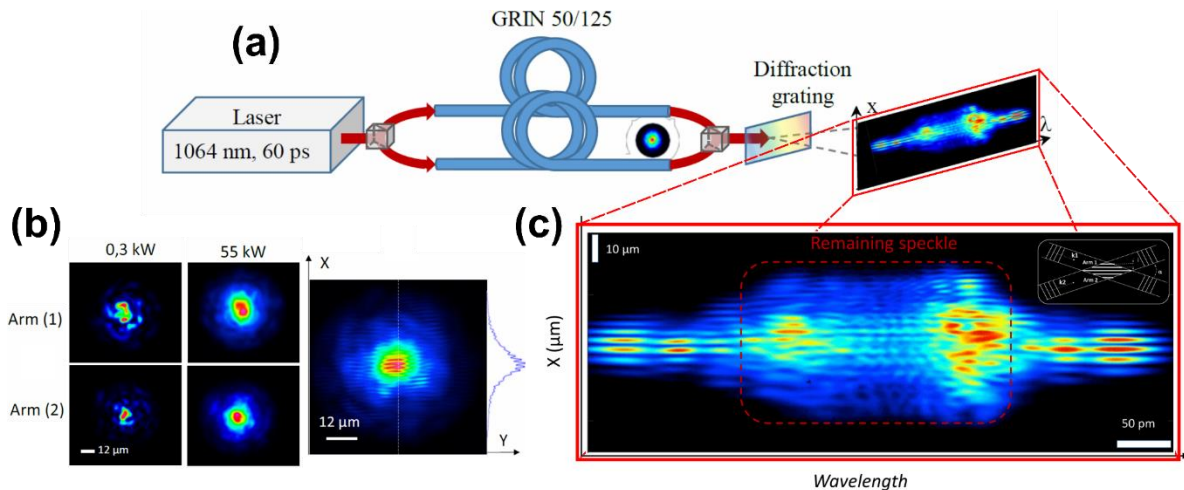


Figure I.18 : Mise en évidence de la conservation de la cohérence par l'autonettoyage par effet Kerr (a) montage expérimental pour faire interférer deux faisceaux autonettoyés, (b) évolution spatiale des faisceaux de chaque bras en fonction de la puissance crête et la superposition des deux à forte puissance et (c) Spectre résolu spatialement de l'interférence entre deux faisceaux autonettoyés (Fabert et al. 2020).

Ces dernières années, la disponibilité de sources lasers de très fortes puissances ont démocratisé les recherches en optique non linéaire notamment. Néanmoins, dans le cas de

sources lasers entièrement fibrées, les seuils d'apparition des effets non linéaires brident les performances énergétiques de ce type de source. Si les fibres monomodes à grande aire modale ont intensivement été étudiées ces dernières années, leur fabrication a un « coût » technologique important qui nécessite un contrôle rigoureux des caractéristiques optogéométriques du guide. Aussi, l'option que représente les fibres optiques multimodales, aux contraintes technologiques beaucoup plus sommaires, devient attractive pour le déport d'énergie par exemple. Les aspects « système » seront abordés dans le chapitre suivant avec la description de processus d'optimisation qui amènent une fibre multimodale à produire un champ de distribution transverse contrôlée. Des sources lasers énergétiques délivrant des faisceaux de bonne qualité spatiale, basées sur le phénomène d'autonettoyage par effet Kerr peuvent être imaginées. Les travaux des équipes de Frank Wise (Wright, Christodoulides, and Wise 2017) et Christophe Moser (Uğur Teğin, Rahmani, Kakkava, Psaltis, et al. 2020) illustrent bien cet aspect en proposant des architectures de cavité laser permettant la génération d'impulsions énergétiques d'une centaine de femtosecondes et de bonne qualité spatiale.

1.3.2.2. Interprétations théoriques possibles

L'attractivité pour l'étude de phénomènes non linéaires complexes a permis de démontrer expérimentalement certains effets prédits théoriquement dans les fibres multimodes comme les solitons multimodaux (Longhi 2003) (Horak and Poletti 2012) (Wright et al. 2015) (Mondal, Mishra, and Varshney 2020). Cela a été rendu possible grâce à la montée en puissance des sources lasers ces dernières années. À l'inverse, des effets ont préalablement été obtenus expérimentalement avant d'en concevoir le cadre théorique comme dans le cas du processus d'autonettoyage par effet Kerr, pour lequel la formalisation théorique est encore discutée.

Ainsi, la communauté scientifique s'est mobilisée et propose plusieurs interprétations théoriques. Il semble cependant que tous s'accordent à dire que l'auto-imagerie et les mélanges intermodaux par couplages non linéaires sont probablement à l'origine de ce phénomène.

Le groupe de Wright *et al.* aborde le concept en considérant l'action d'un attracteur universel instable, tandis que certaines théories font appel à des analogies avec des phénomènes observés dans d'autres disciplines de la physique comme celui de la condensation en thermodynamique ou celui de la turbulence en hydrodynamique. Enfin, Krupa *et al.* supposent que la combinaison de l'auto-imagerie et des non-linéarités présentes dans la fibre offre des solutions à travers des quasi-accords de phase intermodaux induits par la photo-induction d'un réseau de Bragg à longue période.

1.3.2.2.1. Attracteur universel instable

Le principe d'attracteur est très utilisé dans différents domaines, allant de l'économie à la physique. Le principe d'attraction est la tendance d'un système à atteindre un état spécifique, et ce pour une plage de conditions initiales très vaste. De plus, dans le cas où le système s'est déjà approché de cette solution particulière, il devient plus robuste aux perturbations.

Il est assez simple d'apparenter ce principe d'attracteur avec l'autonettoyage par effet Kerr. En effet, dans les deux cas, le système tend vers un état défini qui dans le cas de la propagation dans la fibre optique est une distribution de champ dans laquelle domine le mode fondamental de la fibre. Le modèle numérique, proposé dans l'article de Wright (Wright et al. 2016), décrit une réorganisation de la répartition transverse de l'intensité du faisceau vers un état d'équilibre (mode fondamental) lorsque l'énergie dans la fibre augmente. Cette réorganisation est illustrée sur la Figure I.19 et est accompagnée de l'apparition de raies générées par effet Raman.

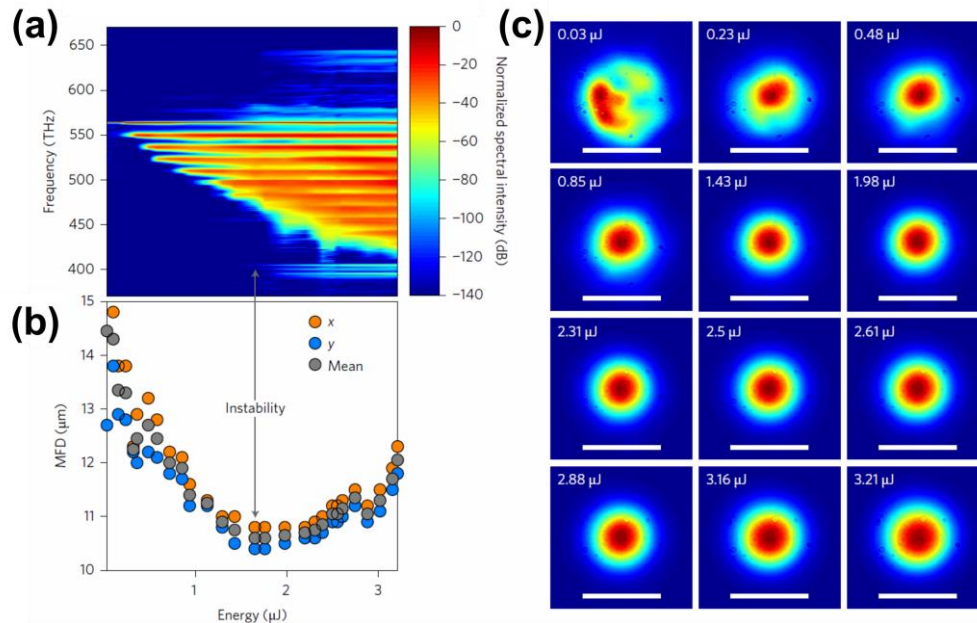


Figure I.19 : Évolution (a) du spectre (b) du diamètre du faisceau et (c) de la répartition transverse du faisceau en sortie de 100 m d'une fibre de type GRIN guidant 55 modes en présence d'un attracteur en fonction de l'énergie de l'impulsion initiale (Wright et al. 2016).

Dans le régime temporel nanoseconde utilisé par Wright *et al.*, la réorganisation spatiale du faisceau, avant l'apparition d'effets dissipatifs par diffusion Raman, est induite par le puits de potentiel que représente l'effet Kerr associé au gradient d'indice de la fibre. Ensuite, avec l'augmentation de l'énergie, le système devient dissipatif (déplétion de l'onde pompe par conversion de fréquence) donnant lieu à des instabilités. Celles-ci peuvent induire une évolution irréversible du système vers un attracteur qui dans le cas de ce type de fibre est le mode fondamental.

Lorsque l'on augmente encore l'instabilité du système une fois la réorganisation atteinte, le système produit des instabilités de modulation accompagnées de la génération de nouvelles bandes de fréquence comme l'illustre la Figure I.19(a-b).

1.3.2.2.2. Analogie avec le phénomène de faible turbulence en hydrodynamique

Dans le domaine de l'hydrodynamique, des phénomènes complexes sont étudiés depuis de nombreuses années tels que la formation d'ouragan pour améliorer l'étude météorologique ou encore l'observation de turbulences dans l'atmosphère de la planète

Jupiter. Ces dernières ont beaucoup intéressé la communauté car Jupiter est l'un des lieux les plus turbulents de notre système solaire. Des événements de différentes envergures peuvent avoir lieu, des turbulences à l'interface de deux bandes de courants horizontaux au « Great Red Spot » qui est une zone turbulente stable de près de 40 000 km de diamètre (Figure I.20). Le passage de la sonde *Cassini* envoyée par la NASA a permis, grâce aux images prélevées, d'étudier ces phénomènes.

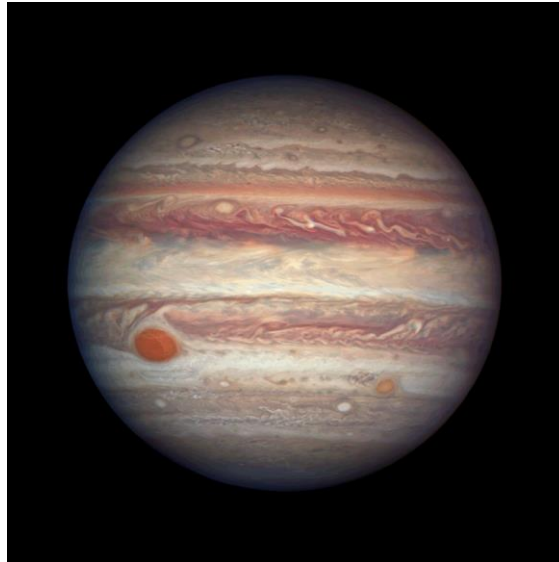


Figure I.20 : Photographie de la planète Jupiter montrant les turbulences de son atmosphère et le « Great Red Spot ».

Ces événements demandent de fortes ressources informatiques pour être modélisés dans les trois dimensions. Ainsi, comme dans de nombreux domaines scientifiques, des modèles simplifiés ont été imaginés pour réduire le temps de calcul, par exemple, la turbulence 2D (Kraichnan 1967) pour compléter le modèle 3D proposé par Kolmogorov. La particularité de ce modèle est qu'il n'existe pas de phénomène turbulent naturel en deux dimensions. En revanche, il propose une première réflexion sur le comportement de phénomènes en trois dimensions en mettant en évidence le transport et la distribution de l'énergie par des phénomènes de cascade vers les nombres d'ondes bas ou/et haut.

Le parallèle peut être fait dans le cas de l'autonettoyage par effet Kerr. Lorsque les effets non linéaires prennent le pas sur la dispersion, les modes vont alors être couplés par la non-linéarité. En effet, les couplages linéaires intermodaux induits se font majoritairement pour les modes d'ordres élevés et sont de faible amplitude dans le cas d'une fibre faiblement contrainte, la non-linéarité apporte alors une force de couplage supplémentaire.

Ce modèle s'appuyant sur l'existence d'instabilités paramétriques prend également en compte l'influence des conditions d'excitation de la fibre. Comme le montrent les Figure I.21(a) et Figure I.21(b), en régime linéaire le mode fondamental est isolé et ne subit pas l'influence du couplage linéaire contrairement aux autres modes qui échangent de l'énergie. En revanche, lorsque la puissance injectée est suffisante pour dépasser le seuil d'autonettoyage par effet Kerr, le mode fondamental gagne de l'énergie très tôt au cours de la propagation avec une déplétion des modes intermédiaires. Cette tendance est d'autant plus visible pour un rayon de

faisceau incident de 15 μm (à comparer aux 10 μm de rayon du mode fondamental d'une fibre à gradient d'indice parabolique de 65,5 μm de diamètre de cœur). En revanche, dans le cas du faisceau de 30 μm , l'énergie est davantage répartie sur l'ensemble de la population modale, ainsi la proportion d'énergie portée par le mode fondamental est moindre (Figure I.21(b, d)) avec pour conséquence une diminution de l'efficacité du nettoyage.

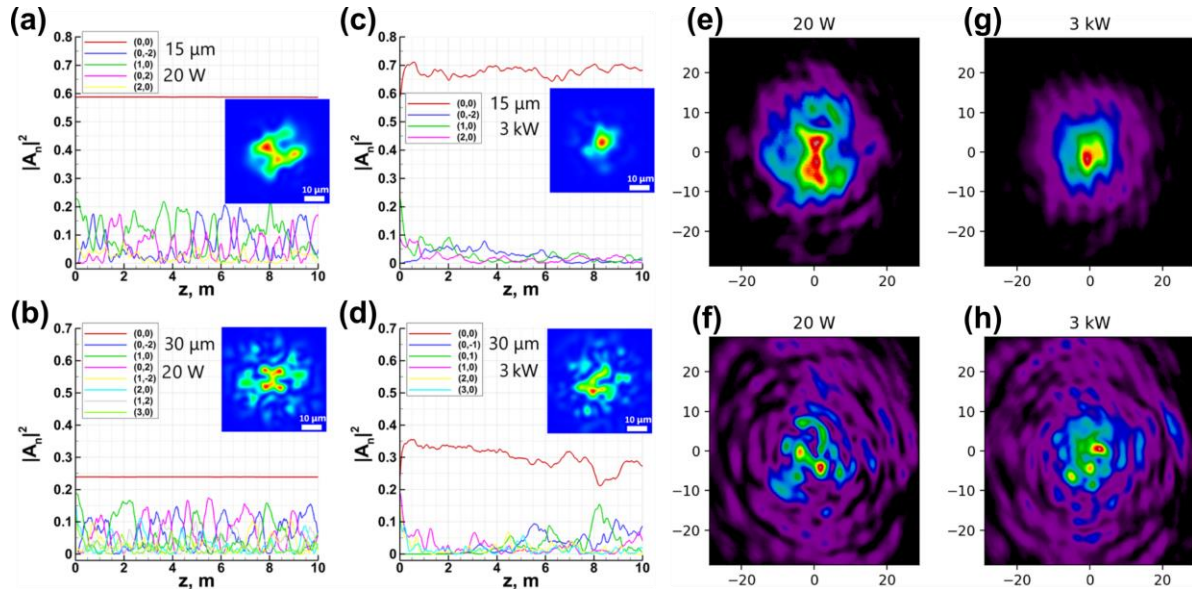


Figure I.21 : Études numérique (a-d) et expérimentale (e-h) réalisées pour un faisceau incident de 15 μm (première ligne) et de 30 μm (deuxième ligne) de rayon. (Podivilov et al. 2019).

Étude numérique – Évolution de la composition modale dans les cas de la propagation (a, b) linéaire et (c, d) non linéaire le long de la fibre avec les répartitions d'intensité en sortie de fibre correspondantes.

Étude expérimentale – Intensité en champ lointain après propagation dans 10 m de fibre multimode de type GRIN à (e, f) basse puissance et (g, h) forte puissance.

Les résultats expérimentaux (Figure I.21(e-h)) présentés par Podivilov *et al.* sont en accord avec ceux des modélisations correspondantes montrant l'influence de la population initiale sur l'efficacité de l'autonettoyage.

Tous ces éléments montrent les similitudes entre le domaine des turbulences observées en hydrodynamique et de l'autonettoyage par effet Kerr qui a lieu dans les fibres optiques multimodales.

I.3.2.2.3. Analogie avec le phénomène de thermalisation et de condensation

Le principe de condensation établi par Bose et généralisé par Einstein décrit le comportement de bosons (particules pouvant partager des états quantiques comme les photons) soumis à des températures de quelques Kelvins. Ainsi, ces particules voient leur énergie diminuer avec la température. Les particules se comportent alors comme des ondes ayant un encombrement de plus en plus important. L'équilibre thermodynamique est atteint lorsque chaque particule est au niveau fondamental d'énergie. Dans ce cas, les ondes associées deviennent plus larges que la distance les séparant. La thermalisation du système sous la forme du phénomène de condensation est la résultante de leur couplage. L'ensemble

de ces particules se comporte alors comme une seule onde. Cet ensemble est appelé condensat de Bose-Einstein. La Figure I.22 montre l'évolution de la répartition énergétique des atomes d'un gaz lorsque la température de celui-ci diminue (de la gauche vers la droite) passant d'un faible nombre d'atomes sur le niveau d'énergie le plus bas, à la quasi-totalité lorsque la condensation s'effectue pour une température du gaz d'une centaine de nanoKelvins.

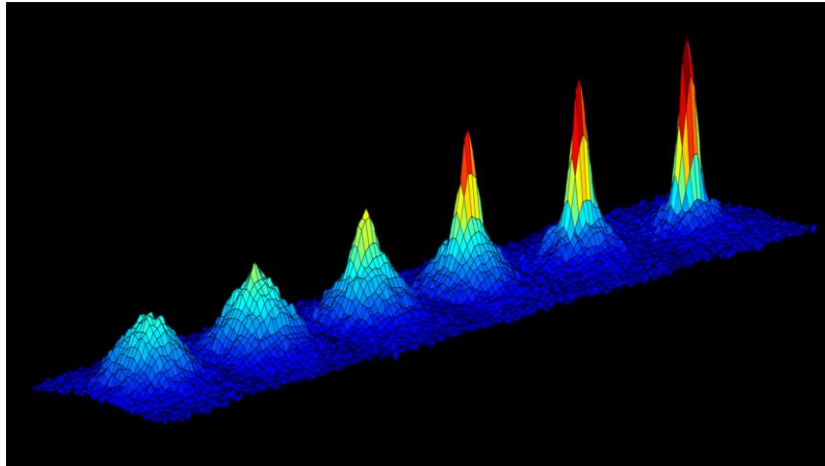


Figure I.22 : Représentation de l'augmentation du nombre d'atomes se trouvant à l'état fondamental d'énergie avec la diminution de la température (Crédits : NASA/JPL-Caltech).

La condensation de Bose-Einstein peut être décrite mathématiquement en utilisant le modèle de Schrödinger non linéaire. Ce modèle, également utilisé pour prédire le comportement d'ondes optiques, permet de faire la passerelle entre ces deux domaines de la physique. Ainsi, un phénomène semblable au condensat de Bose-Einstein a pu être démontré pour des ondes classiques. Dans le cas d'ondes optiques incohérentes se propageant en espace libre, atteindre l'équilibre thermodynamique et donc un système thermalisé est quasiment impossible à observer expérimentalement (C. Sun et al. 2012). En effet, cela nécessite des longueurs de propagation de l'ordre de 10^5 fois la longueur non linéaire du système. Sun *et al.* ont cependant observé ce phénomène en utilisant un couple de modulateurs spatiaux de lumière pour moduler un faisceau structuré avec des amplitudes et des phases aléatoires. Ce faisceau synthétisé est ensuite imagé dans un milieu non linéaire, un cristal photoréfractif auto-défocalisant (Figure I.23(a)). De cette façon, il est possible de rallonger artificiellement la longueur d'interaction des ondes, mais au risque d'introduire des erreurs. La Figure I.23(b) montre la condensation de l'énergie en faveur du mode fondamental dans l'espace de Fourier. Cependant, ce type de montage expérimental est très sensible aux perturbations et donc difficile à implémenter.

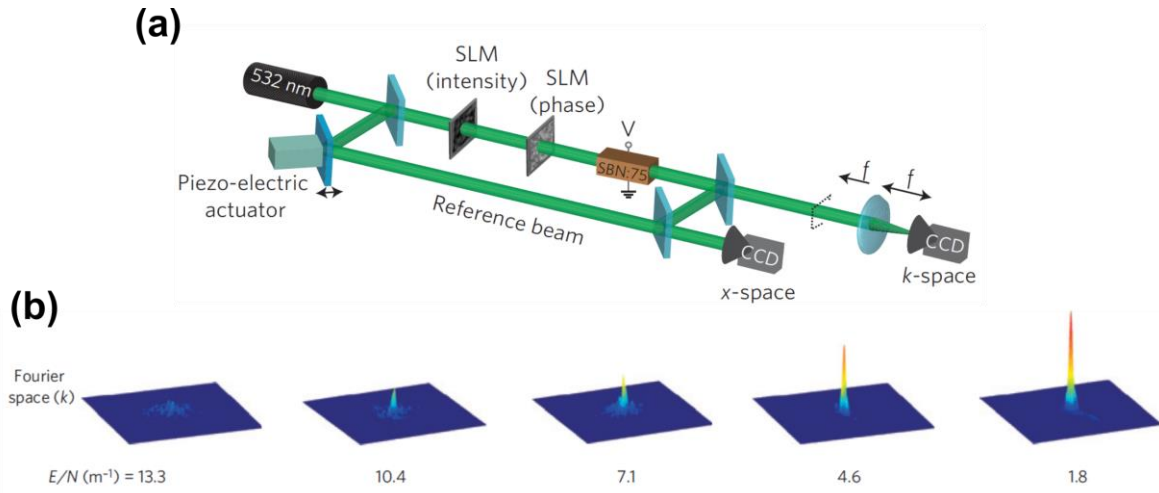


Figure 1.23 : Démonstration expérimentale de la condensation de l'énergie optique utilisant un milieu non linéaire artificiellement très long. (a) Schéma du montage expérimental utilisant deux modulateurs spatiaux de lumière (SLM) et un cristal photoréfractif (SBN-75) activé par la tension V , (b) Évolution de l'énergie dans l'espace de Fourier en fonction de l'énergie cinétique des particules E/N (C. Sun et al. 2012).

Ascheri *et al.* (Ascheri et al. 2011) ont théoriquement mis en évidence en s'appuyant sur l'équation de GNLSE (équation 1.26), que la thermalisation d'ondes optiques dans une fibre multimode à gradient d'indice tend vers la condensation de l'énergie en faveur du mode fondamental.

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - j \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \psi + jV(r)\psi = j \frac{\omega_0 n_2}{c} |\psi|^2 \psi \quad \text{Eq 1.26}$$

Dans cette équation, le champ optique est défini comme $\psi = E e^{j(k_0 n_0 - V_0)z}$. La fibre à gradient d'indice est modélisée par un puits de potentiel parabolique tronqué $V(r)$, de potentiel maximal défini par $V_0 = k_0 \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c}$. La Figure 1.24, extraite de cet article le montre en présentant les répartitions d'intensité avant et après propagation dans la fibre (première ligne) et l'évolution le long de la fibre de la fraction d'énergie portée par le mode fondamental et la variation d'entropie correspondante (seconde ligne). L'énergie propagée est transférée au mode fondamental relativement rapidement le long de la fibre jusqu'à atteindre le régime établi prédit par la théorie et représenté par les pointillés rouges. À l'équilibre thermodynamique, il y a eu une accumulation de l'énergie sur le mode fondamental au cours de la propagation. Le reste de l'énergie repose dans un ensemble incohérent de modes d'ordres plus élevés.

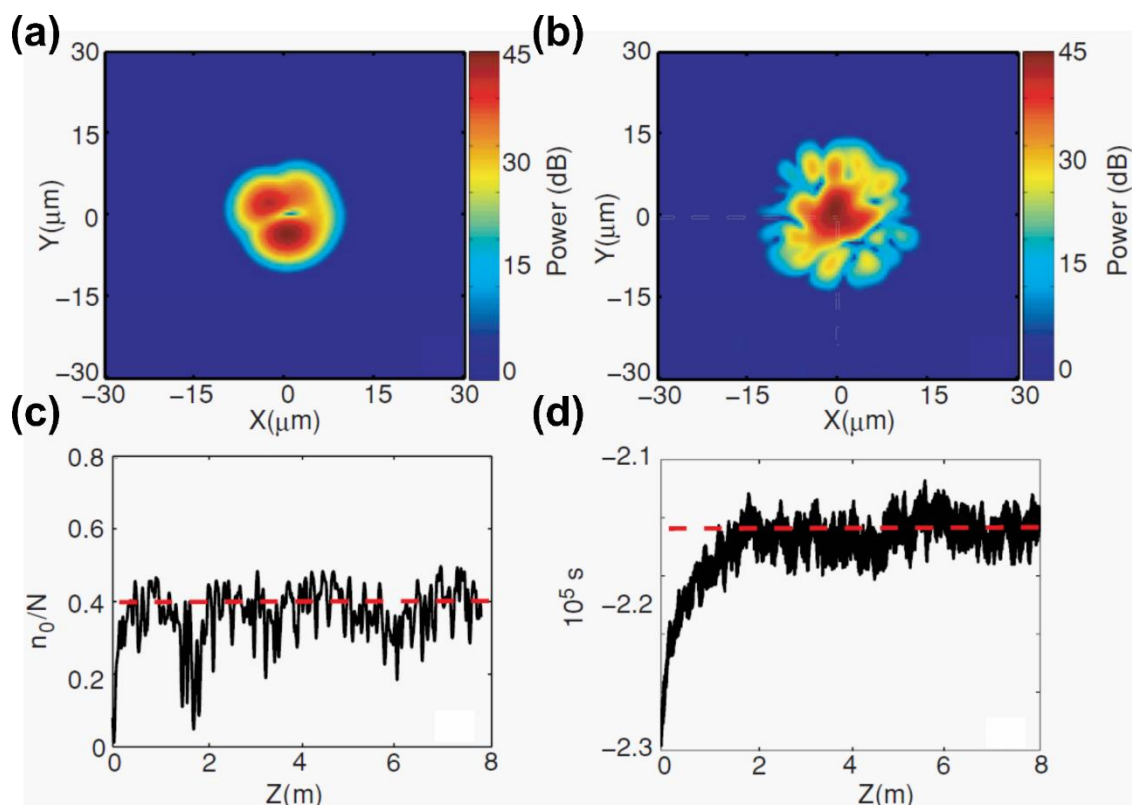


Figure I.24 : Étude numérique mettant en évidence la condensation d'ondes optiques dans une fibre multimode où (a) et (b) représentent les répartitions d'intensités transverses respectivement en $z=0$ et $z=7$ m. Évolution au cours de la propagation de (c) la fraction de puissance sur le mode fondamental, (d) l'entropie du système (Aschieri et al. 2011).

Cet effet de condensation d'onde n'est pas sans rappeler la dynamique non linéaire d'autonettoyage de faisceau par effet Kerr évoquée plus haut. Une analogie peut donc être faite entre ces deux phénomènes. Par ailleurs, Fusaro *et al.* ont montré que la thermalisation peut être drastiquement accélérée lors de la propagation dans la fibre (Fusaro et al. 2019). Cette accélération peut être provoquée par la présence de désordre structurel induit expérimentalement par des impuretés incluses dans le cœur lors de la fabrication du milieu de propagation, mais également par des perturbations extérieures. Ainsi, en modélisant la propagation dans la fibre à l'aide d'un système d'équations cinétiques discrètes et en prenant en compte le désordre structurel de la fibre, l'autonettoyage par effet Kerr peut être prédit. La Figure I.25, qui montre l'évolution longitudinale de la proportion de l'énergie totale n_p/N portée par le $p^{\text{ième}}$ mode où N est l'énergie totale couplée dans la fibre et de la figure intensimétrique le long de la fibre, illustre ce phénomène. À l'équilibre thermodynamique, le système tend vers une répartition de l'énergie suivant la distribution de Rayleigh-Jeans et correspond à une condensation de l'énergie sur le mode fondamental et de faibles fluctuations des autres modes.

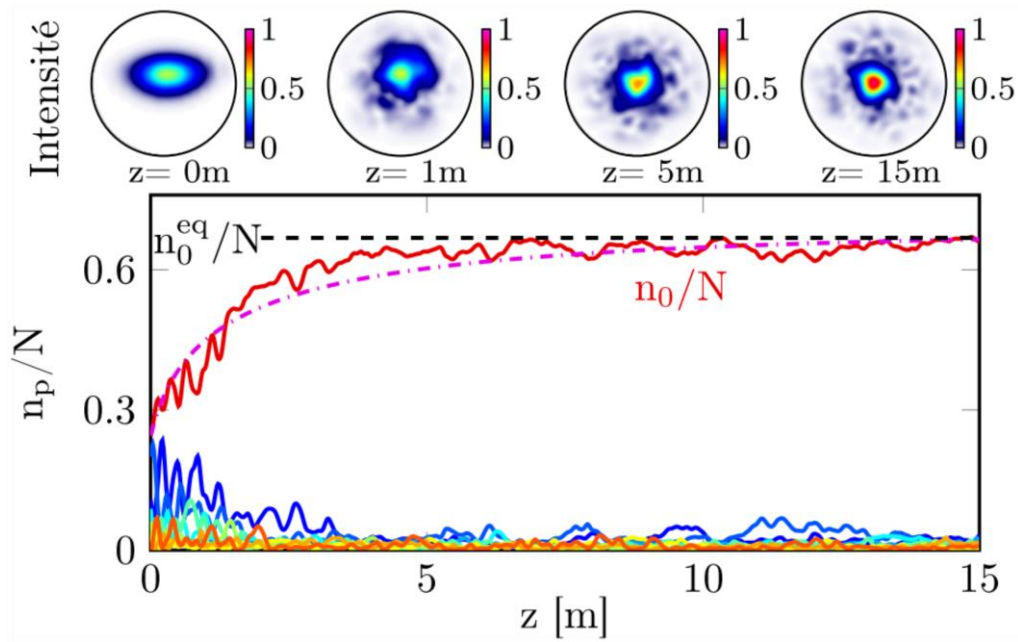


Figure 1.25 : Evolution (ligne du haut) de la répartition d'intensité du champ optique et (ligne du bas) de la population modale n_p/N le long d'une fibre à gradient d'indice en présence de désordre structurel. [Mode fondamental $p=0$ en rouge, $p=1$ (bleu foncé), $p=2$ (bleu), $p=3$ (bleu clair), $p=4$ (cyan), $p=5$ (vert clair), $p=6$ (vert), $p=7$ (jaune), $p=8$ (orange)]

Les lignes en pointillés montrent (noire) la valeur du poids du mode fondamental à l'équilibre thermodynamique et (rose) l'évolution du poids du mode fondamental obtenue à partir des équations cinétiques (Fusaro 2019).

De plus, la nature discrète des équations met en lumière les résonances du guide à travers la présence de groupes de modes dégénérés et du potentiel parabolique de la fibre à gradient d'indice parabolique. L'absence de ces résonances dans les fibres multimodales à saut d'indice expliquerait que l'autonettoyage par effet Kerr et donc la thermalisation de la population modale sous la forme d'un condensat n'y soit pas observable.

1.3.2.2.4. Exploitation du réseau créé par l'auto-imagerie dans une fibre multimode de type GRIN

Krupa *et al.* ont montré l'existence du phénomène d'autonettoyage par effet Kerr. Ils ont interprété ce phénomène comme étant principalement dû à de complexes interactions entre modes couplés par mélange à quatre ondes dont les conditions d'accord de phase sont facilitées par l'effet d'auto-imagerie dans la fibre (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017). Cet effet qui a lieu spontanément dans les fibres à gradient conduit à une reproduction du profil transverse du champ à intervalle régulier au cours de la propagation. La période Λ de l'auto-imagerie est dépendante des paramètres géométriques de la fibre. Elle s'établit à partir de l'équation 1.3 et est donnée par l'équation 1.27.

$$\Lambda = \frac{\pi}{|\beta^{(h+1)} - \beta^{(h)}|} = \frac{\pi r_c}{\sqrt{2\Delta}} \quad \text{Eq 1.27}$$

Dans le cas d'une fibre à gradient d'indice parabolique avec un cœur d'une cinquantaine de micromètres de diamètre, cette période est submillimétrique. Bien que l'auto-

imagerie dans les fibres multimodales soit globalement admise, il est difficile de montrer expérimentalement son existence. Ce problème a été contourné en utilisant des impulsions ultracourtes avec des puissances crêtes très élevées. Au cours de la propagation, l'encombrement spatial transverse du faisceau évolue périodiquement provoquant localement l'apparition de densités de puissance pouvant être très importantes. Une des conséquences est la génération paramétrique de nouvelles longueurs d'onde à la seconde harmonique due au fort confinement du champ optique, mais également l'émission de photoluminescence due à la présence de défauts dans la matrice de silice de la fibre. L'émission de fluorescence étant omnidirectionnelle, il est possible de l'observer à l'œil nu à travers la gaine de la fibre comme l'illustre la Figure I.26(a).

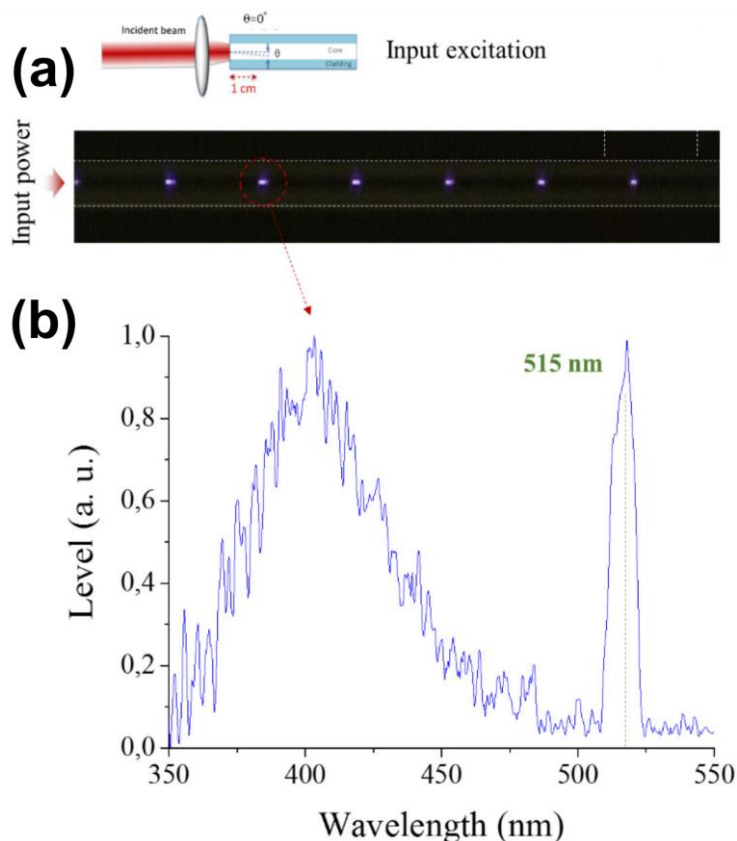


Figure I.26 : (a) Mise en évidence expérimentale de l'auto-imagerie dans une fibre à gradient d'indice par génération paramétrique dont le spectre est présenté en (b) (Krupa, Tonello, et al. 2019).

La variation périodique de l'intensité entraîne une variation périodique de l'indice de réfraction induite par l'effet Kerr. Cette modulation périodique de l'indice de réfraction n'est pas sans rappeler l'évolution de l'indice de réfraction dans les réseaux de Bragg à longue période. Ce type de réseau, souvent induit de manière définitive par rayonnement ultra-violet (Vengsarkar et al. 1996) ou en utilisant des impulsions femtosecondes (Kondo et al. 1999), provoque des échanges d'énergie entre des modes ou réalise des filtres spectraux en modifiant la période du réseau. Hellwig *et al.* (Hellwig et al. 2014) ont déjà montré qu'il est possible de transférer de l'énergie du mode fondamental vers le mode LP_{02} en induisant une modification périodique de l'indice de réfraction à l'aide de l'effet Kerr.

Dans le cas des fibres fortement multimodales, la présence de nombreux modes provoque l'inscription d'un réseau complexe dû aux battements entre les modes. Pour que le mode fondamental soit couplé par le biais du réseau il est nécessaire qu'ils respectent la condition suivante (équation 1.28).

$$\beta^{(1)} - \beta^{(h)} = -\frac{2\pi p}{\Lambda} \quad \text{Eq 1.28}$$

Dans cette équation, $\beta^{(1)}$ est la constante de propagation du mode fondamental et $\beta^{(h)}$ la constante de propagation d'un mode appartenant au groupe h . Enfin, p est un entier qui peut être relié aux harmoniques du réseau. Comme je l'ai montré dans la partie précédente, les constantes de propagation des modes des fibres de type GRIN sont régulièrement espacés (équation 1.3). En injectant cette équation dans l'équation précédente, il apparaît que la condition du réseau de Bragg est respectée, permettant ainsi le couplage entre modes. Ce couplage non linéaire induit par l'espacement régulier des constantes de propagation est schématisé sur la Figure 1.27 ci-après où les flèches représentent les constantes de propagation des groupes de modes.

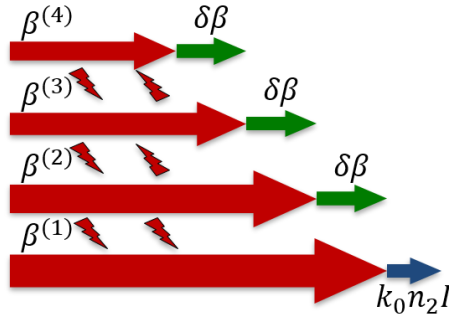


Figure 1.27 : Représentation schématique des couplages non linéaires entre modes de groupes différents facilités par l'espacement régulier de leur constante de propagation. La flèche bleue représente la contribution de l'automodulation de phase sur le mode fondamental.

Cet espacement régulier se répercute également sur la condition d'accord de phase du mélange à quatre ondes comme le montrent les équations 1.29 et 1.30. L'efficacité des échanges d'énergie est directement liée à l'intégrale de recouvrement intermodale. Le fait que le mode fondamental soit le mode présentant le meilleur recouvrement avec les autres modes des fibres à gradient d'indice parabolique induit que l'énergie est principalement transférée vers ce mode plutôt que vers les autres.

$$\Delta\beta = \beta^{(h)} - \beta^{(h+1)} + \beta^{(h+3)} - \beta^{(h+2)} \quad \text{Eq 1.29}$$

$$\Delta\beta = \beta^{(h)} - \left(\beta^{(h)} - (h+1) \frac{\sqrt{2\Delta}}{r_c} \right) + \left(\beta^{(h)} - (h+3) \frac{\sqrt{2\Delta}}{r_c} \right) - \left(\beta^{(h)} - (h+2) \frac{\sqrt{2\Delta}}{r_c} \right) = 0 \quad \text{Eq 1.30}$$

L'étude numérique montrée dans le *Supplementary Material* de la référence (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017) met en évidence, à forte puissance, le gain en puissance sur le mode fondamental au détriment des autres modes comme l'illustre la Figure 1.28. Le fait que ce transfert ne soit pas réversible au cours de la propagation est

provoqué par un découplage du mode fondamental par l'automodulation de phase, plus importante sur le mode fondamental que sur les autres (flèche bleue sur la Figure I.27). Cette phase non linéaire acquise va rompre l'accord de phase nécessaire au mélange à quatre ondes et donc l'échange d'énergie.

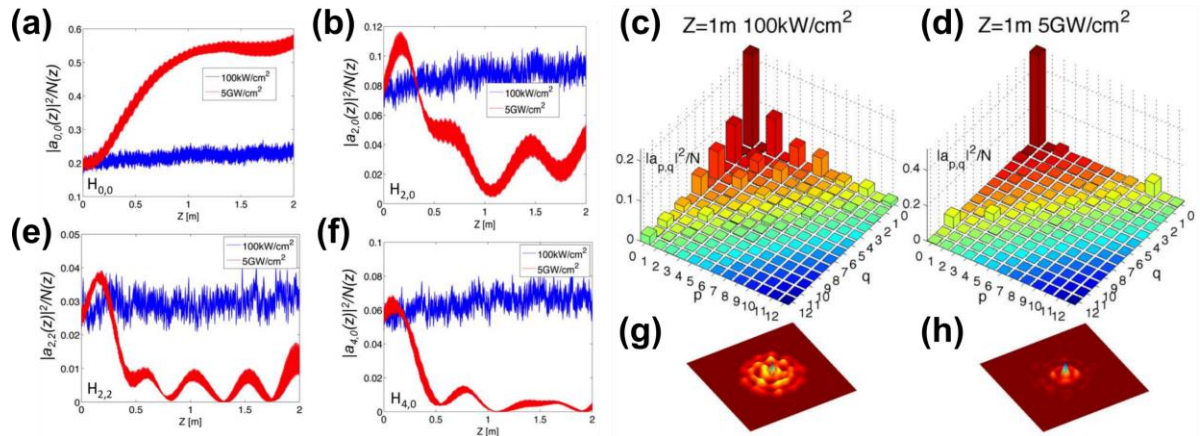


Figure I.28 : Illustration numérique du gain en énergie du mode fondamental à basse intensité (courbes bleues) et à forte intensité (courbes rouges) sur la base des modes d'Hermite-Gauss. (a, b, e, f) Évolution au cours de la propagation de la proportion d'énergie portée respectivement par les modes HG00, HG20, HG22 et HG40.

Décomposition modale en sortie de fibre en régime de propagation (c) linéaire et (d) non linéaire avec le profil intensimétrique de sortie (g) à basse puissance et (h) à forte puissance (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

La création d'un réseau d'indice à longue période par le phénomène d'auto-imagerie dans les fibres à gradient d'indice permet donc d'augmenter l'efficacité de couplage entre les modes dans un régime de propagation non linéaire. Cela donne lieu à des dynamiques particulières comme l'auto-nettoyage par effet Kerr qui peut alors être apparenté au phénomène de condensation.

Conclusion

Les travaux qui seront présentés dans ce manuscrit portent sur la gestion d'effets non linéaires à travers une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique. J'ai donc souhaité rappeler dans la première partie de ce chapitre certaines notions générales sur les fibres optiques et leurs modes de même que sur les aspects de dispersion intermodale et chromatique.

Dans une seconde partie, j'ai décrit les principaux effets induits par la susceptibilité non linéaire du troisième ordre tel que l'effet Kerr optique à l'origine de l'automodulation de phase et de la modulation de phase croisée. J'ai également abordé les effets non linéaires à réponse inélastique et générant de nouvelles fréquences. Enfin, j'ai discuté de l'influence qu'apporte la dynamique multimodale des fibres sur les interactions non linéaires.

La dernière partie de ce chapitre a porté sur les phénomènes de nettoyage de faisceaux par non-linéarités dans les fibres multimodales à gradient d'indice parabolique. Les applications pour de telles fibres sont nombreuses, comme le déport de puissance tout en préservant une bonne qualité spatiale de faisceau en sortie de fibre. La diffusion Raman stimulée a d'abord été considérée car simple à mettre en œuvre. Le principal inconvénient de cette technique est le décalage en fréquence du faisceau nettoyé. Les travaux que je présenterai dans les troisième et quatrième chapitres porteront essentiellement sur l'autonettoyage par effet Kerr. Celui-ci, récemment découvert, transfère une large partie de l'énergie propagée par les différents modes excités, vers le mode fondamental et sans conversion de fréquence. Je me suis appliqué à décrire les différentes théories proposées par la communauté scientifique ces dernières années. Nombre d'entre elles s'accordent à dire que le phénomène d'auto-imagerie, qui a lieu dans les fibres à gradient d'indice parabolique, joue un rôle important dans l'apparition du processus d'autonettoyage par effet Kerr. Le transfert de l'énergie sur le mode fondamental est imputé aux échanges intermodaux induits par la présence de non-linéarités lors de la propagation. Le fait que ce transfert d'énergie soit irréversible est la principale source de débat. Cela peut être dû aux instabilités du système dans le cas de l'attracteur universel, au phénomène de thermalisation du système optique par le biais de la condensation ou enfin par l'auto-modulation de phase du mode fondamental qui vient découpler le mode fondamental des autres modes échangeant de l'énergie par le biais du réseau à longue période photo-inscrit par l'association de l'auto-imagerie et de l'effet Kerr.

Chapitre II. Pré-compensation de front d'onde pour une propagation contrôlée dans des milieux complexes linéaires et non-linéaires

II.1. Introduction

Par diffusion, un milieu hétérogène structure les faisceaux cohérents qui le traversent. Les tavelures engendrées dépendent de nombreux paramètres tels que la longueur d'onde du rayonnement, la dimension moyenne des hétérogénéités ou encore la longueur de milieu traversée. Ce sont des milieux complexes à gérer d'un point de vue optique et pourtant très intéressants à explorer, comme les tissus biologiques par exemple. Ces dernières années, de nombreuses études ont été menées pour malgré tout réaliser une imagerie à travers ces milieux diffusants. C'est devenu possible grâce aux progrès technologiques réalisés dans le développement des modulateurs spatiaux de lumière qui pilotent maintenant plusieurs millions de pixels de façon indépendante pour ajuster en amplitude et/ou en phase un faisceau laser. Ces outils ont ouvert tout un champ de recherches sur ces milieux complexes pour, par exemple, en mesurer la matrice de transmission, ou par pré-compensation de front d'onde, focaliser à travers ce type de milieu.

Ce chapitre vise à présenter les différentes techniques qui ont été développées pour contrôler une onde cohérente se propageant dans un milieu hétérogène en régime linéaire ou non linéaire. Je présenterai tout d'abord les travaux pionniers de l'Université de Twente sur le contrôle de la propagation d'une onde cohérente à travers un milieu diffusant avant de décrire les autres techniques et algorithmes de mise en forme de front d'onde.

Le travail présenté dans ce manuscrit vise à contrôler la propagation de la lumière à travers une fibre multimode par un processus adaptatif de pré-compensation de front d'onde. Or, la structuration d'un faisceau cohérent propagé dans une fibre multimodale est similaire à celle d'un faisceau ayant traversé un milieu diffusant. Aussi, les techniques de mise en forme de front d'onde développées préalablement pour les milieux diffusants ont été appliquées aux fibres multimodales. Dans la deuxième partie de ce chapitre, je présenterai comment ces techniques ont été mises en œuvre avec des fibres multimodales. Les travaux rapportés concernent successivement les régimes de propagation linéaire puis non linéaire.

II.2. Les différentes techniques de mise en forme du front d'onde pour maîtriser la propagation dans des milieux linéaires complexes

Cette partie de chapitre répertorie les différentes techniques utilisées pour déterminer la pré-compensation du front d'onde d'un faisceau cohérent destiné à traverser un milieu linéaire afin de contrôler, en sortie, certaines des caractéristiques spatiales, temporelles ou spectrales de ce faisceau. Avant cela, quelques notions sur les milieux diffusants sont données avec quelques exemples applicatifs du contrôle de la propagation dans ce type de milieu, car chronologiquement étudiés dans ce contexte avant les fibres multimodales.

II.2.1. Contrôle de front d'onde appliqué à la propagation à travers des milieux diffusants

La propagation d'une onde lumineuse est influencée par les propriétés diélectriques du matériau qu'elle traverse. Le chapitre précédent a permis de mettre en lumière certains des effets subits, tels que les diffusions inélastiques Raman et Brillouin provoquant une modification de la fréquence de l'onde après diffusion. Il existe d'autres types de diffusion, élastique, comme la diffusion de Rayleigh ou de Mie qui a pour conséquence une modification de la direction du photon sans changement de fréquence. La Figure II.1(a) illustre la propagation de photons dans un milieu diffusant. Ce type de diffusion provient d'un changement local de l'indice de réfraction provoqué par des inhomogénéités du matériau. Lorsque ces inhomogénéités sont peu nombreuses, alors une grande proportion des photons se propageant ne subit pas la diffusion (Popoff 2012). Ces photons dits balistiques conservent la totalité de l'information de l'onde incidente et sont majoritaires dans les milieux faiblement diffusants. Cependant, lorsque la densité d'éléments diffusants ou l'épaisseur du milieu augmentent, le nombre de photons balistiques diminue jusqu'à éventuellement disparaître, le milieu est alors qualifié de multiplement diffusant.

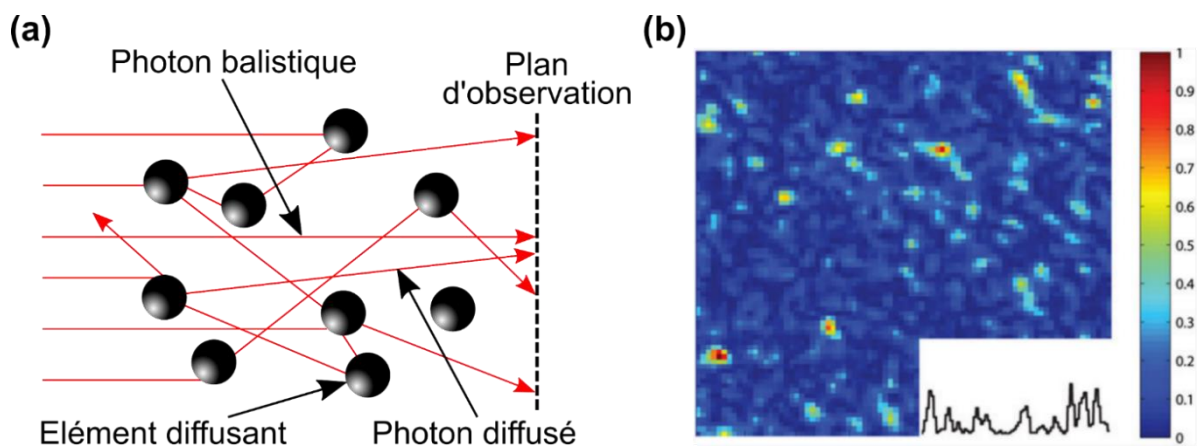


Figure II.1 : (a) Schéma représentant la propagation de photons à travers un milieu diffusant. (b) Exemple d'un champ tavelé en sortie d'un milieu diffusant issu de l'article (Popoff et al. 2010).

Lorsqu'il n'y a plus aucun photon balistique, la propagation à travers un tel milieu produit un champ tavelé à partir duquel il est difficile de reconnaître l'objet censé être imagé en amont. En effet, le faisceau de sortie est construit à partir des multiples composantes diffusées et a une répartition spatiale aléatoire comme l'illustre la Figure II.2(a, c). La

conséquence de cela est une perte d'information (également nommée « perte de mémoire ») relative à l'onde incidente et donc des difficultés à établir une relation entre le champ avant et après propagation dans le milieu diffusant.

Les milieux diffusants pouvant prendre de très nombreuses formes, les limites de l'imagerie classique ont été atteintes. Cependant, malgré la perte de mémoire de l'onde incidente en sortie du milieu diffusant, il est possible, en se basant sur la réponse linéaire et déterministe du matériau, de retrouver les caractéristiques de cette onde incidente.

Or, ces dernières années, les systèmes optiques de type « modulateur spatial de lumière » (Spatial Light Modulator, SLM en anglais) ont fait des progrès considérables notamment en nombre d'actuateurs, que ce soit avec les matrices de cristaux liquides (au-delà du Mégapixel) ou avec les miroirs déformables. Ces composants peuvent structurer une onde optique, soit en amplitude, soit en phase, voire les deux à la fois, avec un très grand nombre de pixels (jusqu'à plusieurs millions de pixels indépendants pour les matrices de cristaux liquides). Ils ont atteint une maturité technologique telle que la compensation de la structuration en amplitude et/ou en phase d'un faisceau traversant un milieu diffusant a pu être envisagée. Les premiers travaux, illustrés sur la Figure II.2, ont permis de focaliser un faisceau à travers un milieu diffusant (Vellekoop and Mosk 2007).

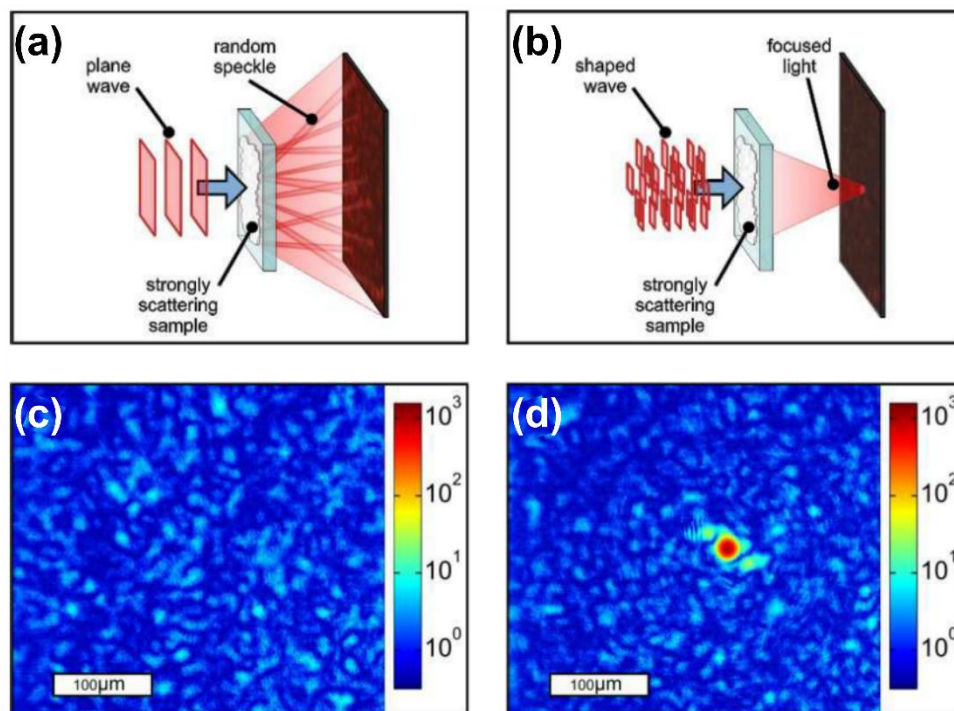


Figure II.2 : Schéma de principe de la pré-compensation d'un front d'onde. Première ligne, traversée d'un milieu diffusant par (a) un front d'onde plan et (b) un front d'onde spécifiquement structuré pour une focalisation. Deuxième ligne, répartition intensimétrique dans le plan d'observation pour (c) le cas (a) et (d) le cas (b). Figure tirée de (Vellekoop and Mosk 2007).

Pour cela, le front d'onde incident a été mis en forme à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM) de type matrice de cristaux liquides, associé à une boucle d'optimisation itérative pour mettre en phase les contributions des centres de diffusion et donc augmenter la brillance du faisceau dans la zone ciblée.

A la suite de ces travaux de référence, nombre de techniques ont été développées pour exercer un contrôle accru et diversifié sur l'onde lumineuse, permettant ainsi d'imager à travers des tissus biologiques, de mettre en forme un faisceau en sortie d'un milieu complexe et bien d'autres applications encore.

II.2.2. Procédés opto-numériques exploités pour la mise en forme de front d'onde

Tous ces procédés associent un modulateur spatial de lumière en amont du milieu complexe à un photo-détecteur, le plus souvent une caméra en aval de ce milieu. Pour certains procédés, ces éléments sont intégrés à une boucle d'asservissement pour faire de l'optimisation itérative, pour d'autres, ils sont associés dans une étape d'apprentissage d'une représentation du milieu considéré (matrice de transmission, réseau de neurones), ou pour réaliser une conjugaison de phase par holographie numérique. Ces différentes méthodes opto-numériques sont classées en deux grandes parties par la suite, selon qu'elles sont itératives ou directes.

II.2.2.1. Méthodes directes de structuration de front d'onde pour contrôler la propagation d'un faisceau cohérent dans un milieu complexe

Dans cette partie, trois méthodes seront abordées. Celles-ci se basent principalement sur une ou plusieurs mesures interférentielles entre le faisceau de sortie du milieu complexe et une onde de référence. À partir de ces mesures, il est possible de déterminer la structuration à appliquer sur le front d'onde en amont du milieu complexe.

Conjugaison de phase optique

Dans le contexte de la propagation contrôlée à travers un milieu complexe, l'utilisation de la conjugaison de phase optique s'appuie sur la réversibilité des systèmes optiques linéaires. De façon schématique, le principe de cette méthode consiste à envoyer dans le milieu complexe et en sens inverse, un faisceau correspondant au profil de sortie souhaité et à le faire interférer avec une onde de référence lorsqu'il en émerge côté amont. La carte de phase correspondante au front d'onde mesuré est appliquée au SLM qui est ensuite « lu » par le faisceau référence. Le faisceau diffracté, conjugué du faisceau propagé en sens inverse, est envoyé sur le milieu complexe et en ressort alors avec le profil attendu. Cette conjugaison de phase numérique a été également réalisée de façon tout analogique dans le même objectif de propagation contrôlée à travers un milieu complexe. Ainsi, Yaqoob *et al.* ont utilisé, à la place d'un SLM, un cristal photoréfractif de Niobate de Lithium (LiNbO₃) dopé fer, afin d'y inscrire l'hologramme tridimensionnel produit par une onde de référence et le faisceau propagé en inverse dans le milieu diffusant (une tranche submillimétrique de blanc de poulet). En relisant cet hologramme avec l'onde de référence, une mire a pu être imagée à travers le milieu diffusant (Yaqoob *et al.* 2008). La conjugaison de phase par holographie numérique reste à la fois plus simple à mettre en œuvre et plus facile à contrôler. Aussi, de nombreuses études ont été réalisées cette dernière décennie avec cette technique.

Ainsi, Paurisse et ses collaborateurs ont utilisé la conjugaison de phase numérique pour assurer l'émission du mode fondamental d'une fibre à large aire modale (20 μm de

diamètre de cœur) faiblement multimodale (guidant quatre modes à 1064 nm) de trois mètres de long. Dans cette approche, la figure d'interférence entre les faisceaux référence et propagé en inverse, capturée par une caméra en niveaux de gris, est directement affichée sur un SLM en niveaux de phase (Paurisse et al. 2009).

Avec une approche similaire, Papadopoulos *et al.* ont réussi à contrôler la propagation d'une onde cohérente dans une fibre d'un mètre de long, fortement multimodale (105µm de diamètre cœur, 0,22 d'ouverture numérique, pouvant guider près de 2000 modes) (Papadopoulos et al. 2012). Dans cet article, les auteurs montrent qu'il est possible de focaliser, en sortie de fibre, le faisceau propagé à différentes positions sur la section du cœur (Figure II.3).

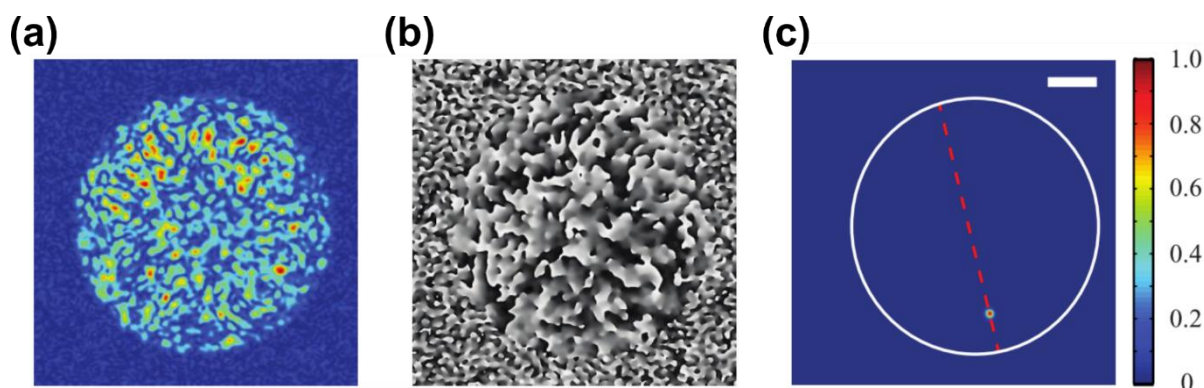


Figure II.3 : Démonstration expérimentale de la conjugaison de phase optique. Intensité (a) et phase (b) du faisceau conjugué reconstruit et (c) exemple de focalisation à travers la fibre optique (Papadopoulos et al. 2012).

Le principe est le même que celui décrit précédemment. Il est à noter, qu'à chaque modification du système (milieu, système d'imagerie, champ cible), une nouvelle mesure de l'hologramme à appliquer sur le SLM est à refaire. D'autre part, cette technique nécessite de travailler avec une onde contra-propagative, ce qui peut poser problème par exemple dans le cas de fibre multimodale amplificatrice.

Matrice de transmission du milieu

Un système linéaire peut être décrit par une matrice K dite de transmission, aux coefficients complexes. Celle-ci permet de relier le champ d'entrée E_{in} du système considéré à celui de sortie E_{out} (équation II. 1).

$$E_{out} = K \cdot E_{in} \quad \text{Eq II. 1}$$

Les milieux complexes linéaires comme les milieux diffusants peuvent donc être décrits par ce type de matrice. Et à partir de la connaissance de cette matrice, il est possible d'en déduire la structuration que l'on doit apporter au champ en entrée du système pour obtenir le champ de sortie ciblé. Les coefficients de la matrice de transmission peuvent-être trouvés à partir de couples de champs complexes connus, en entrée et en sortie du système considéré. Expérimentalement, si le champ d'entrée peut être aisément contrôlé par l'intermédiaire d'un SLM, le champ complexe de sortie ne peut être directement mesuré en pratique. Aussi, pour calculer cette matrice, différentes stratégies ont été appliquées pour retrouver la phase du

champ de sortie. La plus évidente est de reconstruire le champ complexe de sortie à partir de la figure d'interférence avec une onde de référence. Ce type de mesures exige une onde de référence de bonne qualité sur toute la section du champ à analyser et de l'amener à la sortie du milieu considéré. Cela peut aussi impliquer d'adapter la différence de chemin optique entre l'onde signal et l'onde référence dans le cas de milieu complexe de grande longueur (fibre optique), selon la longueur de cohérence du rayonnement.

Pour simplifier le montage et le rendre plus compact, Popoff *et al.* ont proposé de mesurer la matrice de transmission en co-propageant l'onde de référence à travers le milieu complexe et en utilisant l'interférométrie à décalage de phase (4 mesures avec écarts de phase différents $\left[0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\right]$ entre le signal et la référence sont nécessaires pour retrouver la distribution de champ complexe du faisceau de sortie). Pour cela, ils ont utilisé une partie périphérique du faisceau d'entrée pour servir d'onde de référence (Figure II.4(a)). La partie centrale était modulée par un SLM suivant une base d'Hadamard pour générer les champs d'interférences entre le signal et la référence en sortie du milieu et les exploiter pour calculer la matrice de transmission du milieu. La matrice de transmission optique d'un dépôt d'environ 80 μm d'épaisseur de ZnO sur une lame de microscope a ainsi été mesurée (Popoff *et al.* 2010). A l'aide de cette matrice, des focalisations à travers ce milieu diffusant ont été réalisées. Elles sont similaires à celles obtenues par Vellekoop et Mosk (Vellekoop and Mosk 2007), dans le cas de focalisations mono et multipoints (Figure II.4(b et c)).

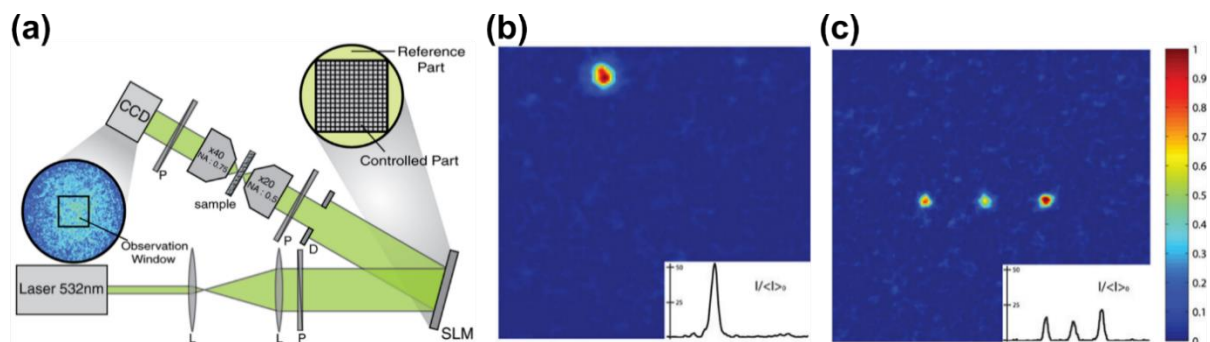


Figure II.4 : (a) Montage expérimental utilisé pour mesurer la matrice de transmission d'un milieu diffusant. Démonstration d'une (a) focalisation unique et (b) focalisation multipoint. Les inserts montrent la coupe transverse de ses focalisations avec des échelles similaires (Popoff *et al.* 2010).

Il est à noter que la méthode décrite ci-dessus (matrice de transmission) n'est valable que dans le cas d'une source monochromatique. La mise en forme spatiale d'une onde impulsionnelle brève implique le contrôle de la répartition spatiale pour toutes ses composantes spectrales.

La matrice de transmission du système éclairé par un faisceau impulsionnel doit être mesurée pour chaque composante spectrale. En effet, chacune d'entre elles produit un speckle différent en sortie de milieu diffusant, comme l'illustrent les travaux d'Andreoli *et al.* (Andreoli *et al.* 2015). Ainsi, la matrice de transmission multispectrale mesurée lors de ces travaux est tridimensionnelle. Elle est composée de 60 sous-matrices chromatiques bidimensionnelles reliant les 16x16 macro-pixels du SLM utilisé aux pixels de la zone d'intérêt d'une caméra et mesurée pour des longueurs d'ondes allant de 794nm à 806nm par pas de

0,2nm. Avec ce type de matrice, les auteurs ont pu réaliser des focalisations spatialement dépendantes du spectre incident comme le montre la Figure II.5.

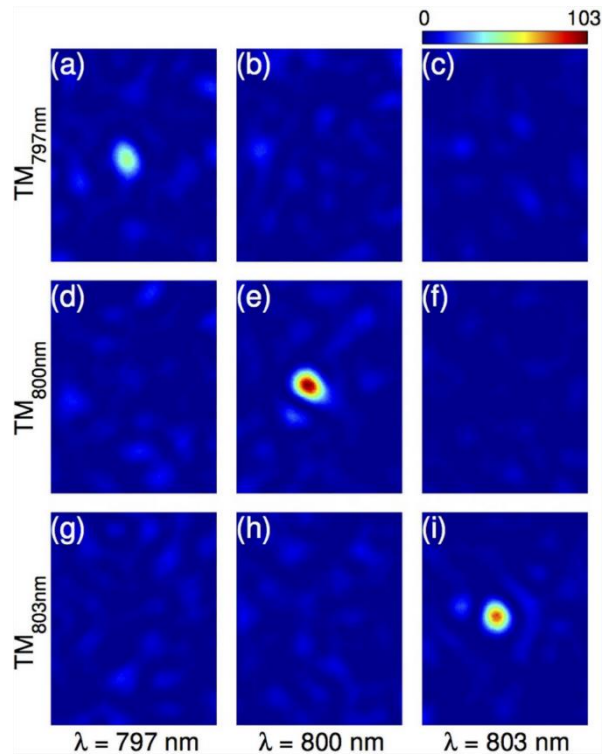


Figure II.5 : Exemples de focalisations réalisées à trois longueurs d'onde différentes ((a, d, g) première colonne : 797 nm, (b, e, h) deuxième colonne : 800 nm et (c, f, i) troisième colonne : 803 nm) en utilisant une matrice de transmission avec trois composantes spectrales (Andreoli et al. 2015).

Les matrices de transmission apportent également des informations supplémentaires sur le milieu complexe considéré. Il est possible de déterminer les canaux de transmission du milieu en décomposant en valeurs singulières sa matrice de transmission. Les vecteurs singuliers déduits représentent les distributions de champ se propageant dans ces canaux et les valeurs propres, leur coefficient de transmission. Les canaux de transmission calculés dépendent bien entendu, du milieu traversé mais également des bases sur lesquelles la matrice de transmission est mesurée et donc en quelque sorte de l'échantillonnage des espaces d'excitation (SLM) et de collection (caméra) du rayonnement propagé, fixés par le dispositif expérimental. On peut également, dans le cas de matrices de transmission résolues spectralement, en déduire des modes dont la répartition de champ est peu modifiée lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident est modifiée. Ces modes, dits principaux seront brièvement abordés dans la suite de ce chapitre (II.3.2).

Si la mesure des matrices de transmission apporte des éléments d'information supplémentaires sur le milieu considéré, par rapport à l'approche conjugaison de phase, elle est relativement délicate à mettre en œuvre. Elle nécessite généralement une onde de référence de bonne qualité, stable et de nombreuses mesures. De plus, l'opérateur inverse de la matrice de transmission, utilisé pour reconstruire une image par exemple, est très sensible au bruit de mesure, même s'il existe une technique de régularisation pour rendre plus stable cet opérateur (régularisation de Tikhonov). Cette approche n'est également pas compatible

avec un milieu complexe non-linéaire, la matrice de transmission étant par définition un opérateur linéaire.

Réseau de neurones

L'amélioration des ressources informatiques a permis de remettre à la mode des systèmes intelligents appelés réseaux de neurones. Ce concept a très largement été appliqué à de nombreux domaines pour faire de la classification ou de la reconnaissance de données, images, textes, sons ou de la prédiction de signaux. Associé à une optique adaptative, le réseau de neurones semble également approprié à la mise en forme d'ondes cohérentes pour maîtriser leur propagation à travers un milieu complexe.

Le principe du réseau de neurones numérique a été imaginé pour tenter d'imiter le fonctionnement du cerveau humain, afin de résoudre des problèmes complexes, c'est-à-dire comportant de nombreux paramètres d'entrée. De façon générale, ces réseaux sont constitués d'une ou plusieurs couches de neurones interconnectés, qui relient les données d'entrée à celles de sortie comme l'illustre la Figure II.6.

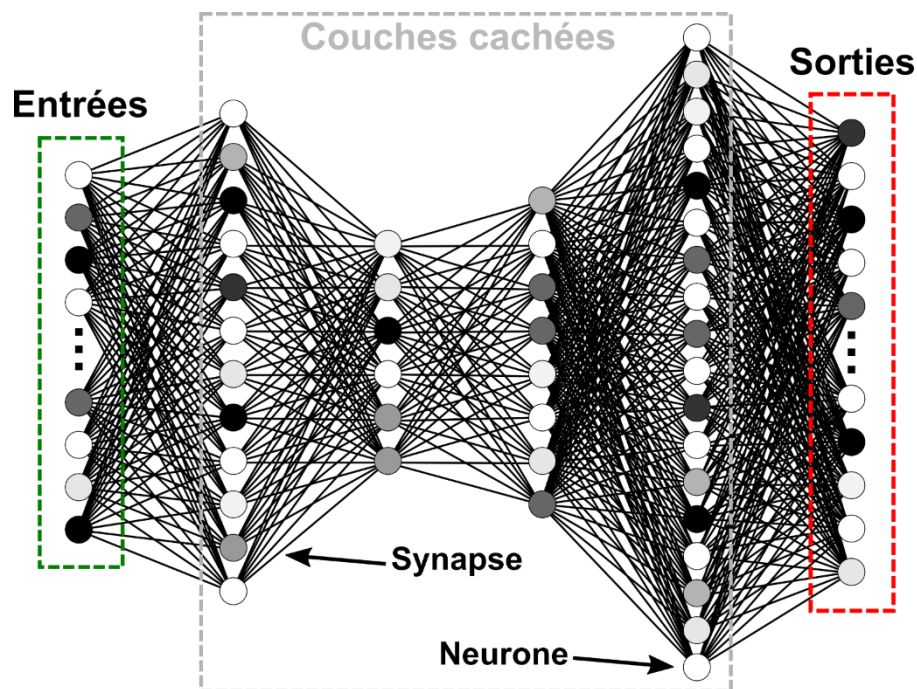


Figure II.6 : Schéma de principe d'un réseau de neurones de type fully connected composé des données d'entrées (vert) et de sorties (rouge) reliées par quatre couches cachées (gris).

Avant d'être en mesure de produire le résultat escompté, le réseau de neurones doit être instruit (phase dite d'apprentissage). Cet apprentissage se fait à partir d'une banque de données de couples entrée-sortie. Dans le cas où le réseau de neurones interprète la propagation d'un rayonnement cohérent dans un milieu complexe, l'apprentissage du réseau est réalisé à partir d'un lot de profils intensimétriques enregistrés par une caméra en sortie du milieu complexe correspondant à des fronts d'onde incidents connus structurés par un SLM. Une fois instruit, le réseau est en mesure, par exemple, de déterminer la carte de phase (données de sortie) qui doit être appliquée en entrée du système optique pour obtenir la distribution d'intensité visée (donnée d'entrée).

Une des premières expériences d'apprentissage d'un algorithme de Machine Learning dédié à l'imagerie à travers des milieux diffusants a été rapporté en 2016 par Horisaki et ses collègues (Horisaki, Takagi, and Tanida 2016). Le système étudié était constitué de deux modulateurs spatiaux de lumière intercalés entre des plaques de résines acryliques faisant office d'éléments diffusants. Selon les auteurs, ce système, considéré comme non linéaire, ne pouvait donc pas être représenté en utilisant la matrice de transmission. L'objectif de cette étude était de reconstruire les images (essentiellement des visages) affichées par les SLMs. Reconstruire dix images différentes de 100x100 pixels, après un apprentissage avec 4000 paires d'images (visage et speckle associé) a nécessité trois jours de calculs. C'est l'un des inconvénients des méthodes de machine learning. Ces travaux ont été suivis par de nombreux autres utilisant alors des réseaux de neurones convolutifs à grand nombre de couches cachées qui nécessitent un très grand nombre de jeux d'images pour leur apprentissage (S. Li et al. 2018; L. Sun et al. 2019). Plus récemment, les réseaux de neurones ont été utilisés pour reconstruire les images de chiffres manuscrits transmis par une fibre optique multimodale (fibre GRIN de 62,5 μm de cœur et 0,275 d'ouverture numérique) de 10 cm et jusqu'à 1 km de longueur (Borhani et al. 2018; U. Teğin et al. 2020). A la différence des matrices de transmission, l'approche réseau de neurones doit pouvoir interpréter un système non linéaire, mais nécessite une phase d'apprentissage extrêmement longue selon le nombre de pixels à gérer.

J'ai présenté les techniques de pré-compensation de front d'onde qui ne sont pas basées sur une approche itérative. Elles nécessitent une étape préparatoire pour « apprendre » le milieu complexe, soit sous la forme d'un faisceau contra-propagatif, soit en produisant de grands nombres de couples de données cartes de phases-images. Parmi ces méthodes, seuls les réseaux de neurones pourraient contribuer au contrôle d'ondes optiques se propageant à travers un milieu complexe non linéaire, mais demanderaient un effort en temps d'apprentissage très important. Regardons maintenant les possibilités apportées par les méthodes d'optimisation itérative.

II.2.3. Algorithmes d'optimisation itérative pour maîtriser la propagation d'un faisceau cohérent dans un milieu complexe

Parmi les premières méthodes étudiées pour la mise en forme de front d'onde en sortie de milieux diffusants, on retrouve l'utilisation d'algorithmes d'optimisation itérative (Vellekoop and Mosk 2007). Ceux-ci consistent à faire évoluer de manière itérative la structure du front d'onde excitant le milieu complexe à l'aide d'un modulateur spatial de lumière afin de maximiser ou minimiser une grandeur (fonction dite « *objectif* ») après propagation dans ce milieu. Cette fonction objectif compare, à chaque itération, le résultat obtenu avec la solution recherchée. On peut noter pour la suite que, bien qu'un modulateur spatial de lumière comportant un grand nombre de pixels ou acteurs doit permettre d'approcher la solution désirée avec une meilleure précision, il augmente aussi le nombre d'itérations nécessaires à la convergence du processus.

De manière à comparer les différents algorithmes présentés dans cette partie, il convient de définir certains critères. En prenant l'exemple de la focalisation, une fonction objectif possible est la proportion d'énergie concentrée dans la zone ciblée par rapport à l'ensemble de l'énergie du rayonnement transmis par le milieu complexe. On cherchera donc à maximiser cette fonction. Ainsi, le premier critère à prendre en compte sera la valeur de fonction objectif la plus élevée qu'il sera possible d'obtenir avec ces algorithmes d'optimisation. Le second critère à considérer sera la vitesse de convergence de l'algorithme d'optimisation, qui peut être relié au nombre de mesures/corrections nécessaires pour atteindre la valeur asymptotique de la fonction objectif.

Au fil du temps, de nombreuses familles d'algorithmes itératifs ont vu le jour. Parmi les plus couramment utilisés, on retrouve les algorithmes dits séquencés (Ivo M Vellekoop, 2015), l'algorithme génétique et l'algorithme à décalage de phase à $3N$ mesures. Leur fonctionnement est détaillé dans la suite de cette partie.

Algorithme séquencé – Pas à pas

La première mise en forme de faisceau à travers un milieu diffusant proposée par Vellekoop *et al.* (Vellekoop and Mosk 2007, 2008) s'appuie sur des algorithmes qui visent à balayer de façon systématique tout l'espace des solutions adressables par le modulateur spatial de lumière. Pour cela, pour chaque élément (pixel, actuateur) du modulateur spatial de lumière, une plage de phase, typiquement de 0 à 2π , est explorée de manière discrète. Le piston de phase permettant d'obtenir la valeur la plus élevée de la fonction objectif est mémorisée. Une fois l'ensemble des éléments du SLM balayé, la carte de phase optimale est affichée comme l'illustre la Figure II.7(a). La discrétisation de la plage de phase a une incidence sur le renforcement de la fonction objectif. En effet, plus la discrétisation sera fine et plus l'algorithme pourra s'approcher de la solution optimale, mais pour un nombre de mesures plus important.

En théorie, cet algorithme fonctionne très bien avec des milieux dont la réponse au rayonnement incident est linéaire. Il ne nécessite théoriquement qu'une seule optimisation pour chaque élément du SLM (une seule passe).

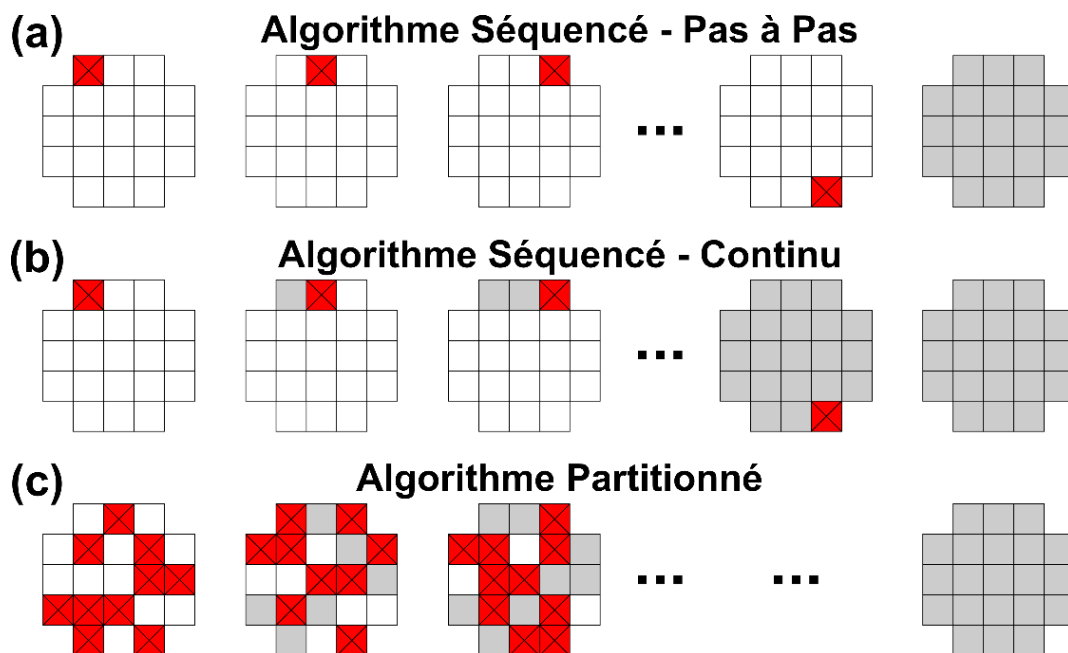


Figure II.7 : Représentation schématique du fonctionnement des algorithmes (a) séquencé pas à pas (SSA), (b) séquencé continu (CSA) et (c) partitionné (PA). Les actuateurs blancs ont une phase quelconque, les rouges sont ceux en cours de modification et les gris sont ceux avec la phase optimale (Vellekoop and Mosk 2008).

Algorithme séquencé – Continu

L'algorithme séquencé continu (CSA, « Continuous Stepwise Algorithm » en anglais) est très semblable à l'algorithme présenté ci-dessus. En effet, il s'appuie également sur l'optimisation indépendante de chacun des pixels du SLM. La principale différence est qu'au lieu de conserver en mémoire la valeur optimale de phase pour un affichage en fin de processus, celle-ci est directement affichée avant d'optimiser le pixel suivant comme l'illustre la Figure II.7(b). Cette particularité permet de rendre l'algorithme plus résistant au bruit de mesure. En effet, le fait d'accumuler les modifications de la structuration au fur et à mesure du processus d'optimisation permet de prendre en compte les modifications précédentes.

En revanche, dans le cas de mesures bruitées, ces deux algorithmes séquencés nécessitent plusieurs passages sur chaque pixel ou actuateur du SLM avant d'atteindre un régime asymptotique pour la fonction objectif. Cela a évidemment pour conséquence de multiplier le nombre de mesures nécessaires et donc le temps d'optimisation.

Algorithme séquencé - Partitionné

La dernière variante de l'algorithme séquencé étudiée par Vellekoop *et al.* optimise simultanément plusieurs pixels arbitrairement choisis du SLM, avant de passer à un autre lot de pixels. Certains des pixels du premier lot peuvent être de nouveau choisis. La Figure II.7(c) illustre le fonctionnement de cet algorithme pour lequel, la moitié des pixels est optimisé simultanément à chaque itération. L'évolution rapide de la fonction objectif que montre la Figure II.8 est due aux modifications importantes du front d'onde. Cela provoque des changements plus significatifs du champ d'interférence en sortie du milieu sous test améliorant également le rapport signal à bruit de l'algorithme. En revanche, le nombre de mesures

nécessaires à la convergence complète de l'algorithme est sensiblement supérieur à celui de l'algorithme séquencé continu (Vellekoop and Mosk 2008).

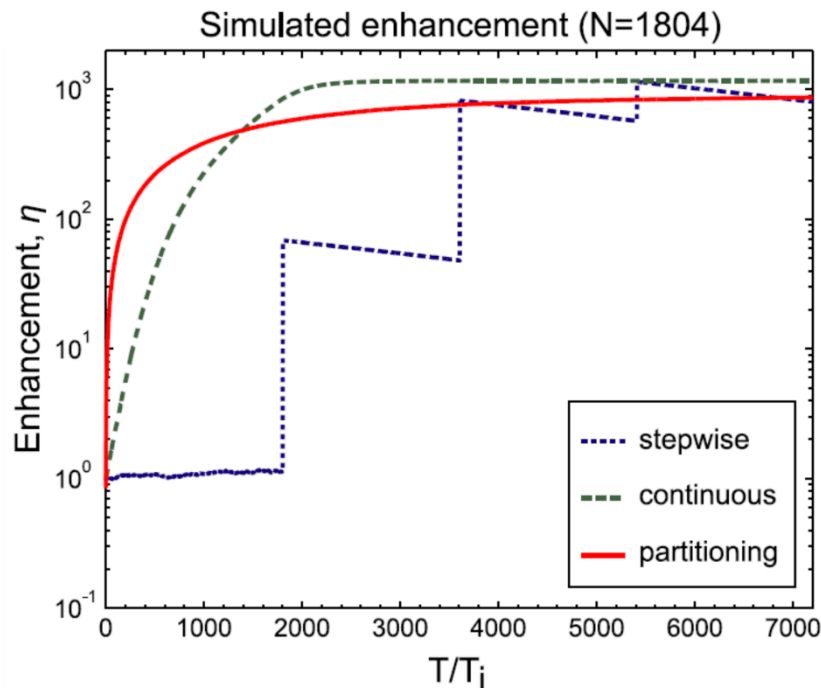


Figure II.8 : Courbe d'évolution de la fonction objectif pour les différents algorithmes séquencés dans le cas d'une focalisation à travers un milieu diffusant à l'aide de 1804 pixels de SLM (étude numérique). η dit facteur de renforcement, est le rapport de puissance, au cours de l'optimisation par rapport au début de l'optimisation, dans la zone visée par la focalisation et T/T_i représente le nombre d'itérations réalisées. Courbes extraites de (Vellekoop and Mosk 2008).

Les performances des algorithmes séquencés, présentés à travers un exemple de focalisation à travers un milieu diffusant (Figure II.8) sont finalement assez peu différentes. En effet, le CSA est a priori plus stable que les autres, mais reste sensible au bruit de mesure ce qui est moins le cas de l'algorithme partitionné qui est aussi le plus rapide à converger, tout du moins dans les premières itérations. En revanche, ils nécessitent tous un grand nombre de mesures, d'autant plus que le modulateur spatial de lumière a un grand nombre d'actuateurs.

Algorithme génétique

L'algorithme génétique (GA, pour « genetic algorithm » en anglais) a été proposé par John Holland au cours des années 1960 (Mitchell 1996) en s'inspirant de la sélection génétique naturelle dans le domaine de la biologie. Il a ensuite été adapté à la résolution de systèmes physiques complexes comme la mise en forme de front d'onde.

La sélection génétique a permis à de nombreuses espèces de s'adapter à leur environnement en conservant de génération en génération les mutations les plus favorables à la vie de l'espèce dans son milieu. Le fonctionnement de l'algorithme génétique s'inspire de ce mécanisme de mutation. Prenons un exemple de représentation dans le contexte de la maîtrise de la propagation de rayonnements cohérents dans un milieu complexe (Figure II.9). L'étape d'initialisation du processus d'optimisation consiste à générer un grand nombre de structures de phases qui représenteront la population initiale à considérer, puis à les classer

en fonction de la valeur de la fonction objectif qui leur est associée. Les jeux de phases sont représentés sous forme de matrices dans la Figure II.9. Deux des jeux de phases ou matrices parmi celles produisant les plus fortes valeurs de la fonction objectif (plus les matrices sont bien classées et plus grandes sont leurs chances d'être sélectionnées) sont utilisées pour créer une matrice dite fille composée des « gènes » des matrices parentes. Ces gènes sont arbitrairement sélectionnés à l'aide d'une matrice aléatoire binaire. Une fraction de ces gènes va ensuite muter de manière aléatoire. La fraction de gènes à muter est un paramètre à ajuster et elle peut varier au cours du déroulement de l'expérience afin de réduire le risque de modifier un gène déjà optimal. La matrice obtenue est par la suite classée parmi la population déjà existante avant de réitérer le processus. La taille de la population ne devant pas changer, l'individu ayant la plus faible valeur de fonction objectif sera retiré de la population à considérer.

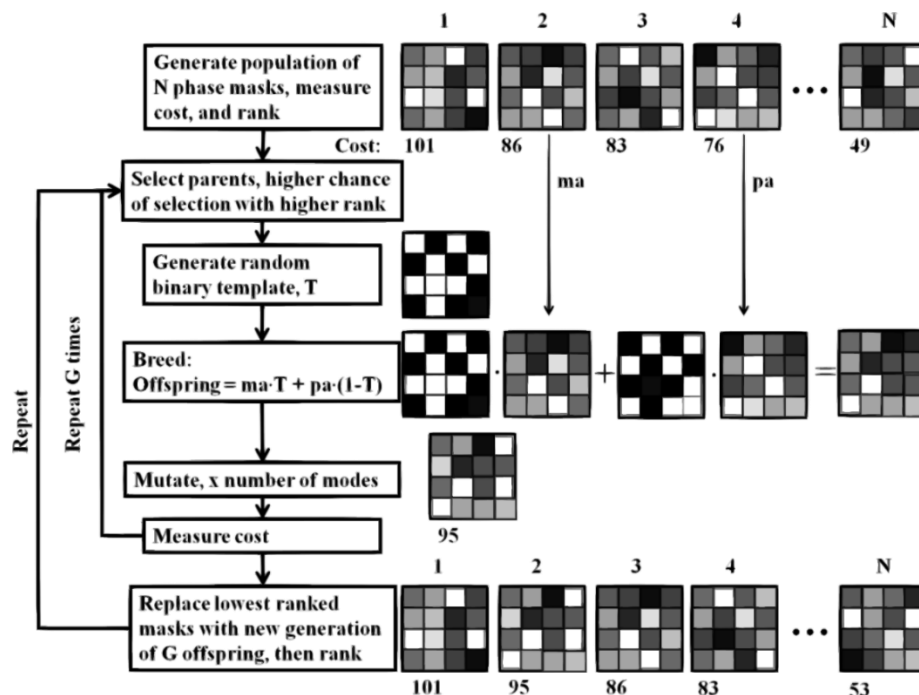


Figure II.9 : Schéma de fonctionnement d'un algorithme génétique (Conkey et al. 2012).

Conkey *et al.* ont proposé de focaliser un rayonnement cohérent à travers un milieu fortement diffusant (une coquille d'œuf de 425 μm d'épaisseur) en utilisant une matrice de cristaux liquides pour pré-compenser le front d'onde incident. Elle a également montré qu'à nombre de mesures égal, le renforcement de la fonction objectif obtenu est similaire à celui obtenu avec l'algorithme CSA, mais avec une progression plus rapide dans les premières itérations. Cependant, tout comme l'algorithme séquencé partitionné, la vitesse de progression diminue lorsque l'on s'approche du renforcement maximal. Par ailleurs, il se démarque des autres algorithmes par sa forte résistance au bruit de mesure. Pour un niveau de bruit deux fois supérieur à la valeur moyenne de l'intensité dans le plan de mesure, le renforcement de la fonction objectif diminue d'environ 20 % contre plus de 65 % pour les autres méthodes de focalisation considérées (Conkey et al. 2012).

Algorithme à décalage de phase à 3N mesures

L'algorithme présenté ici est basé sur une méthode de calcul exact de la phase à appliquer sur le modulateur spatial de lumière. Ce calcul s'appuie sur le caractère déterministe de la propagation à travers le milieu complexe. L'algorithme 3N PSA, pour algorithme à décalage de phase avec 3N mesures (Huang and Zhang 2006) (ou « 3N measurement phase shifting algorithm » en anglais), a été utilisé pour focaliser à travers un milieu diffusant par Stockbridge et ses collègues en 2012 (Stockbridge et al. 2012). Afin de déterminer la phase optimale à appliquer au SLM dans le cadre de leur système, les auteurs ont utilisé une base de Walsh pour explorer tous les pixels de leur SLM. Des études ont également montré que cet algorithme est applicable directement sur la base des pixels du modulateur de phase (Florentin et al. 2016). La Figure II.10 montre la focalisation d'un faisceau à travers une fibre multi-cœur composée de 19 cœurs de 7 μm couplés entre eux. Ce résultat a été obtenu en structurant le front d'onde en amont de la fibre avec un SLM de 144 actuateurs pour contrôler les 12 modes (par polarisation) qui se propagent dans la fibre. La répartition intensimétrique, après optimisation (Figure II.10(b)), exhibe une part importante de l'énergie dans la zone ciblée.

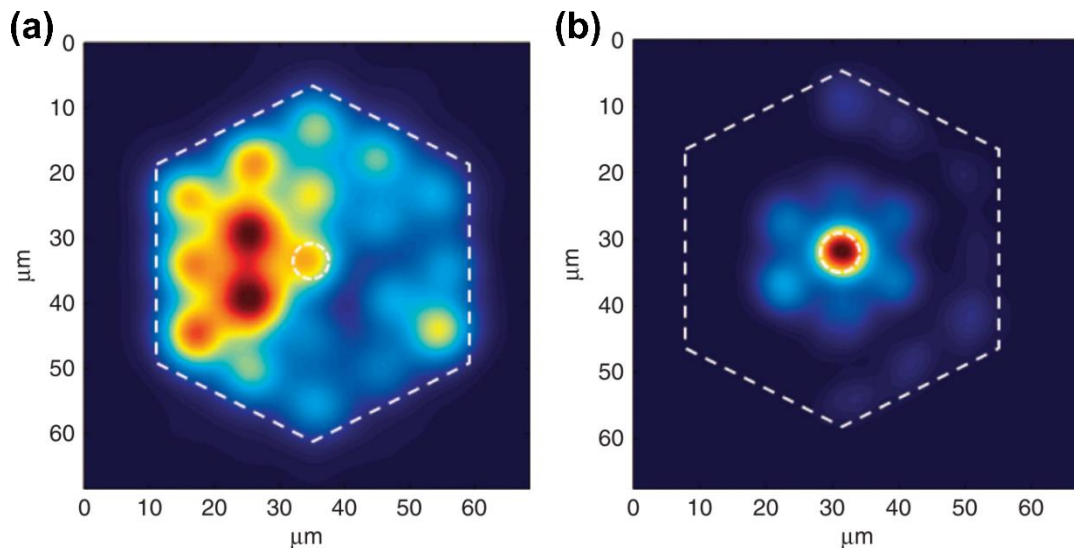


Figure II.10 : Pré-compensation du front d'onde utilisant l'algorithme 3N PSA pour focaliser un faisceau en sortie d'une fibre optique à 19 cœurs couplés, de 1,5 m de long, et dont les cœurs sont délimités par l'hexagone en pointillés blancs. Répartition intensimétrique pour (a) un front d'onde incident non structuré et (b) un front d'onde optimisé pour la focalisation dans la zone délimitée par le cercle discontinu blanc (Florentin et al. 2016).

La détermination de la valeur de phase optimale à afficher sur le modulateur spatial de lumière est effectuée avec seulement 3 mesures par élément (pixels du SLM) et un calcul simple. Ce dernier est réalisé à l'aide de l'équation II.2 où S_0 , S_+ et S_- font référence aux valeurs de la fonction objectif avec un déphasage appliqué à l'élément respectivement nul, de $+\delta$ et de $-\delta$. La valeur de phase δ peut être choisie de manière aléatoire, mais il a été montré que les résultats sont sensiblement meilleurs pour une valeur de $\pi/4$ (Huang and Zhang 2006).

$$\phi_{opt} = \tan^{-1} \left[\frac{(S_+ - S_-) \cdot \tan\left(\frac{\pi}{\delta}\right)}{2 \cdot S_0 - S_+ - S_-} \right] \quad Eq II.2$$

Cet algorithme nécessite moins de mesures que les algorithmes cités précédemment, seulement trois par actuateur, là où les autres algorithmes doivent balayer finement la plage de phase $[0, 2\pi]$ pour chaque élément du SLM. Il est cependant très sensible au bruit de mesure et nécessite généralement plusieurs passages pour converger vers une valeur suffisante de la fonction objectif.

L'utilisation d'algorithmes d'optimisation itératifs peut permettre une grande polyvalence dans la mise en forme du rayonnement en sortie du milieu diffusant, notamment à travers le choix de la fonction objectif. Ces algorithmes sont également valables dans le cas où des perturbations sont appliquées sur le milieu, car ils peuvent fonctionner en continu et ainsi corriger en permanence le front d'onde incident pour conserver la mise en forme de faisceau ciblée. Ces algorithmes diffèrent par le nombre de mesures nécessaires à la convergence de l'algorithme d'une part et par leur résistance au bruit de mesure d'autre part. Le Tableau II.1 récapitule une estimation des performances des différents algorithmes précédemment présentés dans le cas d'une focalisation avec un SLM de N pixels. Pour les algorithmes séquencés, je considère que la plage de variation de la phase est découpée en n valeurs explorées ($n=10$ correspond à une résolution assez faible de $\lambda/10$). Le nombre d'itérations de ces algorithmes nécessaires à la convergence dépend beaucoup du bruit de mesure et n'est donc pas donné dans le tableau.

Tableau II.1 : Tableau récapitulatif du nombre de mesures nécessaires théoriques ou estimées aux algorithmes itératifs décrits pour optimiser une fonction objectif simple avec un SLM dans le cas d'une mesure non bruitée et de leur résistance au bruit.
Le SLM est composé de N pixels et n correspond au nombre de valeurs de phase explorées entre 0 et 2π pour certains de ces algorithmes.

	Nombre de mesures estimé	Résistance au bruit de mesure
CSA	$N \times n$ Valeur théorique	Faible
PA	$>2 \times N \times n$ Valeur minimale estimée	Bonne
GA	$\gg N \times n$ Valeur minimale estimée	Très bonne
3N PSA	$3 \times N$ Valeur théorique	Faible

Certains algorithmes permettent d'atteindre la convergence avec un très faible nombre de mesures (CSA, 3N PSA), mais sont très sensibles aux bruit de mesures, ce qui dans ces conditions rallonge très fortement le nombre de mesures nécessaires. Les autres algorithmes semblent mieux adaptés à un environnement bruité. L'application visée et les conditions expérimentales sont à prendre en compte dans le choix de l'algorithme d'optimisation.

II.3. Contrôle de front d'onde dédié à la propagation à travers une fibre multimodale

La partie précédente a présenté des méthodes utilisées pour contrôler la propagation de la lumière à travers des milieux diffusants. Naturellement, un rapprochement entre le régime de propagation aléatoire dans un milieu diffusant et la propagation à travers une fibre fortement multimodale peut être fait. En effet, la distribution d'énergie sur les différents modes de la fibre, les couplages intermodaux au cours de la propagation et les différentes constantes de propagation produisent de façon générale une distribution de champ tavelée en sortie de fibre similaire à ce que l'on peut voir en sortie de milieu diffusant. Toutefois, comme pour les milieux diffusants, la propagation le long d'une fibre multimodale est déterministe. Il est donc a priori possible de pré-structurer le front d'onde du rayonnement injecté dans la fibre pour imposer le profil du champ complexe en sortie. Les techniques développées pour gérer la propagation dans les milieux diffusants peuvent donc être appliquées aux fibres multimodales pour mettre en forme un rayonnement cohérent en sortie de fibre multimodale (MMF).

Il existe tout de même des différences entre les milieux diffusants et les fibres optiques multimodales, par exemple, la MMF est un guide d'onde, la propagation dans ce guide est quasiment sans pertes, ni rétrodiffusion. De plus, les modes présents dans la fibre sont limités en nombre, la granularité du speckle en sortie de fibre est dépendant du nombre de modes guidés.

Cette partie portera dans un premier temps sur la possibilité de mettre en forme spatialement un faisceau en extrémité de fibre. Ensuite, j'évoquerai brièvement la possibilité de contrôler temporellement une impulsion à travers une fibre. Enfin, la dernière partie portera sur le contrôle adaptatif dans des MMF en régime de propagation non linéaire.

II.3.1. Mise en forme spatiale en extrémité de fibre optique

Comme décrit précédemment, pour des rayonnements peu intenses, la propagation dans une fibre optique reste linéaire. Dans ce cas, de nombreux travaux ont visé à appliquer les techniques de pré-compensation de front d'onde utilisées avec les milieux diffusants dans le domaine très similaire et en plein essor de l'optique guidée multimode. La concentration du faisceau, en sortie de fibre multimodale, vers une distribution de champ unilobe et uniphase est un des défis du domaine. La large section de cœur des fibres multimodales peut permettre la propagation d'un champ intense tout en minimisant les effets non linéaires. Focalisé à son extrémité, le faisceau émis est alors exploitable grâce à sa faible divergence et sa forte densité de puissance. C'est pourquoi de nombreuses études ont cherché à réaliser cette « focalisation » en sortie de fibre multimodale.

II.3.1.1. Focalisation à travers une fibre multimodale

L'opération de focalisation peut être réalisée dans différents plans en sortie de fibre. Mais beaucoup des études publiées ont montré une concentration de l'énergie dans le plan de la face de sortie de la fibre optique. Dans ce cas, l'opération de focalisation revient à trouver

la combinaison modale la mieux adaptée pour concentrer la lumière sur une petite zone du cœur de la fibre de façon à maximiser l'énergie dans un seul grain de speckle uniphase. La position de cette zone sur la section du cœur de la fibre est un paramètre contrôlable qui dépend de la fonction objectif utilisée. Plusieurs aspects de la focalisation appliquée au cas d'une fibre multimodale seront présentés dans ce paragraphe en utilisant les techniques de pré-compensation du front d'onde décrites dans la partie précédente.

II.3.1.1.1. Focalisation sur un point unique

Dans le cas d'une approche adaptative, il est nécessaire de définir une zone d'intérêt, où le faisceau sera focalisé. La fonction objectif dans ce cas-là peut être simplement la maximisation du niveau de puissance collectée par le détecteur (photodiode, caméra...) dans cette zone. Dans ce cas, elle est dépendante du taux de couplage de l'onde incidente injectée dans la fibre, lui-même dépendant du front d'onde imposé par le SLM. Souvent, cette fonction objectif qui doit représenter l'efficacité de la focalisation, est appelée facteur de renforcement. Expérimentalement, il correspond au rapport entre l'intensité crête mesurée dans la zone cible et l'intensité moyenne mesurée pour une structuration de phase aléatoire du SLM. Sa valeur maximale est théoriquement définie par l'équation II.3 (Vellekoop and Mosk 2007) où N est le nombre de modes guidés dans la fibre (ou bien le nombre de pixels ou actuateurs du modulateur spatial de lumière si celui-ci est inférieur au nombre de modes guidés) et α est fonction du type de modulation du faisceau. Il vaut 1 pour une modulation en amplitude et en phase, $\pi/4$ pour une modulation en phase uniquement et $1/2\pi$ pour une modulation en amplitude uniquement.

$$\eta_{max} = \alpha(N - 1) + 1 \quad \text{Eq II.3}$$

Le choix de la zone d'intérêt est critique et doit tenir compte de la population modale guidée par la fibre. La zone ciblée, que ce soit en dimension ou en position, doit pouvoir admettre une combinaison modale qui assure la génération d'un unique lobe uniphase dans cette ouverture. Une décomposition modale a priori est à calculer pour s'en assurer. Par exemple, lorsque la zone ciblée est sensiblement supérieure à la taille moyenne d'un grain de speckle, le profil de champ optimisé pourrait encore être structuré et non pas unilobe, uniphase. Plusieurs études ont montré qu'il est possible de concentrer la lumière n'importe où sur la section du cœur d'une fibre multimodale comme montré sur la Figure II.11, notamment en utilisant une approche itérative (Mahalati et al. 2012).

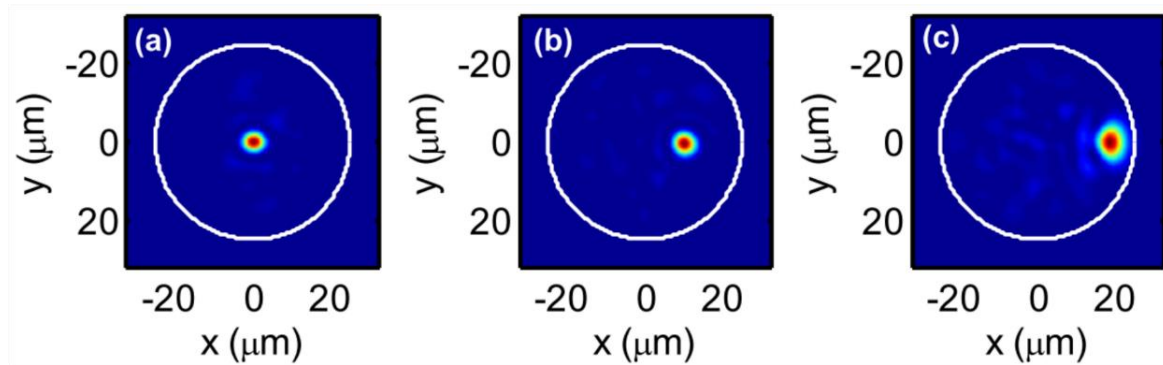


Figure II.11 : Focalisation en extrémité d'une fibre optique multimode dans le cas d'une zone cible (a) centrée, (b) légèrement décentrée et (c) proche de la gaine qui est délimitée par le trait continu blanc en utilisant un algorithme d'optimisation itérative (Mahalati et al. 2012).

Toutes les approches de mise en forme de faisceaux dans le cas de milieux diffusants, présentées plus haut, sont transposables aux fibres multimodales pour réaliser cette focalisation. Par exemple, Papadopoulos *et al.* ont utilisé la conjugaison de phase numérique pour obtenir un facteur de renforcement d'environ 700 (soit 47 % de la valeur théorique avec un SLM composé de 1920x1080 pixels modulant la seule phase sur une fibre guidant 1870 modes). Ce facteur de renforcement est déjà conséquent compte tenu du nombre de modes guidés. Le grand nombre de modes contrôlés permet aussi un balayage du faisceau optimisé avec une bonne résolution (chaque position du faisceau focalisé nécessite la mesure d'un nouvel hologramme) (Papadopoulos et al. 2012).

Avec une approche matrice de transmission, on peut également définir un opérateur de focalisation O_{foc} qui quantifie cette faculté à focaliser la lumière en tout point du cœur d'une fibre multimode. Il est défini par l'équation II. 4 où TM est la matrice mesurée, TM_{norm}^\dagger la matrice de transmission, dont chaque élément est normalisé par son propre module, transposée conjuguée.

$$O_{foc} = TM \cdot TM_{norm}^\dagger \quad Eq II. 4$$

Une représentation de l'opérateur de focalisation est montrée sur la Figure II.12 pour 1024 positions de focalisation différentes (Florentin et al. 2018a). La focalisation peut aussi s'entendre dans un autre plan que celui de la face de sortie de la fibre et peut être réalisée en champ lointain par exemple comme cela été montré dans la thèse de R. Florentin (Florentin 2017).

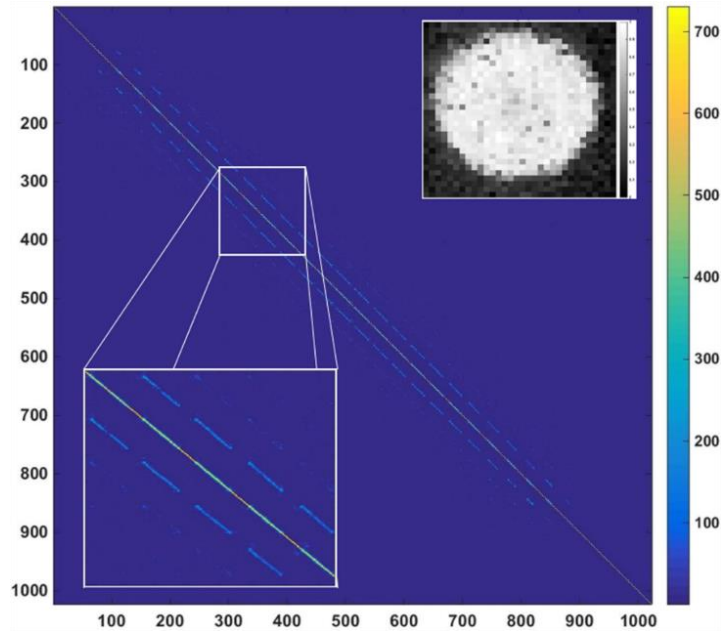


Figure II.12 : Opérateur de focalisation pour 1024 positions sur le cœur de la fibre réalisé à partir de la matrice de transmission de la fibre sous test. L'insert du bas est un zoom sur la diagonale et l'insert du haut représente l'efficacité de focalisation en fonction du positionnement sur le cœur de la fibre, blanc étant la valeur maximale (normalisée) (Florentin et al. 2018a).

II.3.1.1.2. Focalisation multipoint

Il est également possible d'imposer des structures de champ plus complexes telle que la focalisation multipoint ce qui peut également être d'intérêt pour de nombreuses applications, par exemple industrielles, de traitement de surface. Toutefois, l'efficacité des procédés se dégrade avec le nombre de points de focalisation. En effet, le facteur de renforcement est divisé par le nombre de points de focalisation recherchés comme l'a montré Vellekoop dans le cas d'un milieu diffusant. La valeur du facteur de renforcement est passé de 1000 pour une focalisation unique à environ 200 sur chacun des cinq points de focalisation pour une focalisation multipoint (Vellekoop and Mosk 2007). Par ailleurs, dans le cas d'un système adaptatif, une fonction objectif définissant simultanément toutes les zones cibles ne garantit pas une uniformité intensimétrique des points de focalisation. Pour cela, une méthode plus fiable consiste à optimiser séparément chacune des zones de focalisation puis à combiner sur le SLM les cartes de phase de chacune de ces optimisations pour produire les multiples points de focalisation en sortie de fibre. La carte de phase ϕ résultante est alors calculée tel que le montre l'équation II.5 où ϕ_1 et ϕ_2 sont les deux cartes de phase à combiner après pondération par les racines carrées des puissances respectives mesurées après chaque focalisation (P_1 et P_2) en sortie du système.

$$\phi = \arg \left(\frac{1}{\sqrt{P_1}} e^{j\phi_1} + \frac{1}{\sqrt{P_2}} e^{j\phi_2} \right) \quad \text{Eq II.5}$$

Nous avons vu qu'augmenter le nombre de zones à contrôler (multi focalisation) en sortie de fibre, diminue la qualité du résultat obtenu car le facteur de renforcement est alors réparti entre les différentes zones. Ces procédés de pré-compensation de la phase deviennent

donc moins performants pour générer des structures intensimétriques multipoint. Qu'en est-il de la synthèse des structures de champ plus complexes telles que des modes de fibre ?

II.3.1.2. Synthèse modale

La partie précédente a porté sur la concentration de l'énergie dans un plan en aval de la fibre en combinant les modes de la fibre. Nous allons aborder ici la notion de synthèse de mode qui consiste à produire un mode unique en sortie de la MMF comme l'illustre la Figure II.13(b). Ces résultats sont recherchés notamment pour faire du multiplexage spatial ou modal pour des applications en télécommunication. Pour cela, de nombreuses techniques ont été utilisées. La plus évidente est d'utiliser la matrice de transmission du guide en prenant les modes de la fibre comme bases d'entrée et de sortie de cette matrice (Cizmar and Dholakia 2012). La difficulté vient de la mesure de ce type de matrice de transmission qui nécessite une optimisation des systèmes d'injection et d'analyse modale. Ceux-ci sont réalisés par des SLMs sur lesquels peuvent être affichées des cartes de phase optimisées pour exciter en entrée et pour isoler en sortie de fibre de façon efficace les modes souhaités. Ces systèmes sont particulièrement complexes à mettre en œuvre lorsque le nombre de modes guidés est important comme dans l'article de Carpenter *et al.* (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2014). Il est également possible de suivre une approche itérative basée sur un algorithme séquencé pas à pas pour réaliser de la synthèse modale et pour exciter des modes purs dans une fibre multimodale comme l'ont démontré Qiu et ses collaborateurs (Qiu et al. 2018).

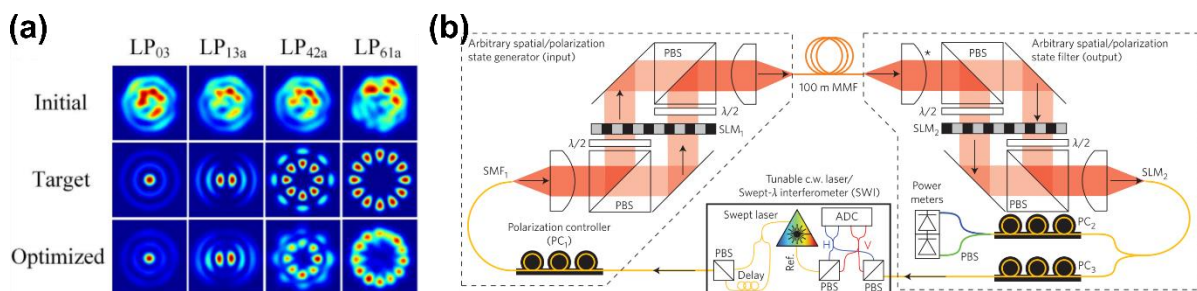


Figure II.13 : (a) Exemple de synthèse de modes purs en sortie d'une fibre optique pour quatre modes spécifiques (Qiu et al. 2018). (b) Montage utilisé par (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2015a) pour faire de la synthèse modale utilisant un SLM en entrée.

Le montage de la Figure II.13(b) utilise deux SLMs, l'un en entrée sert à synthétiser le mode désiré ou des combinaisons de modes et l'autre en sortie analyse le contenu modal après propagation dans la fibre optique ce qui permet de mesurer avec précision la matrice de transmission modale de la fibre sous test (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2015a; Z. Zhu et al. 2018).

L'optique adaptative peut également être utilisée dans le but de générer des modes à moment orbital angulaire qui suivent une distribution de Bessel (évolution hélicoïdale de la phase) dont des exemples sont donnés sur la Figure II.14 (L. Zhu et al. 2018). Ces modes trouvent des applications dans le marquage laser (Amako et al. 2005) mais peuvent également être utilisés pour la microscopie en biologie (Rodríguez et al. 2018). L'utilisation de la pré-compensation de front d'onde pour synthétiser ces modes peut permettre une meilleure tenue au flux que les composants optiques actuellement disponibles.

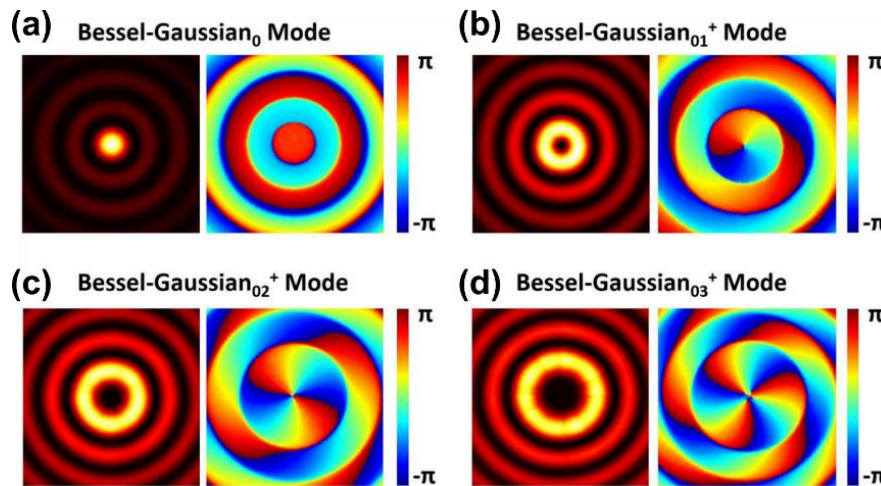


Figure II.14 : Quelques exemples de modes à moment orbital angulaire suivant une distribution de Bessel-Gauss (Zhou and Wang 2018).

II.3.2. Mise en forme temporelle d'impulsions

Au-delà de la mise en forme spatiale d'une onde optique, il est possible d'imaginer mettre en forme temporellement une impulsion. En effet, comme je l'ai montré dans le chapitre précédent, la propagation dans une MMF, notamment avec la dispersion intermodale, a tendance à déformer temporellement l'impulsion. La mise en forme spatiale du front de l'onde couplée dans la fibre peut donc exercer un certain contrôle sur le profil et la durée de l'impulsion.

Focalisation temporelle

Le principe de la focalisation temporelle de l'impulsion est similaire à celui d'une focalisation spatiale. Ainsi, les méthodes précédentes de mise en forme du front d'onde ont été adaptées à cette application. La première démonstration de la mise en forme spatiale et temporelle d'un faisceau en régime femtoseconde en sortie de milieu diffusant a été réalisée par Katz *et al.* (Katz et al. 2011) à l'aide d'un processus adaptatif, sans mesure de matrice de transmission. Pour cela, ils ont utilisé un algorithme d'optimisation afin de maximiser un signal de fluorescence à deux photons sur une lame de fluorescéine, placée en aval du milieu diffusant et imagée sur une caméra. Cette étude montre clairement que des contraintes spatiales associées à une non-linéarité conduit à une focalisation spatiale du faisceau et simultanément à une compression temporelle de l'impulsion, passant dans ce cas de plus de 800 fs à 370 fs après optimisation.

Par la suite, en utilisant la conjugaison de phase numérique associée à un montage interférométrique et un fenêtrage temporel, Morales-Delgado *et al.* ont montré qu'il était possible de comprimer une impulsion en sortie d'une fibre à saut d'indice fortement multimodale avec un diamètre de cœur de 200 μm une ouverture numérique de 0,39 et une longueur de 30 cm de long. La fibre était excitée à l'aide d'un laser délivrant des impulsions de 440 fs. Lorsque le faisceau se propageait sans profilage, l'impulsion mesurée en sortie (Figure II.15(a), courbe noire) durait environ 15 ps. Cet élargissement temporel était majoritairement dû à la dispersion modale des vitesses de groupe. La pré-compensation du

front d'onde a réduit la durée des impulsions de sortie à 500 fs (courbe bleue) en réduisant l'impact de la dispersion intermodale (Morales-Delgado et al. 2015).

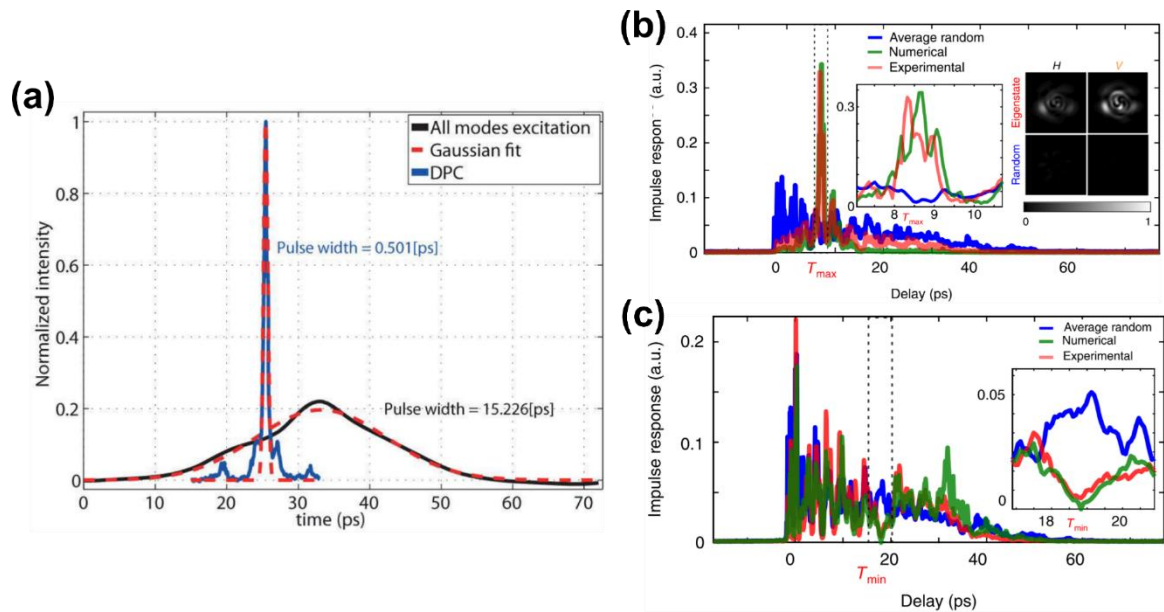


Figure II.15 : (a) Utilisation de la conjugaison numérique de phase pour comprimer temporellement une impulsion propagée dans une fibre multimodale (Morales-Delgado et al. 2015). Résultats expérimentaux de (Mounaix and Carpenter 2019), utilisant une matrice de transmission résolue temporellement pour (b) favoriser ou (c) déléter l'intensité crête à un instant T de l'impulsion.

Ultérieurement, Mrs. Mounaix et Carpenter ont montré qu'il était possible d'augmenter ou de diminuer l'intensité du faisceau à un instant t donné, comme l'illustre la Figure II.15(b, c). Pour cela, ils ont mesuré avec une source continue accordable en longueur d'onde, la matrice de transmission spatio-spectrale d'une fibre à saut d'indice fortement multimodale (~ 127 modes par polarisation) de 50 μm de diamètre de cœur et de 1 mètre de longueur. Cela permet ensuite de calculer une matrice de transmission résolue temporellement par transformée de Fourier (Mounaix and Carpenter 2019). En extrayant la matrice de transmission U_τ correspondant à un retard τ donné, il suffit de choisir le canal de transmission, vecteur propre de l'opérateur inverse associé $U_\tau^\dagger U_\tau$ (\dagger est l'opérateur transposé conjugué), de valeur propre la plus élevée, pour maximiser le champ transmis à ce retard-là. Ou réciproquement la valeur propre la moins élevée pour minimiser la transmission à ce retard-là (Figure II.15(b et c)).

Les modes principaux d'une fibre optique multimodale correspondent eux, aux distributions de champs qui en sortie de fibre varient peu en fonction de la longueur d'onde du signal injecté. Dans le cas théorique d'une fibre multimode maintenue parfaitement droite, les modes principaux correspondent aux modes propres de la fibre. Ce sont les états propres de l'opérateur dit Eisenbud–Wigner–Smith $-iU^{-1}(\omega)\partial\omega U(\omega)$ (U étant la matrice de transmission spatio-spectrale dépendant de la pulsation ω du rayonnement) (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2015a). Xiong *et al.* ont ainsi pu mesurer les bandes passantes (dépendance en longueur d'onde des distributions de champ des modes principaux) des modes principaux d'une fibre à saut d'indice de 50 μm de cœur et 0,22 d'ouverture numérique (120 modes guidés par polarisation) d'un mètre de long en régime de forts et faibles couplages modaux

(Xiong et al. 2017). Ces aspects sont d'intérêt notamment pour propager sans trop de déformation temporelle des impulsions brèves à large spectre dans les fibres multimodales. La distribution de champ de ces modes principaux est toutefois relativement structurée.

À l'aide d'un processus itératif associé à une fonction objectif non linéaire sensible à l'intensité crête du faisceau, tel que le signal d'une photodiode à absorption à deux photons, Florentin et ses collaborateurs ont cherché à compenser, par structuration du front d'onde en entrée de fibre, l'élongation temporelle provoquée par la dispersion de temps de groupe en sortie d'une fibre multimodale amplificatrice (à double gaine) de 90 μm de diamètre de cœur de 1,3 mètre de long (Florentin et al. 2018b). En maximisant ce signal, l'impulsion a été comprimée jusqu'à 518 fs (~ 6 ps pour une structuration aléatoire du modulateur spatial de lumière), ce qui correspond d'après les auteurs, à la limite de compression qu'il est théoriquement possible d'obtenir. Cela correspond également à l'excitation du mode principal le plus rapide qui, d'après la Figure II.16, est celui qui possède le signal le plus fort sur la photodiode à absorption à deux photons.

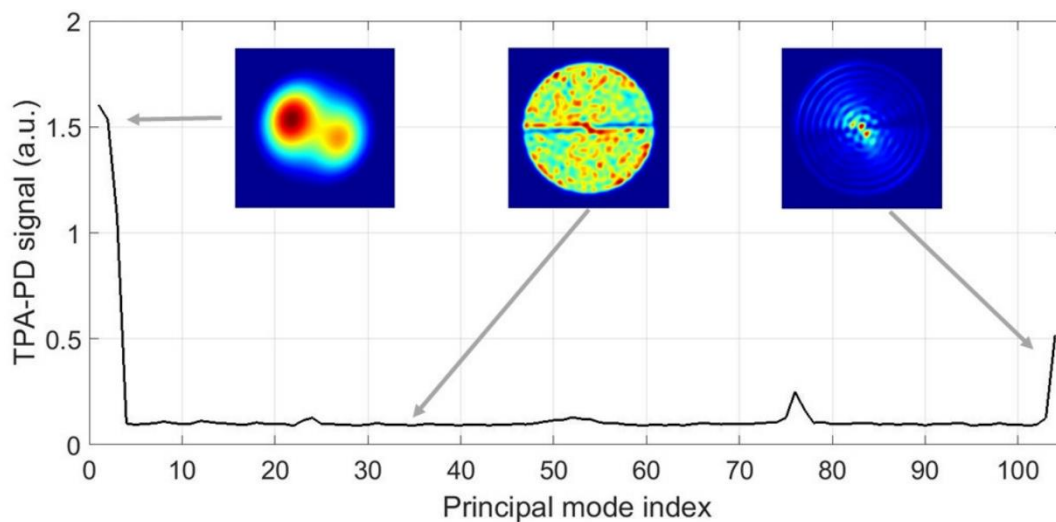


Figure II.16 : Évolution du signal de la photodiode à absorption à deux photons en fonction des modes principaux (étude numérique). Les inserts représentent les répartitions intensimétriques transverses du mode principal le plus rapide, à vitesse intermédiaire et le plus lent pour une impulsion initiale de 240 fs de durée (Florentin et al. 2018b).

Nous avons vu jusqu'ici les différents outils qui peuvent être utilisés afin de contrôler les profils spatio-temporels de rayonnements cohérents en extrémité d'une fibre optique multimodale dans un régime de propagation linéaire. Cette thématique a été très largement explorée avec plus de 70 articles au cours des dix dernières années. En revanche, la transposition de ces outils pour contrôler certains phénomènes non linéaires ne fait que commencer.

II.3.3. Profilage de rayonnements optiques cohérents en présence de non-linéarités

Le dernier point abordé dans cette partie concerne l'exploitation de la modulation du front d'onde dans le but de contrôler la propagation d'une onde optique en régime non linéaire.

La portée de ces travaux est très large, car les effets non linéaires sont utilisés dans de nombreux domaines de l'optique. Dans un premier temps, je reviendrai sur le contrôle de rayonnements optiques se propageant à travers un milieu diffusant, mais cette fois-ci en régime de propagation non linéaire. Par la suite, je montrerai comment la propagation non linéaire dans des fibres multimodales est gérée pour maîtriser certaines caractéristiques spatiales, spectrales du rayonnement transmis. En particulier, je rapporterai des travaux mettant en œuvre des techniques d'optimisation pour le contrôle du champ cohérent, les matrices de transmission décrivant une transformation linéaire entre les champs complexes d'entrée et de sortie de fibre n'étant pas appropriées dans ce contexte.

II.3.3.1. Contrôle de la propagation en milieu non linéaire volumique

L'un des premiers travaux sur le sujet a porté sur l'imagerie à travers un cristal de niobate de strontium et de baryum (SBN :75) activé par un champ électrique et induisant un effet non linéaire d'auto-défocalisation (Barsi, Wan, and Fleischer 2009). Celui-ci a pour effet de déformer le faisceau lors de la propagation. Ces déformations rendant critique l'imagerie à travers le cristal, Barsi *et al.* ont proposé d'utiliser une reconstruction numérique du champ incident. Pour cela, l'amplitude et la phase du faisceau en sortie du cristal ont été mesurées par interférométrie. Ce champ a été ensuite propagé numériquement en sens inverse à l'aide d'une modélisation du milieu non linéaire. Les paramètres de la modélisation ont ensuite été ajustés pour minimiser l'erreur entre le faisceau incident expérimental et celui qui était propagé numériquement en sens inverse. Cette optimisation fournit une transformation entre l'entrée et la sortie du milieu qui peut être utilisée pour imager à travers un milieu diffusant et non linéaire.

Par la suite, Frostig *et al.* ont montré qu'il était possible de réaliser une focalisation à travers un milieu désordonné suivi d'un milieu non linéaire en pré-compensant le front d'onde du faisceau incident (Frostig et al. 2017). Pour cela, les deux milieux traversés par le faisceau sont d'une part un diffuseur et un milieu à non-linéarité de type Kerr, soit défocalisant, soit focalisant. En utilisant un algorithme génétique, les auteurs ont démontré la capacité à focaliser à travers ces milieux en présence de non-linéarité. La Figure II.17 montre les modélisations du système dans le cas de milieux linéaires, focalisant et défocalisant.

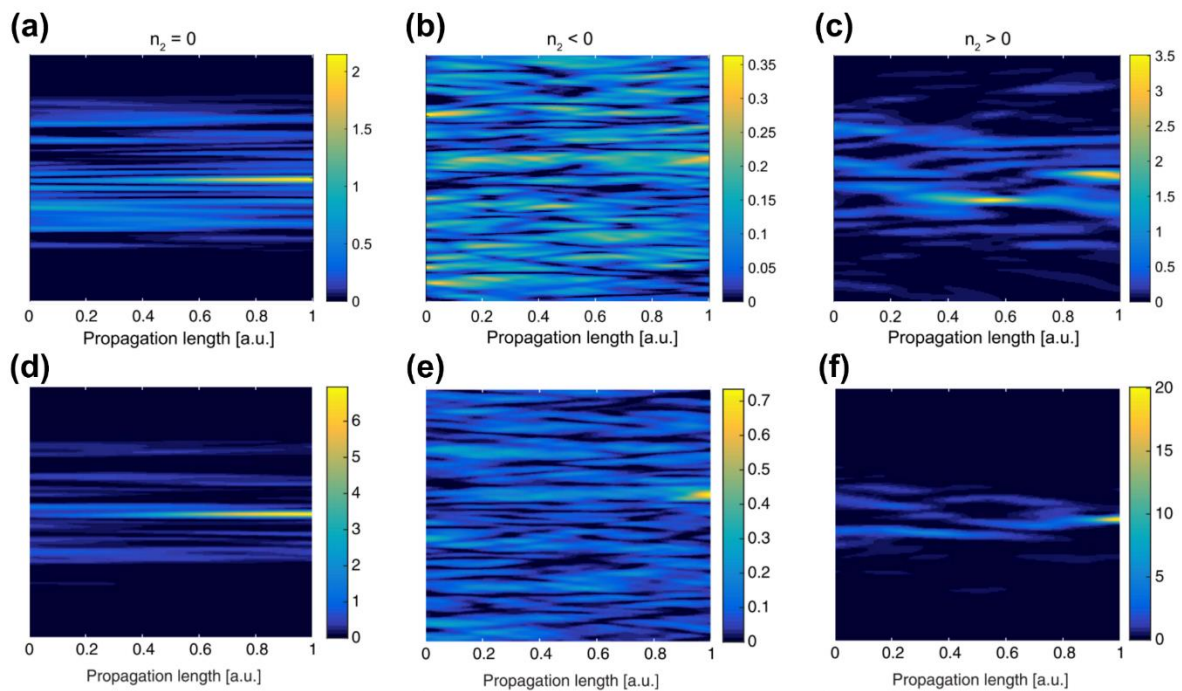


Figure II.17 : Démonstration de focalisations à travers un milieu diffusant et un milieu non linéaire de type Kerr. 1^{ère} ligne : Sans pré-compensation du front d’onde, 2^{ème} ligne : Le front d’onde est structuré avec un algorithme génétique.

(a, d) Milieu diffusant + Milieu linéaire, (b, e) Milieu diffusant + Milieu défocalisant et (c, f) Milieu diffusant + Milieu focalisant (Frostig et al. 2017).

La présence du milieu non linéaire induit des modifications sur l’efficacité de focalisation. En effet, en comparant le cas linéaire avec un milieu (dé)focalisant, une (diminution) augmentation jusqu’à un facteur deux de l’énergie contenue dans la zone de focalisation est observée. Ces résultats montrent que malgré la présence de non-linéarité, la focalisation par mise en forme de front d’onde, selon un processus adaptatif d’optimisation, est pertinente. Les auteurs mettent en évidence également un « effet mémoire non linéaire » du système en mesurant l’efficacité de focalisation pour des puissances incidentes différentes de celles employées lors de l’optimisation.

Il est cependant important de noter que les milieux non linéaires considérés ici ne sont pas fortement non linéaires et que la longueur d’interaction est faible (une cuve d’éthanol de 5cm de long avec ou sans colorant selon l’effet désiré).

II.3.3.2. Contrôle de la propagation dans une fibre multimodale non linéaire

Quelques effets non linéaires ont été abordés dans le chapitre précédent. Ici, le lien est fait avec les techniques d’optique adaptative. Contrairement aux expériences évoquées précédemment, les fibres optiques sont souvent synonymes de grandes longueurs d’interaction et d’un champ très confiné donnant lieu à de fortes réponses non linéaires.

Non-linéarité induite par le gain d'amplification

Aux non-linéarités déjà évoquées dans le chapitre précédent, on peut y associer celles en lien avec le gain d'amplificateurs multimodaux. Généralement, dans une fibre amplificatrice multimodale, le dopage en ions de terre rare est essentiellement uniforme sur la section du cœur de la fibre et sur toute sa longueur. Toutefois, la structuration tridimensionnelle du champ se propageant dans le guide, due à l'évolution des champs d'interférences modales, peut conduire à une structuration tridimensionnelle du gain dans l'amplificateur à cause de la saturation locale du gain. Les amplificateurs à fibre fortement multimodale sont encore peu exploités à cause de la mauvaise qualité spatiale du faisceau amplifié ou à cause de l'étalement temporel induit par la dispersion intermodale de ce type de composant. Cependant, maîtriser les caractéristiques spatio-temporelles des signaux amplifiés par ce type de fibres pourrait être d'intérêt à cause de leur large section de cœur qui ne contraint pas leur fabrication contrairement aux fibres à large aire modale (large section de cœur et propagation quasi-monomode).

Le contrôle adaptatif à travers une fibre optique demeure un problème linéaire dans la mesure où la fibre est passive et pour des puissances faibles. Dans le cas d'une fibre amplificatrice, les pertes/gains engendrées par les dopants peuvent briser la linéarité du système. R. Florentin et ses collaborateurs se sont intéressés aux capacités de la mise en forme de front d'onde pour compenser à la fois les conséquences du caractère multimodal de la propagation et la non-linéarité due au gain (Florentin et al. 2016). Ce dernier est différent pour chacun des modes, car il dépend du recouvrement spatial entre ceux-ci et la zone de dopage du cœur de la fibre. Il en résulte alors une compétition entre ces modes, arbitrée par le gain.

À travers l'exemple d'une focalisation en sortie de fibre multimodale à saut d'indice dopée Ytterbium, Florentin et ses collaborateurs ont montré l'influence du gain sur la mise en forme transverse du champ sur la face de sortie de la fibre. En effet, comme le montre la Figure II.18, l'ajout du gain après optimisation ne permet pas de conserver la mise en forme préalablement obtenue en utilisant un algorithme à décalage de phase à 3N mesures. Une nouvelle procédure d'optimisation doit être lancée pour retrouver le résultat escompté (Figure II.18(c)). Ainsi, pour un point de fonctionnement donné, cette étude montre que les non-linéarités de gain liées à la saturation peuvent être maîtrisées.

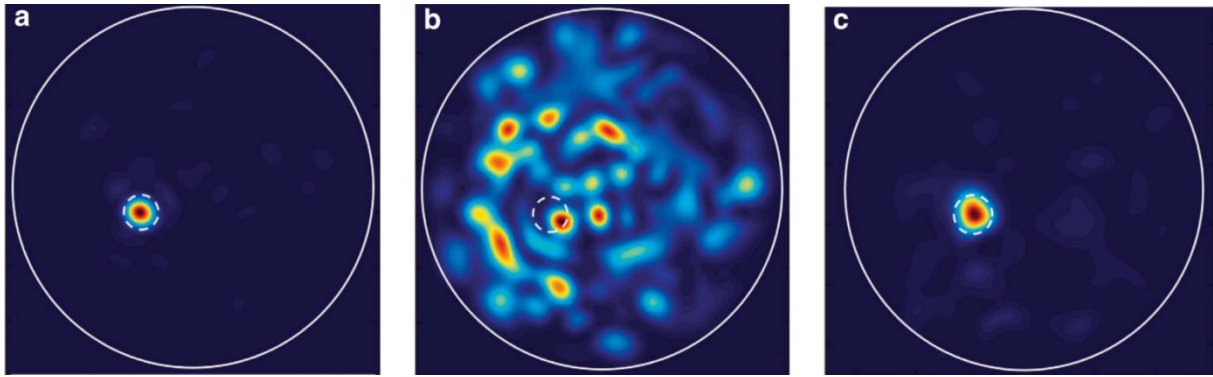


Figure II.18 : Résultat de focalisations à travers une fibre amplificatrice (a) en l'absence de gain, (b) en présence de gain et avec la même structuration de phase que pour (a) et (c) en présence de gain et après un nouveau passage dans l'algorithme d'optimisation (Florentin et al. 2016).

Contrôle de l'émission de nouvelles fréquences par diffusion Raman stimulée

Parmi les effets non linéaires largement exploités dans les fibres optiques, on retrouve la génération de nouvelles fréquences. Quelques méthodes ont été décrites dans le chapitre précédent, notamment la génération par diffusion Raman stimulée.

Tzang *et al.* ont réalisé plusieurs expériences pour contrôler les interactions non linéaires dans une fibre multimode par façonnage adaptatif du front d'onde signal, notamment pour gérer les raies spectrales de cascade Raman. Pour cela, les auteurs ont utilisé une source à 532 nm délivrant des impulsions nanosecondes pour exciter une fibre multimodale à gradient d'indice parabolique guidant un millier de modes. Sa longueur était ajustée en fonction de l'application visée. L'optimisation adaptative par algorithme génétique était alimentée par des mesures spectrométriques et activée par un modulateur spatial de lumière (Tzang et al. 2018). Sans mise en forme du front d'onde injecté, le rayonnement en sortie de la fibre était composé d'une cascade de raies Raman s'étendant de 470 nm à 1700 nm avec une majorité de l'énergie sur des modes d'ordres bas comme le montre la Figure II.19(b).

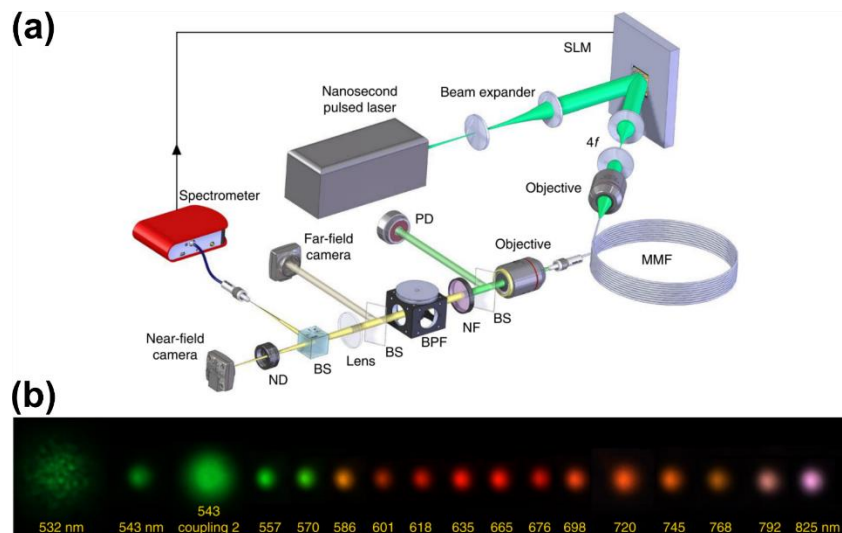


Figure II.19 : (a) Montage expérimental de (Tzang et al. 2018) permettant avec le SLM non activé de générer (b) une cascade Raman dans 1 km de fibre optique de type GRIN.

L'algorithme génétique n'étant pas basé sur un modèle totalement déterministe est réputé moins sensible à l'évolution non linéaire du signal à optimiser. Ainsi, O. Tzang et ses collègues ont montré qu'en ajustant l'expression de la fonction objectif ainsi que la longueur de la fibre, il est possible de contrôler les non-linéarités de plusieurs façons différentes. Les résultats présentés sur la Figure II.20 ci-après, illustrent le renforcement de la génération de l'onde anti-Stokes à 518 nm, le décalage du peigne de fréquences généré, la très forte réduction des effets non linéaires réalisée en couplant fortement l'énergie sur les modes d'ordres élevés ou encore l'optimisation de la génération d'un ordre Stokes déterminé.

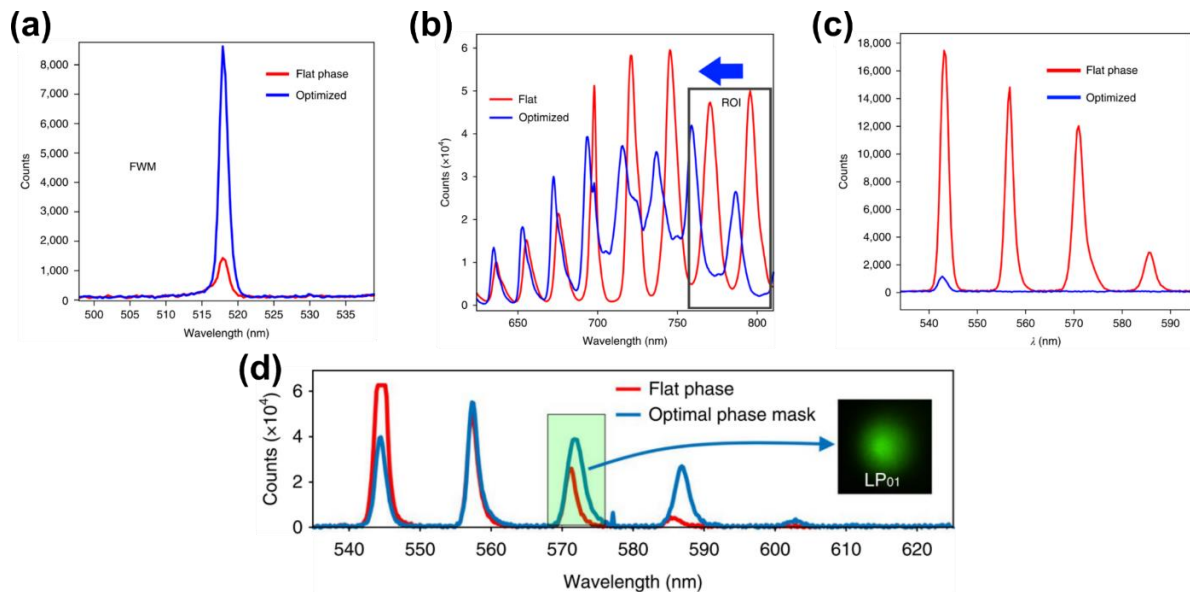


Figure II.20 : Utilisation d'un algorithme génétique pour contrôler les non-linéarités d'une fibre pour (a) optimiser la génération d'une onde anti-Stokes, (b) décaler spectralement un peigne de raies Raman, (c) réduire fortement les effets non linéaires sans pertes d'injection et (d) contrôler une raie Raman spécifiquement (Tzang et al. 2018).

Ces travaux novateurs ont été parmi les premiers à montrer qu'il était possible de contrôler dans une certaine mesure la dynamique complexe des non-linéarités dans un guide multimodal. Par la suite, d'autres travaux portant sur cette thématique ont été publiés notamment sur l'utilisation de réseaux de neurones pour la gestion de supercontinua via des cascades Raman ou instabilités de modulation (Uğur Teğin, Rahmani, Kakkava, Borhani, et al. 2020) ou le contrôle modal de la propagation d'impulsions pour la génération de solitons (Z. Zhu et al. 2018).

L'objet de ce manuscrit est également le contrôle de la dynamique non linéaire dans une fibre optique multimodale en utilisant un système d'optimisation adaptatif gérant le front d'onde du champ laser à injecter dans la fibre. L'étude présentée par la suite diffère des travaux rapportés précédemment essentiellement par la nature des effets non linéaires mis en œuvre. Contrairement aux travaux cités ci-dessus qui visaient à maîtriser le contenu spectral ou la forme temporelle des signaux transmis, je me suis plus particulièrement attaché au contrôle spatial des faisceaux résultant de la propagation multimodale non linéaire en lien avec l'effet d'autonettoyage par effet Kerr. Les travaux présentés dans ce chapitre, montrent que

les algorithmes génétiques et séquentiels sont les mieux adaptés à l'optimisation de caractéristiques de champ cohérents se propageant dans un milieu complexe non linéaire.

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les différentes techniques pour maîtriser la propagation d'ondes cohérentes dans des milieux complexes. Ces techniques se sont fortement développées cette dernière décennie grâce aux progrès réalisés sur les modulateurs spatiaux de lumière, qui, pour certains, peuvent ajuster indépendamment plusieurs millions de pixels afin de contrôler l'amplitude et/ou la phase de rayonnements optiques. Dans un premier temps, j'ai décrit les principales techniques de mise en forme de faisceau qui ont d'abord été appliquées à la propagation dans des milieux diffusants. On peut retenir que la mesure de matrices de transmission apporte des informations supplémentaires par rapport aux autres méthodes sur le milieu complexe sous test. En particulier, on peut en déduire les canaux principaux de transmission du milieu considéré. On peut également en déduire les états propres du système (modes principaux), distributions de champ peu sensibles à certains paramètres tels que la longueur d'onde d'excitation du milieu ou les contraintes subies par ce milieu (Matthès et al. 2020). Cependant, les approches itératives, qui procèdent par l'optimisation d'un critère, comme les algorithmes séquencés et génétiques, semblent moins sensibles au bruit de mesure et adaptés à un environnement évolutif, voire dynamique. Enfin, les réseaux de neurones sont de plus en plus explorés dans ce contexte de contrôle de la propagation de champ cohérent dans des milieux complexes. Toutefois, la phase d'apprentissage peut être un obstacle pour certaines applications ou expériences car très longue et nécessitant de nombreuses mesures.

Dans un second temps, j'ai considéré le cas particulier des fibres optiques multimodales qui peuvent être assimilées à un milieu complexe comme les milieux diffusants, produisant de façon générale, un champ tavelé. Aussi, l'ensemble des méthodes de mise en forme de faisceau, préalablement appliquées au milieu diffusant, ont été également appliquées aux fibres multimodales. Les travaux présentés montrent que pour des mises en forme simples, telle que la focalisation, les méthodes itératives d'optimisation sont privilégiées alors que pour des structures de champ plus complexes, telle que la synthèse modale, la mesure de la matrice de transmission est préférée. Ils montrent aussi que la structuration purement spatiale du front d'onde incident à la fibre multimodale permet aussi, en gérant la population modale excitée, un contrôle du profil temporel de l'impulsion transmise.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, j'ai présenté des travaux, intégrant des modulateurs spatiaux de lumière, pour contrôler la propagation non linéaire de champs intenses, notamment dans les fibres optiques multimodales. Ce sont des études récentes et encore peu nombreuses. Là encore, elles montrent que des contraintes purement spatiales (structuration de front d'onde) peuvent ajuster les caractéristiques d'autres domaines comme le spectre des impulsions propagées, mettant en évidence les couplages spatio-temporels. Elles utilisent des algorithmes itératifs, techniques les mieux adaptées au régime de propagation non linéaire. C'est ce type de procédé que j'ai utilisé dans mes travaux de recherche pour maîtriser le processus d'autonettoyage par effet Kerr. Ils sont détaillés dans ce qui suit.

Chapitre III. Synthèse modale et mise en forme spatiale par structuration adaptative du front d'onde à travers une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique, en régime non linéaire

III.1. Introduction

Les deux chapitres précédents ont apporté les éléments de compréhension sur la propagation en régime non linéaire dans les fibres multimodales d'une part et sur l'utilisation de l'optique adaptative pour contrôler la propagation dans des milieux complexes linéaires d'autre part.

L'effet d'autonettoyage par effet Kerr dans les fibres de type GRIN a été détaillé dans le premier chapitre. Pour des intensités suffisantes, il réalise, au cours de la propagation, un transfert spontané de l'énergie vers le mode fondamental du guide. Nous avons vu précédemment que ce type de transfert a également été observé vers des modes autres que le mode LP_{01} mais au prix d'une injection spécifique dans la fibre, critique à trouver de manière manuelle (Deliancourt et al. 2019a). Jusqu'à présent, peu de travaux pour contrôler le profil spatial du rayonnement après propagation non linéaire d'impulsions dans les fibres optiques ont combiné un processus d'optimisation adaptatif, avec l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière. C'est précisément ce qui a fait l'objet de mes travaux de thèse.

Je présenterai, dans la première partie de ce chapitre, comment ont été déterminés les paramètres et caractéristiques de la boucle adaptative utilisée, constituée notamment d'un miroir déformable et d'une caméra, de part et d'autre d'une fibre GRIN pouvant guider une cinquantaine de modes par polarisation, excitée par des impulsions intenses en régime picoseconde. L'objectif de cette approche adaptative est de synthétiser, de façon systématique, différents modes en sortie de fibre, en régime de non-linéarité de Kerr, d'en déduire les conditions favorables à leur émission et de mesurer l'apport des non-linéarités à cette synthèse modale. Dans la suite de ce chapitre, sont détaillés, le système adaptatif, le banc expérimental, l'algorithme d'optimisation et la fonction objectif, avec lesquels la propagation non linéaire a conduit à l'autonettoyage du faisceau propagé vers les différents modes ciblés.

III.2. Détermination des paramètres clés du système adaptatif

Le système adaptatif expérimenté pour maîtriser la distribution du champ en sortie de fibre multimodale non linéaire, est constitué de 5 principaux blocs comme le montre la Figure III.1. Le premier objectif est d'en déterminer les paramètres clés. Le système est composé d'une source laser à impulsions brèves, dont le front d'onde est structuré par un modulateur spatial de lumière avant d'être couplé dans une fibre multimodale à gradient d'indice parabolique, nécessaire à l'établissement du phénomène d'autonettoyage par effet Kerr. Un dispositif de détection et d'analyse complète le système adaptatif qui est géré par un algorithme d'optimisation.

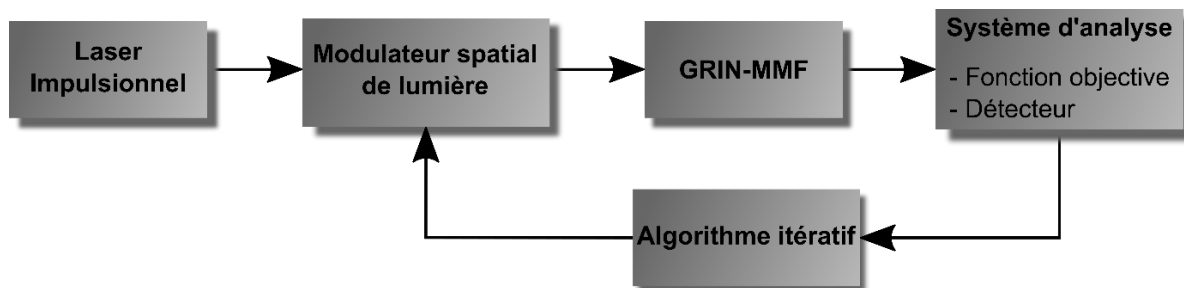


Figure III.1 : Schéma de principe du contrôle adaptatif du rayonnement à travers une fibre optique multimodale à gradient d'indice parabolique (GRIN-MMF).

Je montrerai dans cette première partie comment les caractéristiques de ces différents blocs ont été choisies. Je m'attarderai principalement sur le bloc SLM (modulateur spatial de lumière) et sur les caractéristiques du système de couplage dans la fibre, puis sur les fonctions à optimiser associées au système de détection et enfin sur le bloc algorithmique.

III.2.1. Structuration de front d'onde et couplage dans la fibre multimode

La structuration du front d'onde du faisceau incident permet de contrôler la population modale excitée. Elle a une incidence sur le nombre de modes excités, leur poids relatif, mais aussi sur le niveau de puissance globale couplée dans la fibre. Ces paramètres sont liés à l'étendue géométrique du faisceau incident sur la fibre, et donc à sa dimension et à la structuration fine imposée par le modulateur spatial de lumière qui façonne le front d'onde. J'ai donc étudié numériquement l'influence de cette structuration sur la puissance couplée dans la fibre d'une part et sur le nombre de modes excités d'autre part et ceci en fonction du diamètre du faisceau incident sur la fibre. Dans les expériences considérées dans la suite du manuscrit, la face d'entrée de la fibre GRIN est située dans un plan image du modulateur spatial de lumière. Cette image est formée par un système optique réducteur qui conserve le front d'onde entre les deux plans considérés. Le SLM utilisé dans mes travaux est un miroir déformable de 952 actuateurs (carrés, de 300 μm de côté), indépendants, disposés dans une ouverture globale circulaire (soit 34 micro-miroirs sur le diamètre), appliquant localement un piston de phase sur le front d'onde du faisceau s'y réfléchissant.

L'étude numérique est basée sur l'échantillonnage du front d'onde incident par des groupements de micro-miroirs du SLM (appelés macro-pixels par la suite). Ces macro-pixels définissent chacun un piston de phase particulier et indépendant de celui imposé par les autres

macro-pixels. On modélise ainsi la structuration de phase apportée par le SLM sur l'onde incidente en entrée de fibre, cette onde ayant un profil d'intensité gaussien et un front d'onde plan avant toute structuration par le SLM. En ajustant la taille des macro-pixels, il est possible d'ajuster la résolution de la structuration de phase. Le faisceau gaussien structuré en phase est réduit puis projeté sur la base modale d'une fibre à gradient d'indice parabolique de 52 μm de diamètre de cœur. Cette dernière possède théoriquement 56 modes LP guidés (sur une polarisation) à la longueur d'onde de 1064 nm. Cette projection nous permet d'avoir accès aux amplitudes et phases des modes excités, ainsi qu'à l'efficacité de couplage global du système d'injection selon la structuration imposée par le SLM. Plus le nombre de macro-pixels sur la section du faisceau est élevé, plus l'étendue géométrique du faisceau structuré est grande et par conséquent plus le nombre de modes excités est élevé au détriment du couplage global dans la fibre. C'est ce que nous allons vérifier et quantifier maintenant avec les calculs réalisés. Les groupements d'actuateurs (macro-pixels) que j'ai considérés pour les études numériques sont ceux de la Figure III.2 ci-après. La structuration la plus fine est bridée à 952 pixels ce qui correspond à un pixel de phase par actuateur. Ce nombre est imposé par les caractéristiques du SLM utilisé dans les réalisations expérimentales décrites ultérieurement.

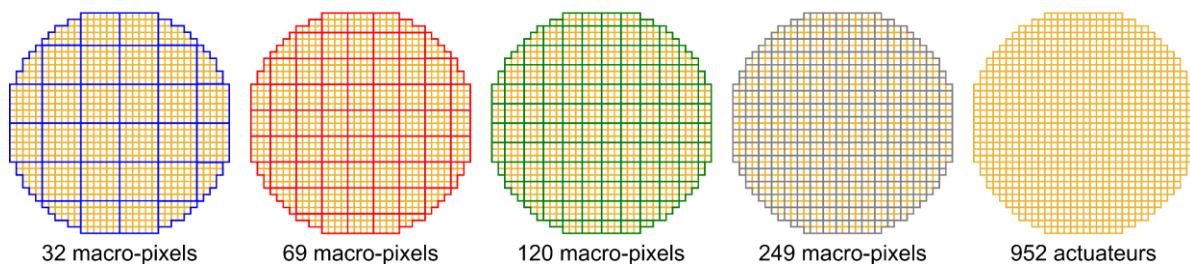


Figure III.2 : Illustration des groupements d'actuateurs en macro-pixels à partir d'un SLM de 952 actuateurs (jaune) semblable à celui utilisé dans les expérimentations ultérieures.

Afin de prendre en compte le grand nombre de possibilités de structuration du front d'onde, pour chaque courbe montrée, les calculs ont été réalisés avec une cinquantaine de jeux de phase aléatoires différents. Les deux figures suivantes montrent l'impact de différentes structurations de front d'onde, respectivement sur le coefficient de couplage dans la fibre et sur la population modale excitée en fonction de la dimension du faisceau structuré. Le recouvrement du faisceau avec le miroir ne change pas, c'est seulement le grandissement de l'image du miroir sur le cœur de la fibre qui est modifié. Les traits pleins correspondent à la moyenne calculée alors que les zones colorées sont délimitées par les écarts types correspondants. La courbe noire correspond au cas où le faisceau incident sur la fibre n'est pas structuré par le SLM (front d'onde plan). L'ensemble de cette modélisation considère des cas théoriques pour lesquels le faisceau incident est parfaitement colinéaire à l'axe de la fibre et également parfaitement centré sur son cœur.

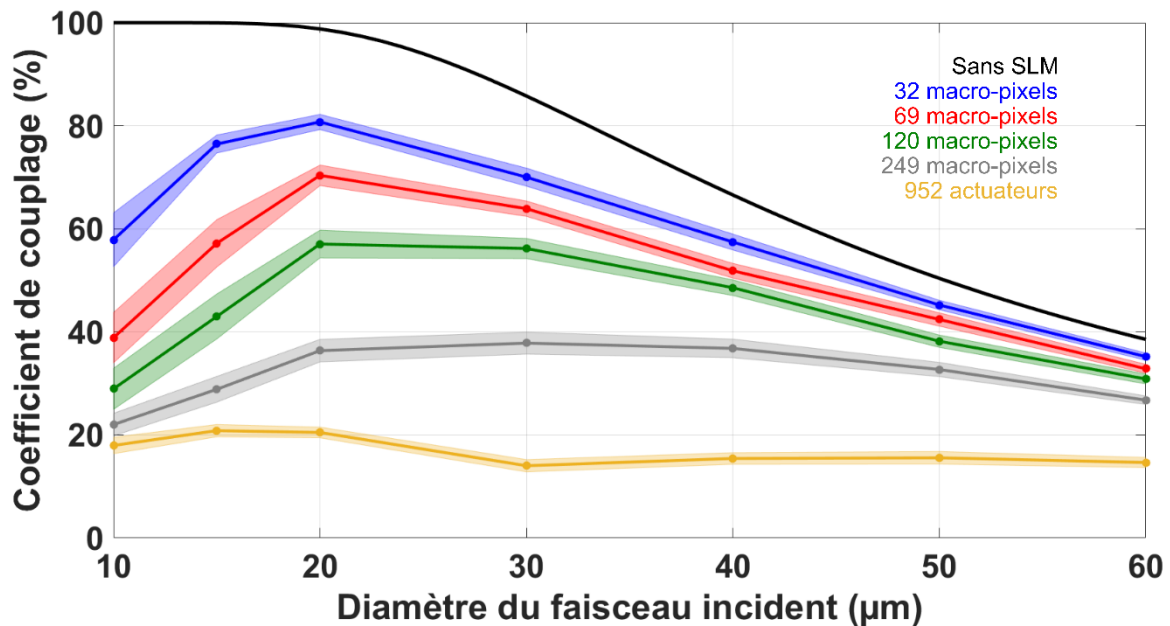


Figure III.3 : Influence de la pixellisation du front d'onde par le SLM sur le couplage dans la fibre en regard de la dimension (à mi-hauteur en intensité) du faisceau gaussien injecté et du nombre de macro-pixels du miroir déformable. Les zones colorées délimitent l'écart-type des résultats calculés, les moyennes sont représentées par les traits pleins.

La Figure III.3 montre l'évolution de la puissance couplée dans la fibre en fonction du diamètre à mi-hauteur de l'intensité du faisceau gaussien incident, structuré en phase. Les courbes montrent, comme attendu, que le rendement de couplage diminue avec l'augmentation du nombre de macro-pixels en jeu. Le couplage maximal varie un peu avec le nombre de macro-pixels impliqués, mais correspond à un faisceau de diamètre (mesuré à mi-hauteur en intensité) de l'ordre de 20 µm pouvant être étendu à 30 µm. Les zones colorées illustrant l'écart-type autour de la valeur moyenne montrent que les variations de couplage pour un diamètre faisceau et une pixellisation du front d'onde donnés sont faibles. Cela permet de déduire qu'au cours d'un processus d'optimisation de la structuration de front d'onde, la variation du taux de couplage global du faisceau dans la fibre restera relativement faible, ce qui est intéressant pour maintenir un régime de propagation non linéaire nécessaire à l'autonettoyage Kerr.

La composition modale excitée est influencée par la structuration du front d'onde incident. Cette dépendance est illustrée sur la Figure III.4 où j'ai représenté le nombre de modes portant plus de 1 % de l'énergie totale couplée, sachant que le nombre maximum de modes guidés à 1064 nm est de 56. En l'absence de structuration de phase, le nombre de modes excités est très faible, car il se réduit aux sept modes à symétrie de révolution, tandis qu'une forte structuration par le modulateur spatial de lumière permet de coupler la lumière vers une grande majorité des modes guidés de la fibre. Cette figure montre également qu'au-delà de 30 µm de diamètre de faisceau incident, le nombre de modes excités ne varie quasiment plus. On retrouve comme attendu, que pour un diamètre donné, l'augmentation de l'étendue géométrique fait croître le nombre de modes excités.

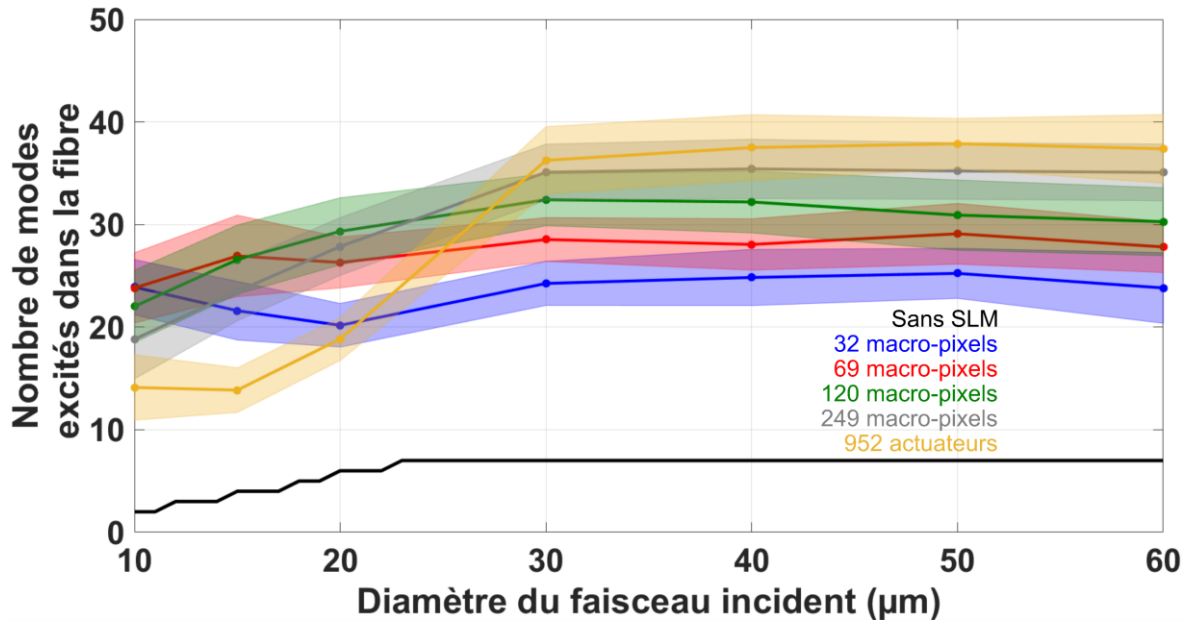


Figure III.4 : Influence de la pixellisation du front d'onde incident et de son diamètre (mesuré à mi-hauteur en intensité) sur la capacité à exciter les modes de la fibre. Seuls les modes portant au moins 1 % de l'énergie totale sont considérés.

La courbe noire sert de référence et correspond à un faisceau gaussien sans mise en forme de front d'onde. Les zones colorées délimitent l'écart-type des résultats calculés et les traits pleins représentent les moyennes pour un tirage de cinquante cartes de phase aléatoires.

Ces deux études numériques nous permettent de définir un couple optimal de paramètres, nombre de macro-pixels du SLM et diamètre de faisceau incident sur la fibre. Avec ce couple-là, on doit être capable d'exciter un grand nombre de modes guidés tout en ne dégradant pas trop l'énergie globale couplée dans la fibre. C'est un compromis qui est nécessaire à la mise en place du banc expérimental adaptatif pour le contrôle d'effets non linéaires. Cet optimum est toutefois relativement lâche, proche de 30 μm pour le diamètre de faisceau et de 120 pour le nombre de macro-pixels du SLM. Ce sont ces paramètres que j'ai utilisés par la suite. Le diamètre de mode choisi est relativement proche de celui utilisé par Krupa *et al.* lors de la première démonstration de l'autonettoyage par effet Kerr (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017) avec le même type de fibre. Un faisceau focalisé dans la fibre avec un diamètre d'environ 40 μm qui, selon les conditions d'injection, nourrissait un grand nombre de modes d'une fibre de type GRIN 50/125. Pour indication, sur la Figure III.5 sont représentés les coefficients de pondération de l'ensemble de la base modale de la fibre, excitée par un faisceau de 30 μm de diamètre, en fonction de la pixellisation de son front d'onde. Le calcul des coefficients de pondérations des modes est calculé à partir de l'équation III.1 où E_{in} est le champ structuré en phase incident à la fibre optique et A_{mn} est la répartition en champ du mode LP_{mn} .

$$C_{mn} = \frac{\oint E_{in} A_{mn}^* dS}{\sqrt{\oint |E_{in}|^2 dS \oint |A_{mn}|^2 dS}} \quad \text{Eq III.1}$$

Comme attendu, plus le nombre de macro-pixels augmente et plus la répartition de l'énergie sur la base des modes tend à se répartir de manière homogène. Sur les courbes

présentées ici, l'énergie est principalement répartie sur la première moitié des modes. Ce sont également ceux dont le couplage est le plus sensible aux variations de la phase.

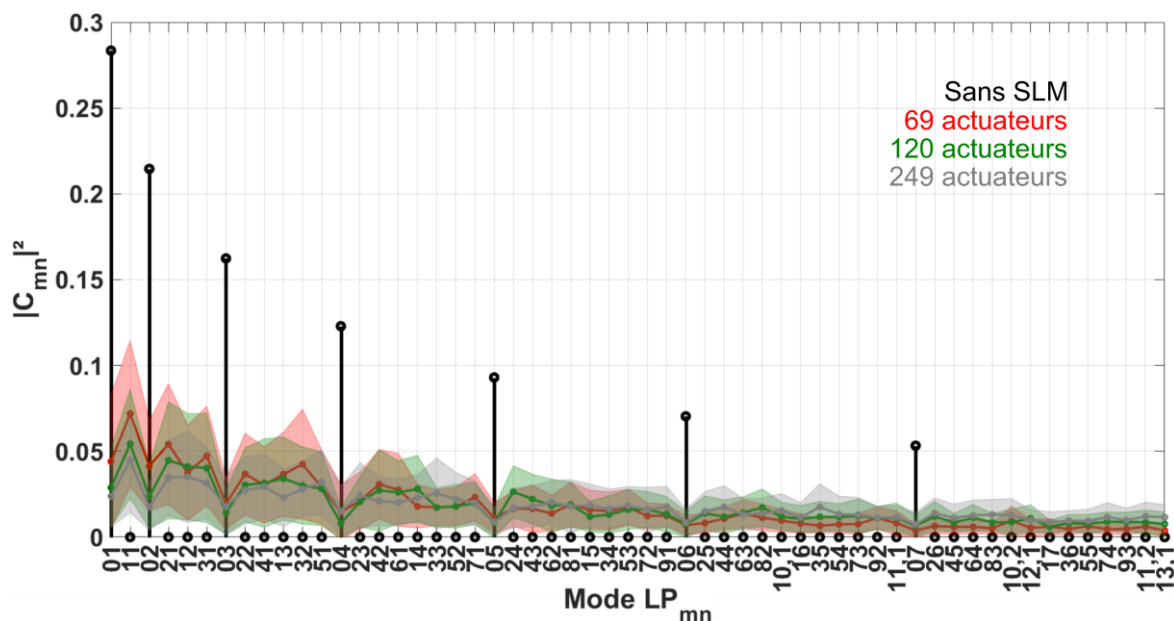


Figure III.5 : Influence du nombre d'éléments du modulateur spatial de lumière sur la population modale excitée. La base modale représentée en abscisse est organisée par constante de propagation décroissante de gauche à droite. En ordonnées, sont calculés les poids en puissance de chaque mode LP_{mn} couplé dans la fibre. Le diamètre du faisceau incident sur la fibre est de $30\ \mu\text{m}$ (à mi-hauteur de l'intensité).

La structuration du front d'onde incident sur la fibre avec 120 macro-pixels (courbe verte) représente un bon compromis entre le couplage dans la fibre, le nombre de modes excités et une répartition plutôt homogène de l'énergie sur une grande partie des modes.

III.2.2. Fonction objectif de la boucle d'asservissement

La fonction objectif est la métrique que la boucle d'asservissement doit optimiser pour converger vers le profil de champ souhaité en sortie de la fibre GRIN multimodale en régime non linéaire. Dans les expériences décrites par la suite, nous avons choisi de produire, en régime non linéaire, un mode unique en sortie de fibre, au lieu d'un champ d'interférences, dit speckle, classiquement observé.

Dans un premier temps, on peut se poser la question de savoir si la dispersion intermodale peut avoir un impact sur le choix de la métrique de la boucle d'optimisation ? Le laser utilisé dans mes expériences délivre des impulsions de $6,5\ \text{ps}$ et la dispersion intermodale maximale de la fibre à gradient d'indice parabolique est de $1,5\ \text{ps/m}$. Pour les cinq mètres de fibre que j'ai utilisée, la durée de l'impulsion en sortie ne peut donc être que deux fois plus longue que l'impulsion initiale au maximum. Or, les échanges d'énergie ne se font efficacement qu'entre modes de constantes de propagation proches, donc essentiellement entre modes d'un même groupe de modes dégénérés (même constante de propagation) ou de groupes de modes voisins et ceci de proche en proche. Dans les fibres GRIN, ces groupes de modes ont des constantes de propagation régulièrement espacées (équation I.3). Ainsi, la

fibres considérées par la suite, guide quatorze groupes de modes dont l'intervalle de temps entre groupes, sur 5 mètres, est seulement de 0,54 ps. De plus, dans la dynamique non linéaire de l'autonettoyage modal, les modes d'ordres les plus élevés tendent à transférer leur énergie vers les modes d'ordres les plus bas. Aussi, la faible élévation d'impulsion attendue, lors de la propagation dans la fibre, nous permet d'affirmer que la métrique à utiliser n'a pas besoin de composante temporelle et peut n'être basée que sur la distribution spatiale en puissance du champ en sortie de fibre. Afin de simplifier le montage, je n'ai volontairement pas appliqué de méthodes mettant en œuvre un élément d'optique diffractive (DOE) ou une matrice de cristaux liquides en sortie de fibre, pour réaliser une mesure de corrélation en champ (Carpenter, Eggleton, and Schröder 2015b, 2014). J'ai choisi de ne travailler qu'avec des photo-détecteurs positionnés soit en champ proche (image du plan de sortie de la fibre), soit en champ lointain et parfois dans ces deux plans.

Les premières expériences que j'ai menées visaient à maximiser le rapport entre la puissance mesurée à travers un diaphragme réglé aux dimensions du mode visé et la puissance totale du faisceau, par deux photo-détecteurs monopixel. La métrique est alors équivalente au recouvrement entre l'intensité en sortie de la fibre avec une fonction de type « porte ». Dans le cas du mode fondamental, le filtre spatial est simplement un iris réglé au diamètre à mi-hauteur du mode. En revanche, réaliser des filtres spatiaux adaptés à la synthèse d'autres modes comme le mode LP_{11} est plus compliqué. J'ai alors utilisé des fils pour obstruer partiellement l'iris et ainsi ne pas mesurer le centre de la fibre. La Figure III.6 montre des exemples de répartitions d'intensité synthétisées en utilisant des filtres spatiaux (insert) pour définir la métrique et viser respectivement les modes LP_{11} et LP_{21} (Figure III.6 (a, b)) en régime de propagation non linéaire. Cette figure montre bien qu'un filtrage purement spatial permet de s'approcher de la synthèse d'un mode. En revanche, le positionnement des filtres est critique aussi j'ai choisi de m'orienter vers une détection par photodétecteur multipixels (caméra CCD) offrant plus de possibilités sur le choix de la métrique.

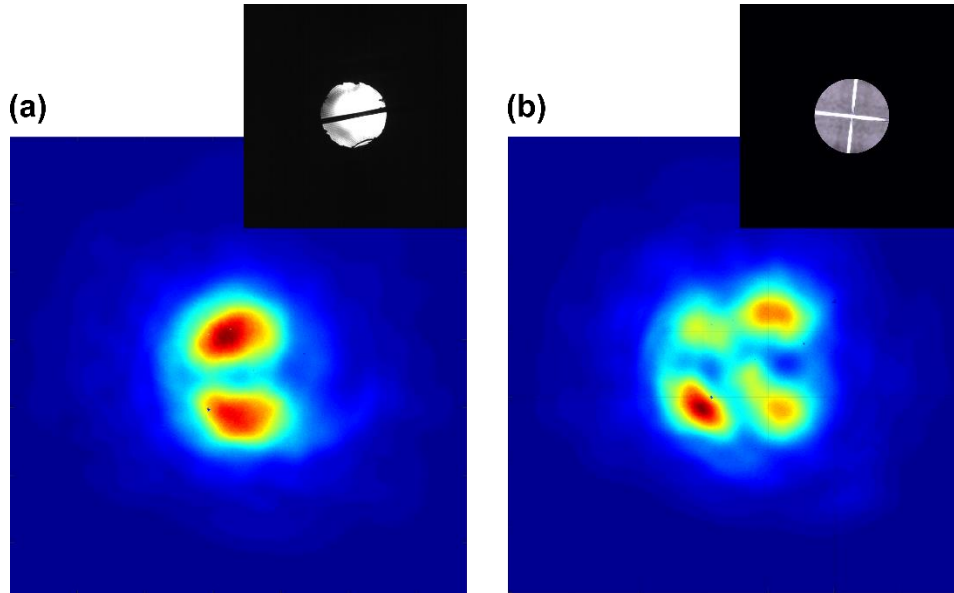


Figure III.6 : Synthèse des modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21} en régime non linéaire, en utilisant une métrique basée sur un filtrage spatial combiné à un photodétecteur monopixel. Les filtres utilisés sont montrés dans les inserts.

L'utilisation d'une caméra pour la mesure de la métrique présente plusieurs avantages. Tout d'abord, elle permet de mesurer la distribution transverse du faisceau de sortie, donnant accès à davantage d'informations que la seule photodiode mentionnée précédemment. Cela permet ainsi de mieux positionner la métrique et d'en choisir une plus sélective, proche d'une corrélation intensimétrique, donnée par l'équation III. 2 où I représente l'intensité mesurée et I_{th} l'intensité théorique du mode ciblé. \bar{I} et $\overline{I_{th}}$ correspondent quant à elles à leur valeur moyenne calculée sur la surface utile de la caméra. Cette fonction objectif, FO , est inspirée du coefficient de corrélation de Pearson qui est utilisé pour l'analyse statistique d'images (Neto et al. 2013). Elle a été reprise par la suite pour des problématiques d'imagerie à travers des milieux diffusants (S. Li et al. 2018), mais également pour contrôler la population modale à travers une fibre optique multimodale (Qiu et al. 2018). L'intérêt de cette fonction objectif, plutôt qu'une corrélation en intensité classiquement utilisée, est sa plus grande sensibilité aux variations grâce à la soustraction des valeurs moyennes des répartitions d'intensité.

$$FO = 1 - \frac{\iint (I - \bar{I}) \cdot (I_{th} - \overline{I_{th}}) dS}{\sqrt{\iint |I - \bar{I}|^2 dS \cdot \iint |I_{th} - \overline{I_{th}}|^2 dS}} \quad Eq III.2$$

L'intensité théorique du mode à optimiser est calculée numériquement à partir des polynômes de Laguerre-Gauss, qui représentent les modes se propageant dans une fibre de type GRIN, puis superposée à la matrice de points mesurés par la caméra. Cela me permet d'envisager un système reconfigurable pour changer aisément le mode visé contrairement aux filtres spatiaux présentés plus haut.

III.2.3. Algorithme d'optimisation adaptatif

Comme écrit dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, il existe de nombreux algorithmes d'optimisation permettant de mettre en forme un faisceau traversant un milieu

complexe. La nature non linéaire de ma problématique m'empêche d'utiliser les algorithmes tel que l'algorithme à décalage de phase à 3N mesures (3N-PSA) (Florentin et al. 2016), par exemple, ou encore de mesurer la matrice de transmission du système, même si des résultats ont été obtenus avec ce procédé (Florentin et al. 2018a) pour contrôler l'émission d'un amplificateur à fibre multimodal, milieu qui peut engendrer des non-linéarités de gain. Cette dernière étude montre tout de même les limites de l'utilisation de matrices de transmission pour des milieux non linéaires.

J'ai donc décidé de m'orienter vers des algorithmes séquencés qui ont fait leurs preuves dans le domaine de l'optique adaptative. Dans le cas d'un milieu dont la réponse est linéaire, le balayage systématique de l'ensemble du domaine d'actionnement du modulateur spatial de lumière permet de s'approcher au plus près de la solution recherchée en n'explorant qu'une seule fois et un à un, l'ensemble des actuateurs (une seule passe, pour un environnement non bruité). Dans un environnement bruité, plusieurs passages dans ces algorithmes sont nécessaires pour converger vers la solution recherchée. Dans mes expériences, le rapport signal à bruit sera suffisamment bon pour ne pas avoir à s'orienter vers un algorithme génétique plus robuste, mais plus complexe avec des paramètres à optimiser.

La dynamique particulière de l'autonettoyage par effet Kerr fait que cet effet est résistant aux perturbations extérieures appliquées sur la fibre, mais également un peu aux variations de l'injection. Ainsi, l'optimisation pixel par pixel que proposent les algorithmes séquencés pas à pas et continus (SSA et CSA) ne modifie-t-elle pas suffisamment l'injection pour changer significativement la figure en sortie de la fibre multimodale.

Pour ces raisons, l'algorithme que j'ai choisi est dérivé de l'algorithme partitionné qui, en actionnant plusieurs pixels simultanément, est plus susceptible de provoquer des changements importants de la métrique. La Figure III.7 montre le fonctionnement détaillé de l'algorithme partitionné avec un jeu de pixels choisi aléatoirement. Le déphasage imposé à chacun de ces pixels (entouré en noir) explore la plage $[0, 2\pi]$ avec un pas de progression donné (discrétisation du balayage en phase) pour ne conserver que le déphasage donnant la plus petite valeur de la fonction objectif à minimiser. Ensuite, un autre jeu de pixels est sélectionné, et ce jusqu'à la fin du processus d'optimisation. Ce type d'algorithme progresse plus rapidement dans les premières itérations que ceux actionnant le modulateur, actuateur par actuateur. Toutefois, la convergence finale vers un optimum n'est guère plus rapide lorsque l'on veut s'approcher au plus près de la cible choisie.

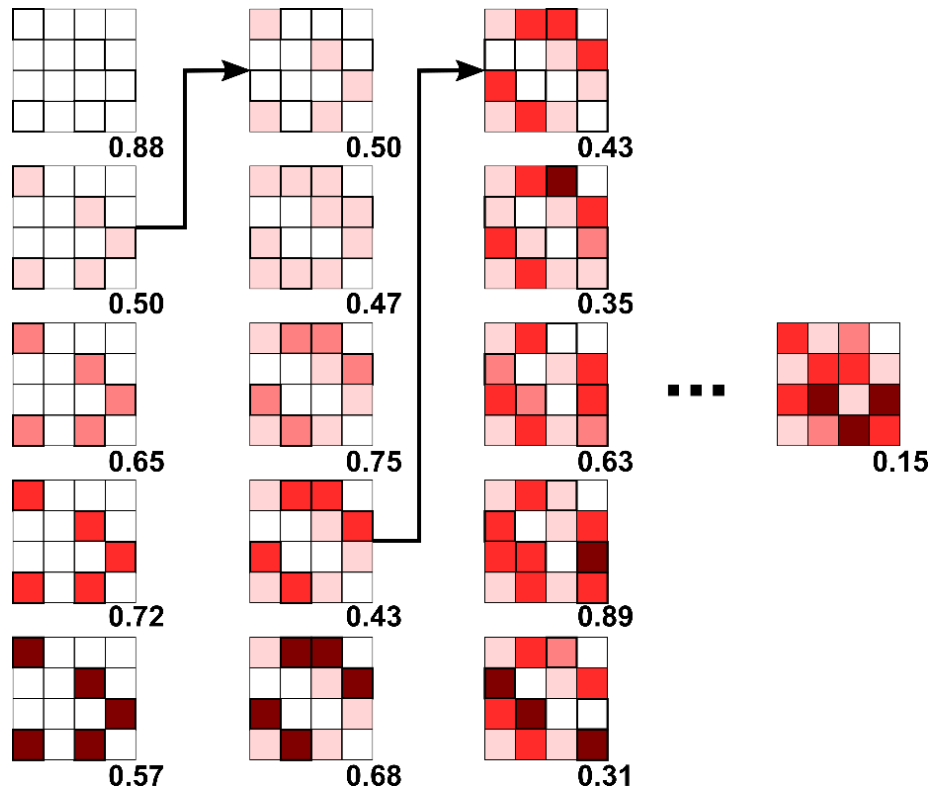


Figure III.7 : Principe de fonctionnement de l'algorithme partitionné dans le cas où cinq actuateurs sont modifiés simultanément (encadrés en noir) sur une plage d'actionnement divisée en cinq paliers (illustrés par le code couleur). En dessous des cartes de phase, sont indiquées les valeurs de la fonction objectif correspondantes.

J'ai apporté quelques modifications sur le séquençage de l'algorithme partitionné tel que présenté plus haut. Comme le nombre de degrés de liberté du système adaptatif est très important, il s'agit d'accélérer le processus tout en essayant d'explorer au maximum l'espace des solutions pour éviter de tomber et rester sur des optimums locaux. Ceci est d'autant plus vrai lorsque l'on souhaite converger vers d'autres modes que le mode fondamental, qui est celui vers lequel le phénomène d'autonettoyage par effet Kerr tend naturellement. Le séquençage utilisé par la suite commence avec une structuration grossière du front d'onde incident sur la fibre, c'est-à-dire qu'une grande proportion de macro-pixels est pilotée simultanément avec une exploration en phase quantifiée sur peu de niveaux. Les changements des conditions initiales sont importants, ce qui permet de balayer un large espace des solutions en peu de temps. La valeur de la métrique évolue rapidement dans cette première phase cruciale. Au fur à mesure de l'optimisation, la fraction des macro-pixels en jeu diminue alors que la quantification des niveaux de phases explorés augmente. Cette phase-là permet de converger petit à petit vers un front d'onde mieux résolu autour de la solution trouvée lors des premières étapes. Ce processus permet d'allier vitesse de convergence et bonne résolution tout en explorant un grand domaine de solutions. En effet, plus le nombre de macro-pixels modifiés simultanément est petit et plus le nombre de tirages doit être important pour balayer le domaine des solutions. Les séquences de ce processus sont décrites dans le Tableau III.1 ci-dessous, où Ndm représente le nombre de macro-pixels du SLM fixé à 120 selon les résultats de l'étude sur l'optimisation du nombre de macro-pixels (Partie III.2.1), et

$\delta\phi$ le pas de phase utilisé pour balayer la plage $[0, 2\pi]$. C'est ce séquençage qui a été utilisé pour la plupart des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit, même si d'autres séquençages ont été essayés.

Tableau III.1 : Évolution des paramètres utilisés lors du processus d'optimisation

	Séquence 1	Séquence 2	Séquence 3	Séquence 4	Séquence 5
Nombre de macro-pixels actifs ($Ndm=120$ px)	$Ndm/2$	$Ndm/2$	$Ndm/4$	$Ndm/8$	$Ndm/14$
x : nombre de niveaux de phase $\delta\phi = \frac{2\pi}{x}$	4	16	16	24	24
Nombre de tirages	70	140	210	280	350

La phase initiale de l'optimisation consiste à aligner le mode théorique ciblé calculé, avec le cœur de la fibre sur la fenêtre de la caméra, puis à démarrer l'algorithme sur une carte de phase aléatoire (structuration aléatoire du miroir déformable). Cette initialisation permet d'augmenter l'occurrence de la convergence de l'algorithme, pour un minimum d'itérations, en s'éloignant du cas de l'autonettoyage sur le mode fondamental qui est robuste aux perturbations. La carte de phase initiale et celles appliquées lors du processus d'optimisation sont aléatoirement choisies, différentes d'une optimisation à l'autre. Afin de limiter la durée du processus, par expérience, j'ai fixé le nombre d'itérations à 1050 pour toutes les optimisations, réparties de façon inégale sur les 5 séquences décrites dans le Tableau III.1. Chaque itération, correspond au balayage de l'ensemble des niveaux de phase explorés, par exemple, une itération pour 4 niveaux de phase dans la séquence 1, ou encore 1 itération pour 16 niveaux de phase dans la séquence 2. A l'issue de ces séquences, la métrique n'évolue pratiquement plus. Toutefois, comme les cartes de phase sont différentes à chaque optimisation, la valeur finale de la métrique peut être un peu différente, y compris pour la synthèse d'un même mode, le processus ne garantissant pas d'atteindre le minimum global et donc un mode correctement synthétisé.

III.3. Démonstration expérimentale d'un système agile et dynamique de mise en forme spatiale d'un faisceau en combinant effets non linéaires et optique adaptative

Cette partie vise à décrire plus amplement les dispositifs expérimentaux que j'ai été amené à utiliser lors de mes travaux de thèse, avant de présenter les principaux résultats obtenus avec notamment la génération d'un panel de modes issus de l'optimisation du front d'onde incident sur la fibre.

III.3.1. Montage expérimental

Le banc expérimental présenté sur la Figure III.9, se compose d'une source laser Nd:YVO4 à 1064 nm délivrant des impulsions de 6,5 ps cadencée à la fréquence de 1 MHz et polarisée rectilignement (Spark Laser, modèle Sirius, Figure III.8(a)). Le faisceau est ensuite agrandi avec un télescope (T1, de grandissement -10) afin d'éclairer en incidence normale un miroir déformable composé de 952 micro-miroirs (actuateurs) carrés indépendants de 300 μm de côté (Kilo-CS-0.6-SLM de chez Boston Micromachines Figure III.8(b)).



Figure III.8 : Présentation (a) du laser Sirius de chez Spark Laser (image extraite du site internet de Spark Laser) et (b) du miroir déformable Kilo-CS-0.6-SLM de chez Boston Micromachines (image extraite de (Morgan et al. 2019)).

Ce type de modulateur spatial de lumière a plusieurs avantages. Il offre un seuil de dommage relativement élevé (environ 6 W/cm^2 de densité de puissance moyenne déposée) et une vitesse de rafraîchissement également élevée (environ 10 kHz). J'ai utilisé pratiquement toute la surface du miroir déformable (~ 10 mm de diamètre), mais en faisant des groupements d'actuateurs (macro-pixels), de façon à ajuster le nombre d'éléments comme dans l'étude numérique précédente (partie III.2.1). Le faisceau structuré par le miroir déformable est ensuite imagé à l'aide d'un deuxième télescope (T2, de grandissement (-1/187,5) sur la face d'entrée d'une fibre multimode à gradient d'indice parabolique avec un diamètre à mi-hauteur de l'intensité de 35 μm proche de la valeur optimale déterminée dans la partie III.2.1.

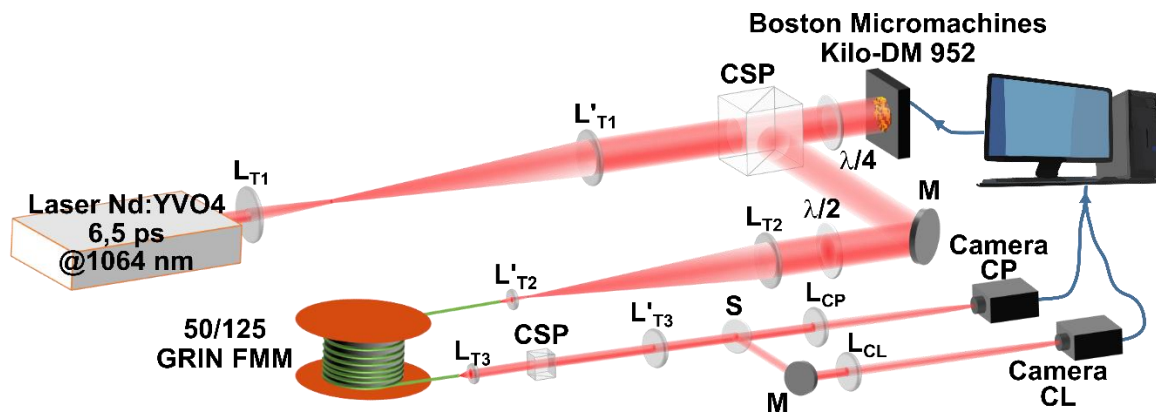


Figure III.9 : Schéma de principe du montage expérimental avec structuration du front d'onde en amont d'une fibre multimode (FMM) à gradient d'indice.

((L, L')T1 : Lentilles Télescope 1 ($\times -10$), (L, L')T2 : Lentilles Télescope 2 ($\times -1/187,5$), (L, L')T3 : Lentilles Télescope 3 ($\times -37,5$), LCP : Lentille d'imagerie du champ proche, LCL : Lentille d'imagerie du champ lointain, CSP : Cube séparateur de polarisation, $\lambda/4$: Lame quart d'onde, M : Miroir plan, $\lambda/2$: Lame demi-onde, S : Séparatrice)

Cette fibre, de 52 μm de diamètre de cœur et dont le profil d'indice parabolique est donné sur la Figure III.10, guide 56 modes LP par polarisation. Cette fibre de cinq mètres de long est disposée sans contraintes sur le banc optique (enroulée librement en boucles d'une vingtaine de centimètres de diamètre), ce qui ne donne pas lieu à de forts couplages linéaires lors de la propagation. Le réglage du système optique formant une image réduite du champ réfléchi par le SLM sur la face d'entrée de la fibre est effectué à l'aide d'un bras annexe qui n'est pas représenté sur le montage expérimental ci-dessus. Il consiste à injecter le faisceau par la face de sortie de la fibre afin d'ajuster finement, à l'autre extrémité de la fibre, l'image de son cœur sur le miroir déformable. La colinéarité entre le faisceau d'entrée et le faisceau de réglage se propageant en sens inverse est contrôlée et ajustée dans le système optique qui image le miroir déformable sur la face d'entrée de la fibre.

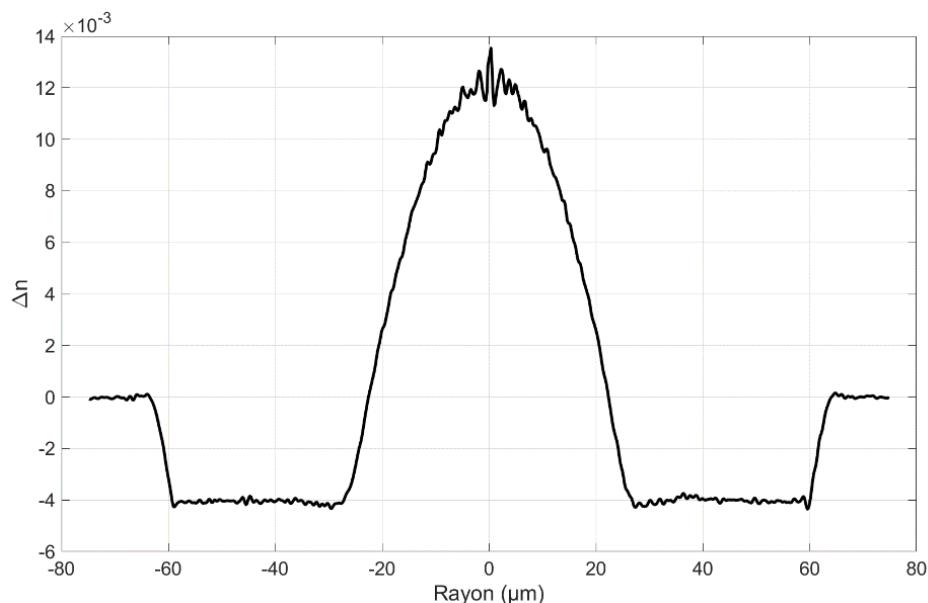


Figure III.10 : Évolution de la différence d'indice Δn en fonction du rayon de la fibre optique considérée, obtenue par mesure interférométrique transverse.

L'analyse du faisceau laser en aval de la fibre est effectuée par une ou deux caméras rapides selon la configuration du système d'analyse. Par ailleurs, pour éviter de mesurer une information biaisée par la dépolarisation du faisceau lors de la propagation dans la fibre, je travaille sur un seul état de polarisation linéaire en entrée et en sortie de fibre. La première caméra (Caméra CP) image directement la face de sortie de la fibre optique tandis que la deuxième (Caméra CL) mesure la répartition de l'intensité en champ lointain. Ces mesures vont nourrir l'algorithme d'optimisation. De plus, l'observation de ces deux plans permet d'évaluer rapidement si un mode unique a bien été sélectionné, la distribution d'intensité devant être de forme semblable dans les deux espaces. En effet, dans les fibres optiques à gradient d'indice notamment, les modes sont auto-transformés de Fourier.

Le nombre de mesures nécessaires à l'optimisation du front d'onde incident étant très important et le miroir déformable ayant un temps de rafraîchissement très court (de l'ordre de 20 μ s), les éléments limitant la vitesse d'optimisation sont les caméras. Celles-ci sont des Grasshopper, du fabricant FLIR, équipées d'un capteur Full-HD (1920 par 1200 pixels) avec une dynamique de 16 bits permettant une bonne résolution et un faible bruit lors de la mesure. En utilisant la résolution maximale de la caméra, le nombre d'images par seconde maximal est de 160 fps (« frames per second »). Il est cependant possible de l'augmenter jusqu'à 220 fps en diminuant la dimension active du capteur. J'ai typiquement utilisé une zone active carrée de 256 pixels de côté pour la caméra en champ proche. Par ailleurs, cette matrice réduite permet également d'accélérer les calculs de la fonction objectif amenant le temps d'optimisation aux alentours de quatre minutes pour réaliser les 1050 itérations, correspondant à 21 000 variations du front d'onde et captures d'images.

III.3.2. Synthèse non linéaire d'un catalogue de modes basée sur l'utilisation d'une métrique spatiale

Cette partie est dédiée à la description des résultats expérimentaux majeurs de mon travail de thèse. Lors de travaux précédents, j'ai démontré expérimentalement qu'il était possible d'obtenir un autonettoyage par effet Kerr sur le mode LP_{11} en focalisant un faisceau de 30 μ m de diamètre de biais sur la face d'entrée de la fibre GRIN (Deliancourt et al. 2019a). Les conditions d'injection étaient très pointues et par conséquent difficiles à obtenir manuellement et à reproduire. Les travaux de ce manuscrit ont pour objectif de montrer qu'une optique adaptative pilotée par un algorithme approprié est capable de le faire de façon quasi systématique et que son utilisation permet d'accéder à la synthèse de modes d'ordres plus élevés assistée par la non-linéarité de Kerr.

III.3.2.1. Apport de la boucle d'optimisation sur l'autonettoyage par effet Kerr en faveur du mode fondamental

Dans un premier temps, j'ai souhaité apprécier l'apport de la boucle d'optimisation sur la synthèse du mode fondamental en comparant les éclaircissements obtenus en champs proche et lointain sans et avec optimisation du miroir déformable.

J'ai exploité la dynamique non linéaire de l'autonettoyage par effet Kerr pour effectuer les réglages préliminaires nécessaires au bon fonctionnement du processus d'optimisation.

Une fois vérifiée la colinéarité du faisceau incident et du faisceau de réglage propagé en sens inverse, le miroir déformable restant plan, augmenter la puissance du signal incident permet assez facilement de transférer la majeure partie de l'énergie propagée vers le mode fondamental de la fibre multimodale. Des réglages fins de la position transverse du cœur de la fibre par rapport au faisceau incident, mais également de l'orientation de la polarisation (rectiligne) incidente et sortante améliorent l'autonettoyage sur le mode fondamental.

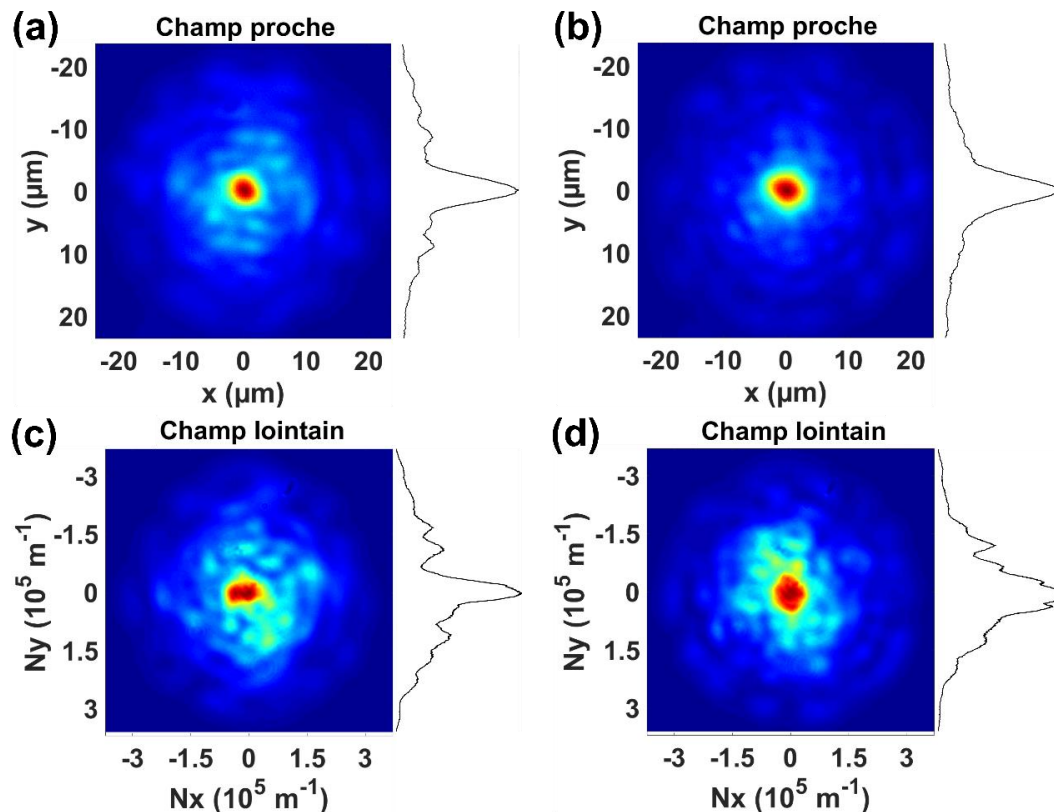


Figure III.11 : Illustration de l'apport de la boucle de rétroaction sur l'autonettoyage par effet Kerr sur le mode fondamental. Champ proche (1ère ligne) et champ lointain (2ème ligne), (a, c) sans processus d'optimisation et (b, d) avec processus d'optimisation. Les coupes transverses sont prises au centre de la fibre selon les axes verticaux.

Le faisceau obtenu est le fruit d'une combinaison de modes dominée par le mode fondamental sur un piédestal dû aux modes d'ordres supérieurs comme l'illustre la Figure III.11(a et c). À partir de ces conditions d'injection, je démarre le processus d'optimisation en utilisant 120 macro-pixels du miroir déformable. L'intensité théorique qui permet de calculer la fonction objectif (définie par la relation III.2) est donnée par le mode fondamental de la fibre optique (qui a une répartition transverse gaussienne avec un diamètre à mi-hauteur de l'intensité de $8 \mu\text{m}$). Ce processus prend 1050 itérations de l'algorithme pour une durée totale d'environ quatre minutes. La Figure III.12 montre l'évolution de la valeur de la fonction objectif lors du processus d'optimisation passant de 0,21 avec le miroir plan à 0,08 avec le miroir structuré.

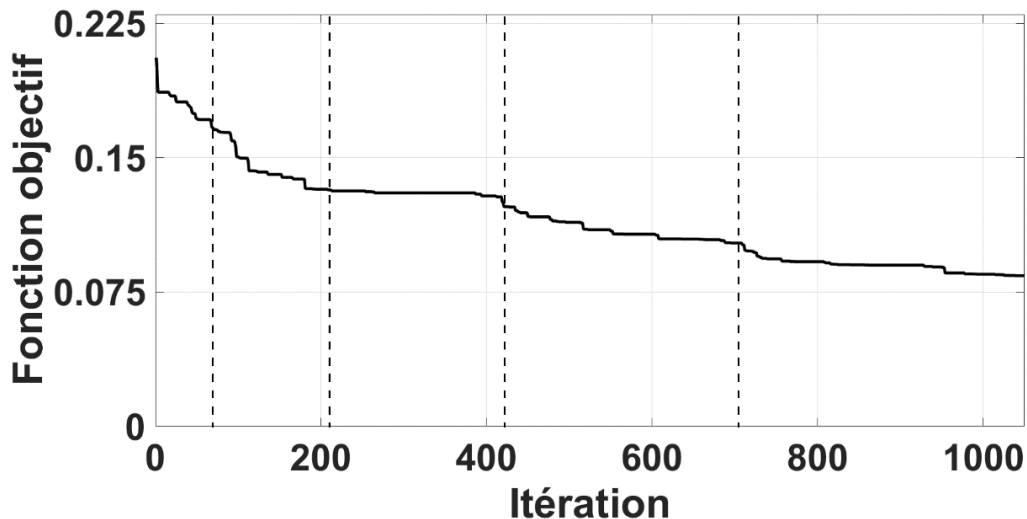


Figure III.12 : Évolution de la valeur de la fonction objectif correspondante à l'optimisation sur le mode fondamental présenté sur la Figure III.11. Les traits pointillés verticaux délimitent les 5 séquences d'optimisations décrites dans le Tableau III.1.

La mise en forme du front d'onde incident permet d'augmenter très sensiblement l'efficacité de l'autonettoyage en diminuant notablement l'énergie transportée par les modes d'ordre haut en faveur du mode fondamental comme le montre la Figure III.11(b et d). Les coupes transverses du faisceau mettent en évidence cette diminution du piédestal non linéaire en champ proche et en champ lointain. Ce dernier est également impacté par le processus d'optimisation avec une concentration de l'énergie au centre du faisceau et une géométrie plus proche du mode fondamental. La Figure III.13 montre le spectre obtenu après optimisation pour une puissance crête mesurée en sortie de la fibre de 38 kW. L'absence de la raie Raman (autour de 1120 nm) prouve que la dynamique de l'autonettoyage par effet Kerr apparaît à des niveaux de puissance inférieurs au déclenchement de la diffusion Raman stimulée pour ce régime impulsionnel. On note cependant une apparition simultanée de l'automodulation de phase et du phénomène d'autonettoyage, ce qui n'était pas le cas des premières démonstrations de ce phénomène effectuées en régime subnanoseconde. L'apparition du phénomène d'automodulation de phase est liée à l'utilisation d'impulsions plus courtes et donc à des puissances crêtes plus importantes.

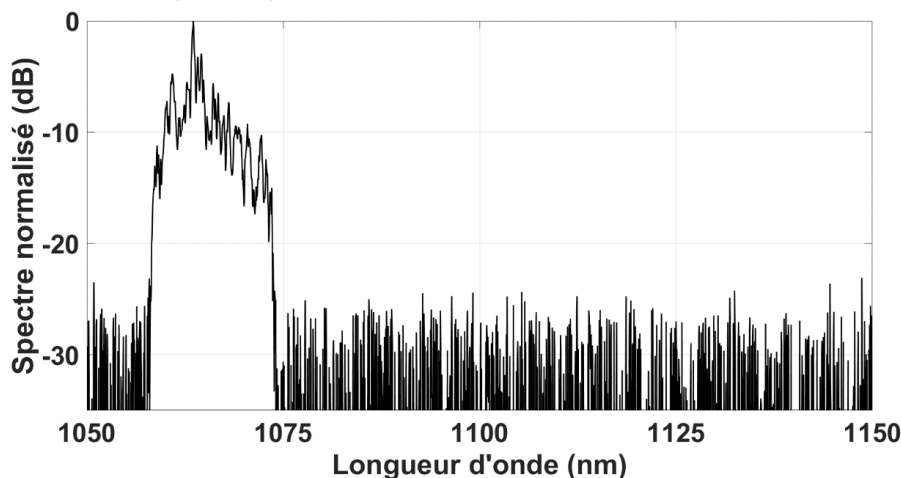


Figure III.13 : Spectre mesuré en sortie de la fibre multimodale dans le cas de la synthèse du mode fondamental pour une puissance crête de 38 kW.

III.3.2.2. Synthèse non linéaire d'un panel de modes d'ordre bas

En conservant des conditions d'injection semblables (environ 45 kW de puissance crête couplée dans la fibre avant optimisation) et en modifiant le mode ciblé lors du processus d'optimisation, c'est-à-dire en changeant de profil modal théorique dans l'expression de la fonction objectif, il est possible de transférer la majeure partie de l'énergie propagée sur d'autres modes que le mode fondamental en régime non linéaire et ce avec un bon contraste en champ proche et champ lointain, en accord avec les répartitions transverses des modes théoriques (Figure III.14).

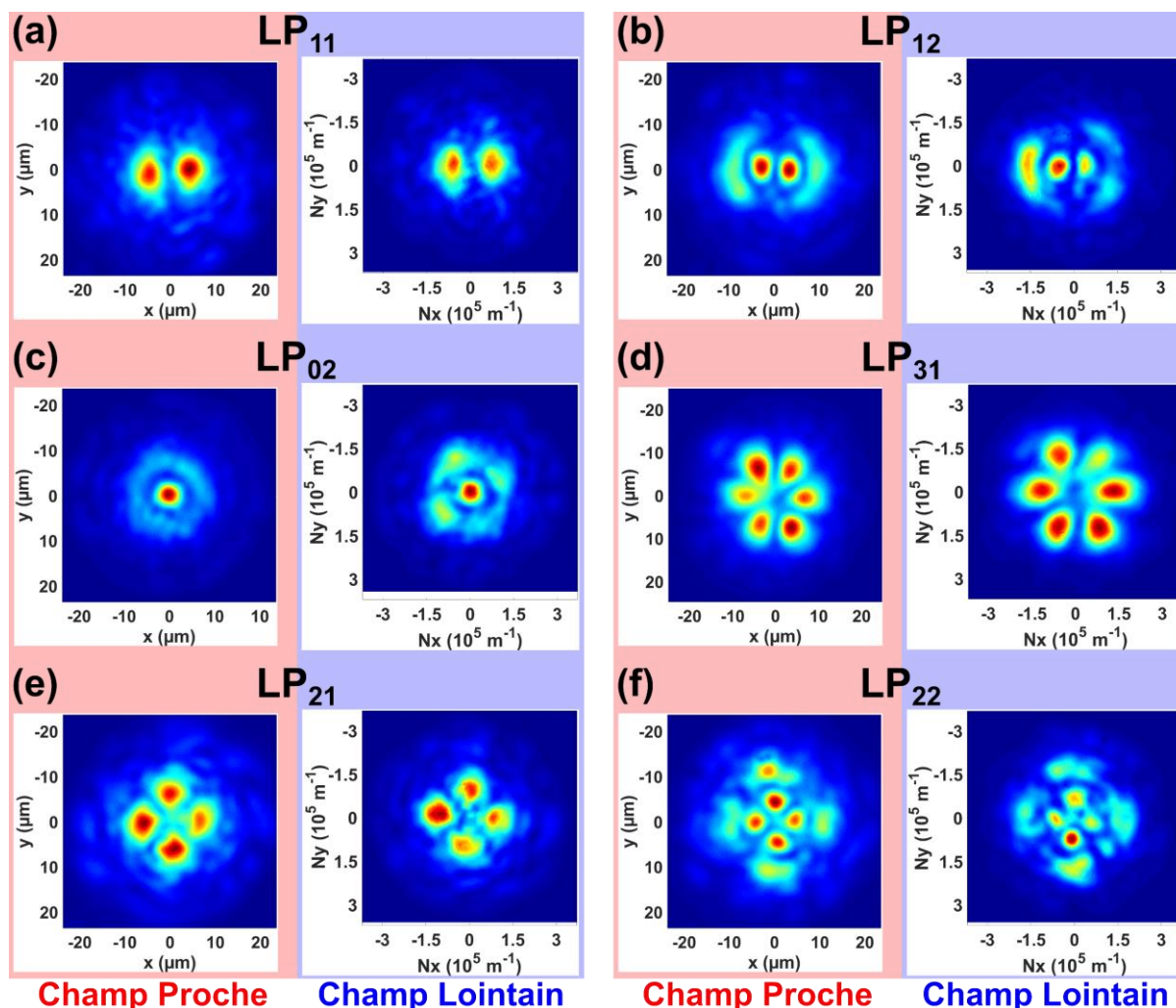


Figure III.14 : Résultats expérimentaux de la synthèse de modes sur six modes autres que le mode fondamental en utilisant un processus itératif. Pour chaque mode, respectivement (a) LP_{11} , (b) LP_{12} , (c) LP_{02} , (d) LP_{31} , (e) LP_{21} et (f) LP_{22} , les champs proches (encadrés en rouge) et lointains (encadrés en bleu) sont représentés.

Les pertes de couplage induites par la structuration du front d'onde peuvent varier en fonction du mode recherché. Les pertes d'injection correspondant à la synthèse modale des modes illustrés dans le cas particulier de la Figure III.14 sont données dans le Tableau III.2. Il apparaît qu'un mode d'ordre élevé nécessitera une structuration fine du front d'onde qui crée des fréquences spatiales élevées et donc induit des pertes de couplage un peu plus fortes que pour la synthèse de modes d'ordre plus bas.

Tableau III.2 : Pertes de couplage dans la fibre entraînées par la structuration du front d'onde pour la synthèse de modes, avec \widehat{P}_{Inu} (45 kW) et \widehat{P}_{Opt} sont respectivement les puissances crêtes mesurées en sortie de la fibre avant et après le processus d'optimisation.

Modes	LP_{11}	LP_{02}	LP_{21}	LP_{12}	LP_{31}	LP_{22}
\widehat{P}_{Opt} (kW)	34,5	31	31	29	30	29
Différence relative de couplage (%)	23	31	31	36	33	36
$\frac{\widehat{P}_{Inu} - \widehat{P}_{Opt}}{\widehat{P}_{Inu}}$						

La dynamique de la convergence de l'algorithme est conforme à ce qui était attendu avec une forte évolution dans les premières itérations (premières séquences d'optimisation) puis une convergence plus lente. La Figure III.15 ci-dessous, montre une forte diminution de la fonction objectif pour les différents modes synthétisés grâce au processus itératif passant d'environ 0,4 à moins de 0,15. Il est important de noter que plus le mode est d'ordre haut et plus il est difficile d'obtenir une valeur finale de la fonction objectif faible. Dans le cas du LP_{02} , la valeur à l'initialisation est déjà faible, car il peut être difficile avec la carte de phase initiale aléatoire d'annuler complètement l'autonettoyage sur le mode fondamental pour lequel la corrélation en intensité est assez forte. J'ai observé que les premières itérations sont cruciales pour obtenir une bonne convergence. En effet, il semble que diminuer la proportion de l'énergie sur le mode fondamental facilite la convergence pour les modes ne possédant pas de symétrie de révolution. C'est d'autant plus important que le mode que l'on cherche à synthétiser est d'ordre élevé. Dans le Chapitre IV, je discuterai plus en détail des conditions d'excitations nécessaires à la synthèse de ces modes.

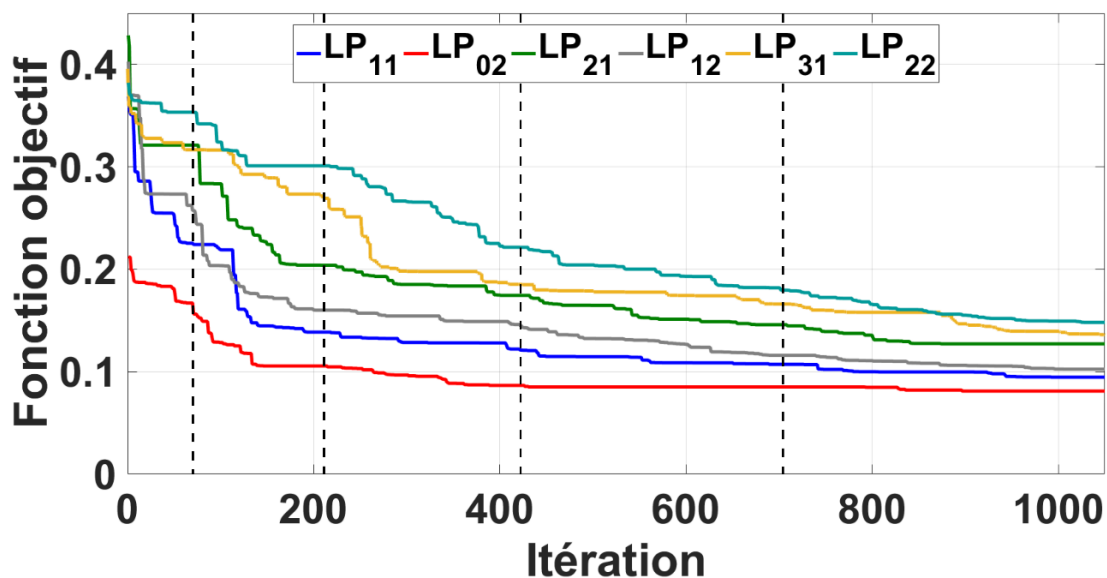


Figure III.15 : Évolution de la valeur de la fonction objectif correspondante aux optimisations pour la synthèse des six modes présentés sur la Figure III.14. Les traits pointillés verticaux délimitent les 5 séquences d'optimisations décrites dans le Tableau III.1.

Par ailleurs, je me suis également intéressé à la façon dont l'autonettoyage par effet Kerr influe sur l'élargissement spectral induit par l'automodulation de phase. Pour cela, j'ai mesuré les spectres résolus spatialement dans le cas de la synthèse modale. Cette mesure est faite par un spectro-imageur que j'ai réalisé en plaçant une fente verticale centrée sur l'image du faisceau en sortie de fibre (champ proche). Ce plan est imagé sur une caméra à l'aide d'un système afocal intégrant un réseau de diffraction dans le plan de Fourier. On peut ainsi observer la distribution d'intensité du champ en sortie de fibre (champ proche) selon une dimension transverse (centrée sur l'axe optique) pour chacune des composantes spectrales de l'onde propagée (30 pm de résolution). La Figure III.16 ci-après montre les spectres résolus spatialement pour la synthèse des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{12} (orientés verticalement et dont la superposition avec la fente est présentée dans les inserts) obtenus pour des puissances crêtes respectivement de 29,7 kW, 28,3 kW, 28,8 kW et 30,8 kW après structuration du front d'onde. On observe que la synthèse modale est réalisée sur toutes les composantes spectrales. Les zéros des champs ciblés sont bien marqués sur tout le spectre. On peut toutefois noter que le nettoyage modal est plus efficace sur les composantes spectrales les plus intenses, vers les dernières fréquences créées de part et d'autre de la fréquence laser. Aussi, c'est plutôt proche de celle-ci qu'on retrouve le tapis de modes d'ordres élevés d'intensité trop faible pour être transférés vers les modes d'ordres bas par couplage non-linéaire. C'est dans cette zone centrale du spectre, qu'on observe une plus fine granularité du profil spatial intensimétrique. Ce sont ces modes d'ordres élevés qui accompagnent la synthèse modale et forment le piédestal tavelé et peu contrasté, car structuré différemment selon les composantes spectrales, des faisceaux optimisés.

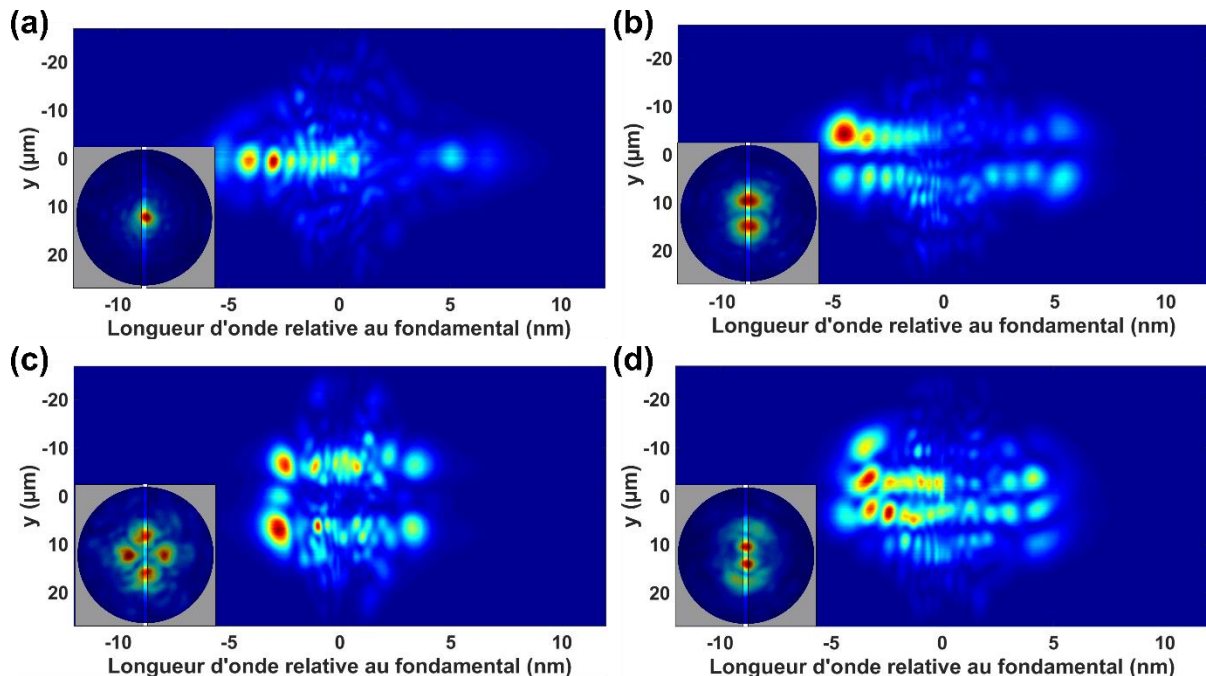


Figure III.16 : Images du faisceau en sortie de fibre par le spectro-imageur lors de la synthèse des modes (a) LP_{01} , (b) LP_{11} , (c) LP_{21} et (d) LP_{12} avec en insert l'orientation de la fente par rapport aux répartitions d'intensité des modes. La longueur d'onde indiquée (en abscisse) est relative à la longueur d'onde fondamentale (1064 nm).

Je me suis également intéressé à l'influence de la synthèse de mode sur la dépolarisation dans la fibre. Il a déjà été montré (Krupa, Castañeda, et al. 2019) que l'autonettoyage par effet Kerr permet de repolariser le faisceau en sortie de la fibre optique avec environ 60 % de la puissance totale sur une polarisation. Les auteurs montrent également que le mode fondamental est fortement présent sur les deux polarisations. Qu'en est-il dans le cas de la synthèse de modes d'ordre plus élevé ? La mesure pour le calcul de la fonction objectif lors du processus d'optimisation est faite sur un seul état de polarisation en sortie de la fibre. J'ai toutefois observé la répartition transverse du faisceau de sortie optimisé sur les deux polarisations orthogonales. La Figure III.17(a et c) montre l'exemple de la synthèse du mode LP_{11} pour une puissance crête de sortie de 18,45 kW sur la polarisation pour laquelle l'optimisation a été réalisée. En revanche, sur la polarisation orthogonale (Figure III.17(b et d)), il n'y a pas de mode qui se démarque et on obtient un faisceau très structuré pour une puissance crête sur cette voie de 9,85 kW. Ainsi, on observe également pour des modes nettoyés autres que le mode fondamental, une repolarisation du faisceau en faveur du mode nettoyé avec 65 % de l'énergie totale en sortie de fibre sur la polarisation visée. Cependant, contrairement au cas du mode fondamental, la synthèse du mode est uniquement réalisée sur la polarisation optimisée. Cela peut être dû à la faible puissance portée par cette polarisation orthogonale qui n'est pas suffisante pour atteindre le régime d'autonettoyage.

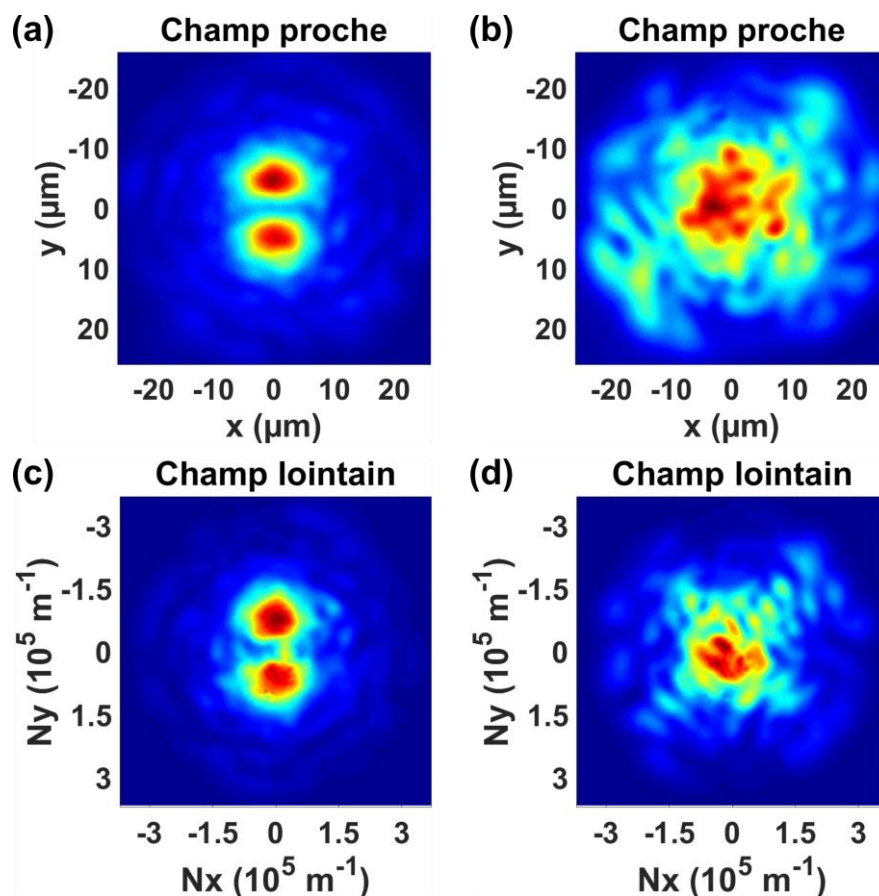


Figure III.17 : Répartition transverse en champ proche (ligne du haut) et champ lointain (ligne du bas) dans le cas de la synthèse du mode LP_{11} . (a et c) sur la polarisation pour laquelle a eu lieu l'optimisation (b et d) sur la polarisation orthogonale.

III.3.2.3. Influence de la puissance sur la synthèse modale

Pour illustrer l'apport de la non-linéarité de type Kerr, j'ai réalisé des optimisations en régime linéaire (puissances crêtes de quelques centaines de Watts) pour former en sortie de fibre soit le mode fondamental soit le mode LP_{11} . Sans surprise, il est en effet possible d'obtenir dans le plan de la mesure de la fonction objectif (champ proche) des images assez fidèles aux modes recherchés par le même procédé. En revanche, la répartition de l'intensité en champ lointain est très granulaire et ne ressemble pas du tout au mode ciblé. Ceci montre bien que ce ne sont pas les modes souhaités qui transportent l'essentiel de l'énergie (Figure III.18). En champ proche, les figures ressemblant aux modes ne sont en fait que des combinaisons linéaires de modes dont l'interférence donne une image en intensité proche de celle des modes visés. Contrairement à la synthèse modale, il existe de nombreuses combinaisons linéaires de modes qui permettent d'obtenir des répartitions d'intensité semblables au mode visé dans un plan donné. Aussi, parce que les jeux d'actuateurs sont choisis aléatoirement, les combinaisons linéaires de modes seront différentes à chaque processus d'optimisation ce qui donne lieu à des répartitions transverses assez semblables en champ proche, mais des champs lointains très différents.

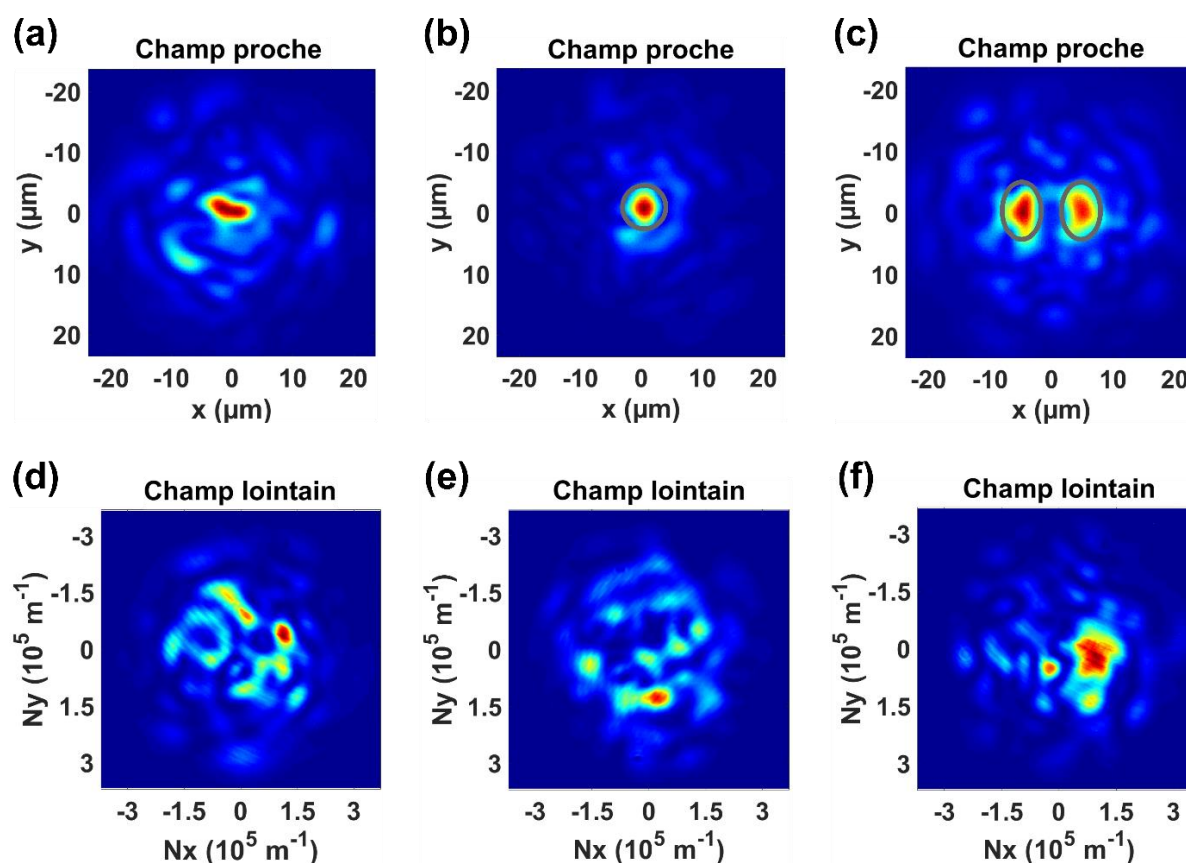


Figure III.18 : Tentative de sélection modale en régime de propagation linéaire à l'aide d'une boucle d'optimisation. (a) et (d) montrent la répartition de l'intensité sans structuration du front d'onde tandis que (b, e) et (c, f) correspondent à des tentatives d'optimisations sur les modes LP_{01} et LP_{11} respectivement. Sur la première ligne sont représentés les champs proches (les zones délimitées par des cercles gris montrent la largeur à mi-hauteur du mode ou des lobes de mode visés) alors que la deuxième ligne montre les champs lointains correspondants.

En réalisant des optimisations en champ proche pour des puissances différentes, il est possible d'illustrer l'apport des non-linéarités sur le processus d'optimisation et ceci pour la synthèse de différents modes. La Figure III.19 montre l'évolution des corrélations en intensité, calculées après les optimisations, entre la distribution relevée I_{exp} et celle théorique ciblée I_{th} sur la surface S du détecteur (équation III.3). Les courbes rouges se rapportent au champ proche, les bleues au champ lointain et les noires au produit des deux. Elles sont tracées pour les modes LP_{01} , LP_{11} et LP_{21} .

$$CI = \frac{\int_S I_{exp} I_{th} dS}{\sqrt{\int_S I_{exp}^2 dS \cdot \int_S I_{th}^2 dS}} \quad Eq III.3$$

Les faibles variations des courbes de corrélation intensimétrique en champ proche (courbes rouges) viennent du fait que de simples combinaisons linéaires de modes peuvent produire des métriques élevées, car la fonction objectif, n'impose des contraintes qu'en champ proche. En revanche, le régime non linéaire a une forte influence sur la structuration optimisée du faisceau propagé, à la fois en champ proche et en champ lointain. Ainsi, lorsque la puissance crête en sortie de fibre augmente, la corrélation entre mesure et théorie augmente en champ lointain. Cela illustre qu'il y a un transfert de l'énergie en faveur d'un mode et que la boucle d'optimisation permet de le sélectionner. Il est cependant intéressant de noter que la dynamique d'autonettoyage par effet Kerr n'est pas la même pour tous les modes. En effet, la structuration appropriée du champ lointain apparaît pour des puissances plus importantes pour les modes d'ordres plus élevés, car ceux-ci ont des aires effectives plus grandes et donc génèrent moins d'effets non linéaires. Les traits verticaux gris sur la Figure III.19 illustrent un effet de seuil du déclenchement du régime d'autonettoyage. Je l'ai choisi arbitrairement lorsque le produit des corrélations en champ proche et champ lointain dépasse les 50 %.

Tandis que le nettoyage sur le mode fondamental est obtenu pour une puissance crête de 7 kW, le mode LP_{11} par exemple n'est vraiment nettoyé que pour des puissances crêtes supérieures à 15 kW en sortie de fibre. Les modes d'ordres plus hauts tels que le mode LP_{21} , sont ainsi plus difficiles à obtenir, car ils nécessitent davantage d'énergie avec une puissance crête supérieure à 20 kW. Ce besoin s'explique par la plus grande aire modale des modes d'ordre élevé (LP_{01} : 142 μm^2 , LP_{11} : 189 μm^2 et LP_{21} : 252 μm^2) et donc de plus faibles effets non linéaires induits pour une même puissance globale portée par ces modes. Par ailleurs, la dynamique de l'autonettoyage est basée sur les échanges d'énergie intermodaux engendrés par les effets non linéaires. Ces couplages intermodaux sont plus complexes pour les modes d'ordres élevés qui appartiennent à des groupes riches en modes, ce qui rend la sélection modale moins efficace. Ces notions de couplages intermodaux non linéaires seront plus amplement discutées dans le prochain chapitre.

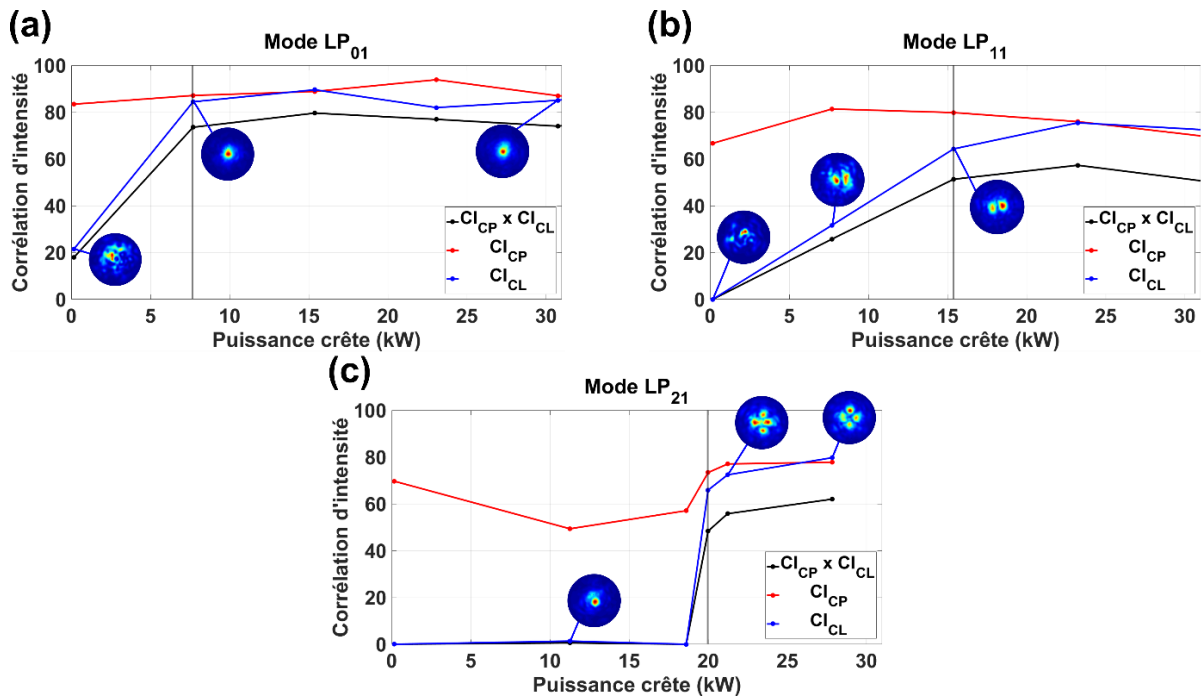


Figure III.19 : Évolution, en fonction de la puissance crête mesurée en sortie de fibre, de la valeur de la corrélation en intensité en champ proche (rouge), en champ lointain (bleu) et du produit des deux (noir) entre la distribution intensimétrique relevée et celle théorique ciblée dans le cas (a) du mode fondamental, (b) du mode LP_{11} et (c) du mode LP_{21} . Les inserts représentent la répartition transverse du champ lointain à différents niveaux de puissance.

Ces expériences ont montré que la non-linéarité peut être un réel apport à la synthèse modale dans les fibres multimodes. Par ailleurs, le processus itératif offre la possibilité d'une reconfiguration dynamique des modes synthétisés. Ainsi, si le système n'est pas modifié (conditions d'injection dans la fibre et d'excitation modale ou perturbations de l'environnement de la fibre), les cartes de phase obtenues peuvent être réutilisées afin de commuter rapidement (selon la fréquence de rafraîchissement du SLM) d'un mode à l'autre sans devoir passer par un nouveau processus d'optimisation.

III.4. Conclusion

Dans ce troisième chapitre, j'ai présenté des réalisations expérimentales de synthèses modales à travers une fibre multimodale à gradient d'indice parabolique en présence de non-linéarité de type Kerr. Cette synthèse est réalisée dans une boucle adaptative qui pré-structure le front d'onde injecté dans la fibre, à l'aide d'un miroir déformable. La fibre utilisée est une fibre passive de 52 μm de diamètre de cœur propageant 56 modes LP (sur un état de polarisation). Dans la première partie du chapitre, j'ai rapporté les différents aspects du dimensionnement du système adaptatif. J'ai optimisé lors de simulations numériques les paramètres d'excitation de la fibre multimode. Les ajustements du diamètre et de l'ouverture numérique du faisceau structuré en phase et imagé sur la face d'entrée de la fibre résultent d'un compromis entre la maximisation du rendement de couplage et celle du nombre de modes excités. J'ai montré que ce compromis est obtenu lorsque le diamètre (mesuré à mi-hauteur en intensité) du faisceau focalisé sur la face d'entrée de la fibre est de l'ordre d'une trentaine de micromètres (4 à 5 fois le diamètre du mode fondamental), cette surface étant échantillonnée en 120 macro-pixels modulables en piston de phase. Pour réaliser l'optimisation en sortie de fibre, j'ai retenu un algorithme permettant de traiter des problèmes non linéaires. Il s'agit d'un algorithme d'optimisation à séquençage traitant les pixels par partition. J'ai adapté la gestion de ces partitions en définissant dans la procédure d'optimisation cinq séquences successives qui réduisent progressivement la dimension des partitions et le pas de phase appliqué pour systématiser la convergence tout en minimisant son temps. Enfin, dans cette première partie, j'ai cherché sur l'exemple de la synthèse des modes LP_{11} et LP_{21} une fonction objectif à optimiser pour permettre à la boucle d'asservissement de produire en sortie de fibre multimodale le champ souhaité. J'ai fait le choix d'un paramètre que l'on cherche à minimiser et qui utilise le coefficient de corrélation de Pearson quantifiant la corrélation entre l'image capturée sur la face de sortie de la fibre et l'éclairement du mode ciblé.

Dans la deuxième partie du chapitre, j'ai rapporté des réalisations expérimentales pionnières, à ma connaissance, sur la synthèse modale assistée par les effets non linéaires de type Kerr. J'ai montré qu'il était possible de forcer l'extraction du champ optique sur un mode particulier en apportant uniquement une structuration en phase en entrée de fibre fournie par un algorithme d'optimisation et basée sur une fonction objectif uniquement spatiale. En plus d'avoir montré une amélioration significative de l'autonettoyage sur le mode fondamental par une diminution de la proportion de l'énergie sur les modes d'ordre supérieur par ce procédé itératif, j'ai également fait ces démonstrations sur les modes LP_{11} , LP_{02} , LP_{21} , LP_{12} , LP_{31} et LP_{22} . Ces modes synthétisés présentent une très bonne correspondance des champs proches et champs lointains avec les modes théoriques correspondants, mettant en évidence la forte présence du mode ciblé en sortie de la fibre. J'ai mis en évidence à l'aide de la mesure du spectre résolu spatialement que l'autonettoyage est prédominant sur toutes les fréquences générées par l'automodulation de phase. J'ai montré que la dynamique d'autonettoyage modal par effet Kerr est dépendante du mode ciblé. Des optimisations à différents niveaux de puissance crête, font apparaître un seuil à partir duquel le champ synthétisé devient semblable,

en champ proche comme en champ lointain, au mode visé, signant le processus d'autonettoyage non linéaire. Des optimisations ont également été faites en régime de propagation linéaire. Elles convergent vers des combinaisons de modes adaptées aux contraintes imposées par la fonction objectif dans le plan de sortie de la fibre multimodale. Ce sont à chaque fois des combinaisons de modes différentes, dépendant des jeux de phases utilisés au cours du processus d'optimisation. Ces résultats confirment également en creux, le rôle prépondérant de l'effet Kerr lors de la synthèse modale dans une fibre multimode GRIN par optimisation adaptative. Cela met également en lumière l'importance des conditions initiales d'excitation dans la fibre pour la synthèse de modes en régime de propagation non linéaire. Celles-ci feront l'objet d'une étude numérique dans le chapitre suivant où j'aborderai également la dynamique des échanges d'énergie au cours de la propagation.

Chapitre IV. Étude numérique et expérimentale de l'influence de la pré-compensation du front d'onde sur le phénomène de thermalisation de la population modale dans une fibre à gradient d'indice parabolique

IV.1. Introduction

La pré-compensation de front d'onde m'a permis de transférer l'essentiel de l'énergie propagée dans une fibre optique multimodale, vers un mode unique et ce en présence de non-linéarité dans un régime d'autonettoyage par effet Kerr. Ces résultats sont doublement intéressants. D'une part, j'ai montré expérimentalement dans le chapitre précédent que l'exploitation des effets non linéaires de type Kerr rend possible la synthèse modale dans une boucle adaptative appliquant des contraintes intensimétriques dans un plan, là où cette même approche est défailante en régime de propagation linéaire. D'autre part, c'est à ma connaissance la première fois que l'autonettoyage par effet Kerr a été exploité pour extraire l'énergie sur des modes autres que le fondamental. Il apparaît donc important d'étudier la dynamique des modes avant que la situation d'équilibre décrite dans les approches de thermalisation d'ondes cohérentes ne soit atteinte. Pour rappel, cette thermalisation conduit à transférer au cours de la propagation non linéaire de façon irréversible l'énergie des modes d'ordre supérieur vers le mode fondamental. La situation d'équilibre est atteinte lorsque ce mode fondamental domine un speckle de plus faible niveau intensimétrique formé par l'ensemble des autres modes de la fibre multimodale de type GRIN.

L'objectif de ce chapitre est de relier les résultats expérimentaux portant sur l'autonettoyage par effet Kerr que j'ai présentés dans le chapitre précédent avec ce phénomène de « thermalisation » de la population modale. Pour cela, je m'appuierai sur des simulations numériques de propagation d'un champ optique dans une fibre multimodale dont je présenterai le modèle dans la première partie de ce chapitre, ainsi que ses limitations.

Dans un second temps, je m'intéresserai à la dynamique des couplages non linéaires ainsi qu'à leur rôle dans la synthèse modale et dans le phénomène de thermalisation. J'étudierai particulièrement comment la pré-compensation du front d'onde peut être modélisée en utilisant peu de ressources informatiques. Les simulations confrontées aux résultats des expériences du chapitre 3 viseront à comprendre la mécanique de synthèse modale en régime de propagation non linéaire et la thermalisation de la population modale sous contrôle de l'excitation.

IV.2. Présentation du modèle numérique de propagation d'onde dans une fibre multimodale

Les données expérimentales montrées dans le chapitre précédent nous apportent des informations sur la distribution de champ à chaque extrémité de la fibre multimodale considérée. Ce sont des informations importantes pour la compréhension du phénomène d'autonettoyage par effet Kerr, mais insuffisantes pour en appréhender toute la dynamique, car de nombreux degrés de liberté sont en jeu dans ces interactions intermodales non linéaires qui ont lieu tout au long de la fibre. Aussi, j'ai réalisé des simulations pour mettre en évidence ces échanges énergétiques dans des conditions proches de celles expérimentées. Le code que j'ai utilisé a été développé sous MATLAB par Alessandro Tonello, enseignant-chercheur de l'équipe dans laquelle j'ai réalisé mes travaux de thèse. Cette première partie du chapitre a pour but de détailler le modèle numérique dont je me suis servi pour obtenir tous les résultats numériques présentés par la suite. Dans un deuxième temps, je préciserai les limitations de ce modèle.

IV.2.1. Modèle numérique utilisé pour simuler la propagation d'un champ intense dans une fibre multimodale GRIN

Avant d'aborder le modèle numérique utilisé pour la propagation multimodale non linéaire, je rappelle les caractéristiques optogéométriques de la fibre considérée dans les expériences et dans les simulations présentées dans ce chapitre. Je donne également la distribution spatiale des modes LP de cette fibre en les regroupant par famille de modes dégénérés.

Caractéristiques de la fibre optique utilisée et de ses modes LP

J'ai modélisé une fibre dont le cœur de 26 μm de rayon (r_c), est à gradient d'indice, de profil parfaitement parabolique décrit selon l'équation IV. 1 rappelée ici :

$$n^2(r) = n_c^2 \left(1 - 2\Delta \frac{r^2}{r_c^2} \right) \quad \text{Eq IV. 1}$$

L'indice maximal n_c du cœur de la fibre égal à 1,47 et l'indice de réfraction de la gaine ($r > r_c$) de 1,457, donnent une différence relative d'indice Δ de $8,8.10^{-3}$.

J'ai calculé les distributions de champs A_{mn} des 56 modes LP (par polarisation) guidés dans cette fibre à gradient d'indice parabolique (Figure I.1) décrits par les polynômes de Laguerre Gauss L_m^n (équation IV. 2) ainsi que leurs constantes de propagation (équation I. 3) à 1064 nm en utilisant la formule analytique décrite dans (Chanclou et al. 2004).

$$A_{mn}(x, y) = \sqrt{2\xi \frac{m!}{(n+m)!}} \cdot [\xi(x^2 + y^2)]^{\frac{n}{2}} \cdot \exp\left(-\xi \frac{(x^2 + y^2)}{2}\right) \cdot L_m^n(\xi(x^2 + y^2)) \quad \text{Eq IV. 2}$$

$$\text{Avec } \xi = \frac{\sqrt{2\Delta}}{r_c} k_0 n_c$$

Afin d'étudier la dynamique d'interaction intermodale, le champ optique est projeté sur la base des modes de la fibre au cours de la propagation. Elle est définie de la façon suivante : les modes LP_{mn} sont calculés selon deux orientations liées à leur ordre azimutal m (ces modes notés LP_{mn}^a et LP_{mn}^b ont la même distribution du champ à un angle de rotation près égal à $\frac{\pi}{2m}$, 90° pour le mode LP_{11} par exemple. Un mode LP_{mn} d'orientation quelconque est obtenu en déterminant la combinaison linéaire des modes LP_{mn}^a et LP_{mn}^b qui définit la base des modes de la fibre. Sans cette étape, c'est-à-dire en ne considérant qu'une seule orientation, donc une seule base, les champs synthétisés présentent des symétries azimutales sans existence physique.

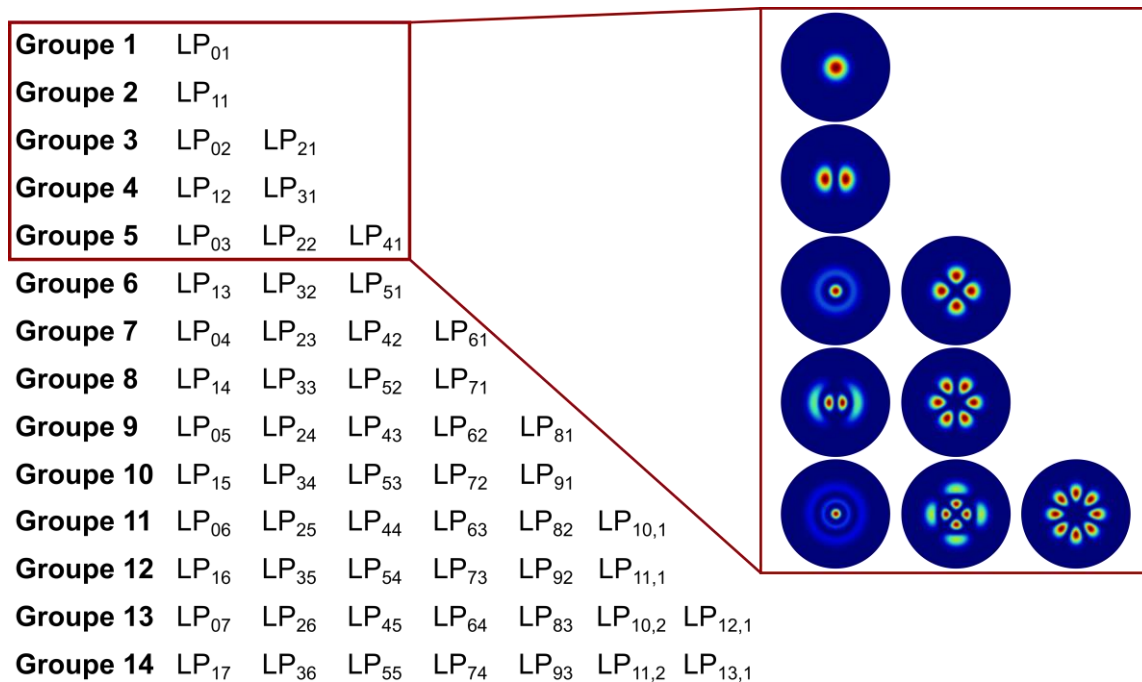


Figure IV.1 : Composition de la base modale de la fibre triée selon les groupes de modes dégénérés. La répartition transverse de l'intensité des modes des cinq premiers groupes est représentée dans l'insert.

Parmi ces modes, certains sont dégénérés et ont donc des constantes de propagation identiques. Ils peuvent ainsi être regroupés en 14 groupes de modes qui sont représentés sur la Figure IV.1. Dans la suite de ce chapitre, j'utiliserai à plusieurs reprises la notion de décomposition sur les groupes de modes au cours de la propagation pour mieux appréhender les échanges d'énergies qui ont lieu. Pour cela, le champ optique $E(x, y, z)$ peut être écrit en fonction des coefficients complexes $C_{mn}(z)$ et de la répartition transverse $A_{mn}(x, y)$ des modes LP_{mn} donnés par l'équation IV.2.

$$E(x, y, z) = \sum_{m,n} C_{mn}(z) A_{mn}(x, y) \quad \text{Eq IV.2}$$

Les cinq premiers groupes de modes (dont la répartition d'intensité des modes correspondants est représentée ci-dessus) seront particulièrement considérés, car ils regroupent les modes que j'ai cherché à synthétiser et qui sont traités dans la partie IV.3.2.

Modélisation de la propagation

Comme écrit dans le premier chapitre, deux modèles sont souvent utilisés pour représenter la propagation d'une onde dans une fibre optique. Le premier repose sur la résolution d'un ensemble d'équations issues de la théorie des modes couplés, qui sont aussi nombreuses que les modes présents dans la fibre. Dans le cas d'une fibre fortement multimode, la résolution de ce système d'équations peut devenir très chronophage, d'autant plus que, dans le cas d'un régime de propagation non linéaire, le terme de couplage non linéaire du mélange à quatre ondes f_{mnpq} augmente comme le nombre de modes présents à la puissance quatre.

Le second modèle s'appuie sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE), qui peut être mieux adaptée notamment lorsque l'on intègre des variations du profil d'indice tout au long de la propagation. Au lieu de la base modale, c'est le champ électrique global qui est directement propagé à travers la fibre optique. De cette manière, les termes de mélange à quatre ondes f_{mnpq} sont remplacés par un opérateur unique d'automodulation de phase de l'enveloppe complexe du champ. L'utilisation de ce modèle permet ainsi de réduire le temps de calcul dans le cas de systèmes complexes.

$$\frac{\partial E}{\partial z} - j \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E + j \frac{k_0 \Delta}{r_c^2} r^2 E = j \frac{\omega_0 n_2}{c} (1 - f_R) |E|^2 E \quad \text{Eq IV.3}$$

L'équation IV.3 (déjà vue au premier chapitre) rappelle une expression simplifiée de la GNLSE dans le cas particulier d'une fibre à gradient d'indice parabolique tronqué (la forme parabolique étant définie pour $r < r_c$) dans laquelle se propage un rayonnement monochromatique décrit par un champ scalaire et sans prendre en compte la réponse Raman du milieu. Celle-ci n'est pas considérée, car toutes les expériences ont été réalisées avec des niveaux de puissance tels que le décalage Raman n'est pas initié. L'objectif est de mettre en évidence l'effet d'autonettoyage Kerr seul, celui-ci apparaissant avant les effets Raman (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Barthélémy, et al. 2017).

C'est par la méthode de Fourier à pas séparés (« Split Step Fourier » en anglais) que cette équation est résolue. La propagation du champ est réalisée par transformées de Fourier successives tel que l'illustre la Figure IV.2. En effet, en passant du domaine spatial au domaine des fréquences spatiales, la résolution des effets linéaires (diffraction, pertes du guide) et non linéaires (effet Kerr) peut alors être faite de manière indépendante. Pour cela, l'effet de la diffraction est calculé dans le domaine des fréquences spatiales tandis que la non-linéarité et la dispersion du guide le sont dans le domaine spatial. Cette méthode de résolution nécessite un échantillonnage transversal et longitudinal adapté aux caractéristiques optogéométriques de la fibre considérée.

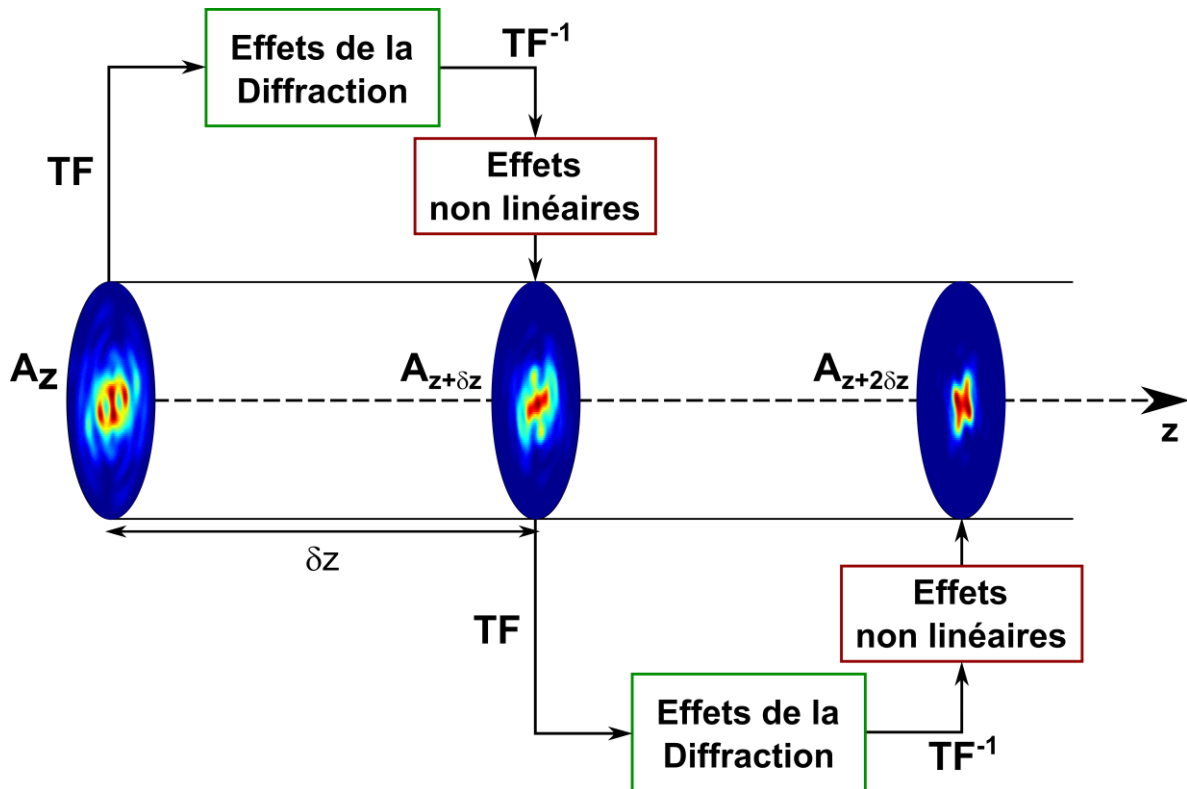


Figure IV.2 : Schéma de principe de la méthode de résolution de Fourier à pas séparés dans le cas de la propagation d'une onde guidée dans une fibre multimode, résolue spatialement, soumise à l'effet Kerr. Les termes TF et TF⁻¹ font respectivement référence à la transformée de Fourier spatiale directe et inverse.

Il est nécessaire de définir une fenêtre de calcul dans le domaine spatial suffisamment grande par rapport au champ propagé, pour que les champs optiques soient correctement échantillonnés dans les deux espaces de Fourier. Un compromis est à trouver entre vitesse de calcul et résolution, pour fixer le nombre d'échantillons du modèle. Pour cela, j'ai utilisé une fenêtre spatiale de 200 μm (256x256 échantillons) à rapporter aux 52 μm du diamètre du cœur de la fibre qui représentent également l'encombrement maximum que pourra prendre le champ simulé. La Figure IV.3 montre la répartition transverse du mode LP_{43} dans la fenêtre spatiale précédemment citée avec le cœur de la fibre délimité par le cercle pointillé et un zoom sur cette zone en insert. On note que l'échantillonnage spatial est suffisant pour résoudre la structure fine du mode.

L'opération de transformée de Fourier discrète impose des conditions aux limites périodiques à la fenêtre de calcul. J'ai ainsi imposé un champ nul au bord de la fenêtre, ce qui est équivalent à l'encadrer avec des parois métalliques. Cela va entraîner des pertes au cours de la propagation de l'ordre de quelques pourcents de l'énergie initiale. Ces pertes seront d'autant plus importantes que la proportion du champ couplée dans la gaine de la fibre le sera. D'autre part, une réflexion du champ à l'interface pourra interférer avec le champ dans le cœur si la fenêtre spatiale est trop petite.

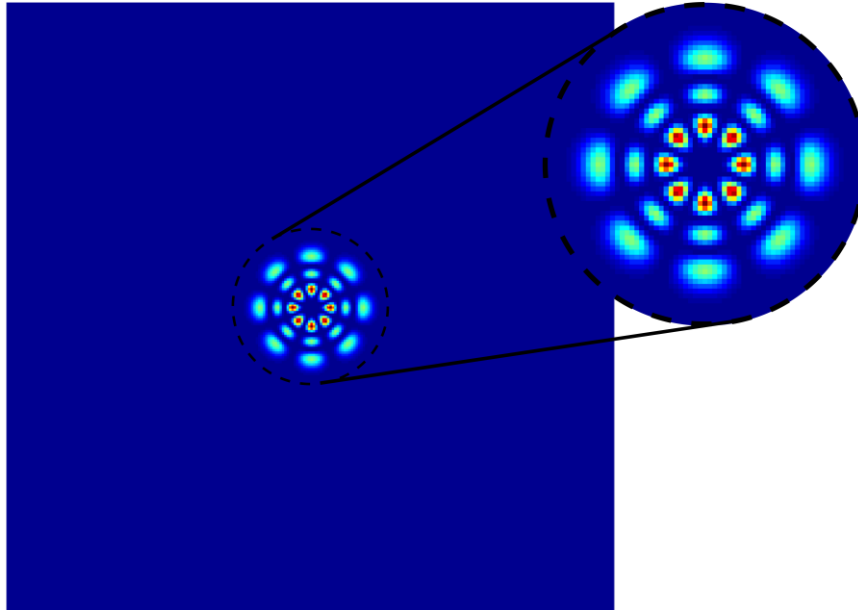


Figure IV.3 : Répartition transverse du mode LP_{43} dans la fenêtre spatiale de $200 \times 200 \mu\text{m}$ utilisée pour la modélisation numérique. L'insert zoom sur le cœur de la fibre.

Le deuxième paramètre à définir est le pas numérique de propagation δz . Dans les fibres à gradient d'indice, l'écart $\Delta\beta = |\beta^{(h+1)} - \beta^{(h)}|$ constant entre les constantes de propagation des groupes de modes $h + 1$ et h provoquent une évolution périodique de la phase relative de ces modes qui conduit au phénomène d'auto-imagerie (Figure I.26). Par conséquent, il est nécessaire que le pas longitudinal δz soit beaucoup plus petit que cette période d'auto-imagerie. Dans le cas de la fibre que j'ai utilisée, cette période Λ est de $615 \mu\text{m}$ (calculée en utilisant l'équation I.26). Elle est la résultante des battements entre les différents modes. Le Tableau IV.1 donne quelques exemples de longueurs de battements intermodaux, le plus court d'entre eux de période $47 \mu\text{m}$ étant obtenu entre le mode le plus rapide et le plus lent. Par ailleurs, les niveaux de puissance utilisés en pratique ne dépassent pas la dizaine de kilowatts de puissance crête, ce qui conduit à une longueur non linéaire $L_{NL} = 1 / (\frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}(LP_{01})} \cdot \hat{P})$ minimale de l'ordre de $7,5 \text{ cm}$. Ce sont donc les évolutions linéaires de phase qui fixent le pas d'échantillonnage longitudinal δz .

Tableau IV.1 : Exemples de longueurs de battement entre modes au cours de la propagation.

Modes	$LP_{01} - LP_{11}$	$LP_{01} - \text{Mode à vitesse intermédiaire}$	$LP_{01} - \text{Mode le plus lent}$
$\beta_{01} - \beta_{mn} \text{ (rad. m}^{-1}\text{)}$	5108	30695	66644
Longueur de battement (μm) $= \frac{\pi}{\beta_{01} - \beta_{mn}}$	615	102	47

Comme je l'ai montré dans le chapitre précédent, la structuration de la phase d'un faisceau gaussien en entrée de la fibre permet d'exciter une population modale assez importante. En revanche, les modes d'ordres les plus élevés sont généralement moins alimentés (Figure III.5), ce qui limite le nombre de battements de courte période, et donc réduit la contrainte sur le pas δz . La Figure IV.4 montre l'évolution de l'éclairement au centre de la fibre optique pour un pas d'échantillonnage longitudinal de $1 \mu\text{m}$ (courbe noire), $10 \mu\text{m}$ (courbe rouge) et $50 \mu\text{m}$ (courbe jaune) dans le cas d'une excitation par un faisceau gaussien qui ne va nourrir que les modes à symétrie de révolution. Elle met en évidence le battement périodique entre ces 7 modes et le phénomène d'auto-imagerie de période $\Lambda = 615 \mu\text{m}$ dans la fibre GRIN en régime de propagation linéaire. La Figure IV.4(b) montre l'erreur relative ϵ donnée par l'équation IV.4, le long de la propagation, calculée par rapport à la valeur de l'éclairement ($I_{1\mu\text{m}}$) au centre de la fibre avec la résolution longitudinale la plus grande $\delta z = 1 \mu\text{m}$.

$$\epsilon = \frac{I_{1\mu\text{m}} - I_{\delta z}}{I_{1\mu\text{m}}} \quad \text{Eq IV.4}$$

Pour un pas longitudinal $\delta z = 10 \mu\text{m}$, l'évolution de l'éclairement le long de l'axe de symétrie de la fibre est très proche de celui obtenu pour un pas longitudinal de $1 \mu\text{m}$ avec une erreur relative faible d'une valeur moyenne de 8,8 %. D'autre part, cette erreur est minimale lorsque la valeur de l'éclairement est maximale (illustrée par les traits en pointillés). En revanche, pour un pas longitudinal plus grand ($50 \mu\text{m}$), on observe des différences plus importantes dans l'évolution de l'éclairement avec une erreur relative moyenne de l'ordre de 50 %. On peut en déduire que le pas de $10 \mu\text{m}$ est suffisant pour échantillonner la propagation du champ dans cette fibre GRIN, y compris en régime de propagation non linéaire.

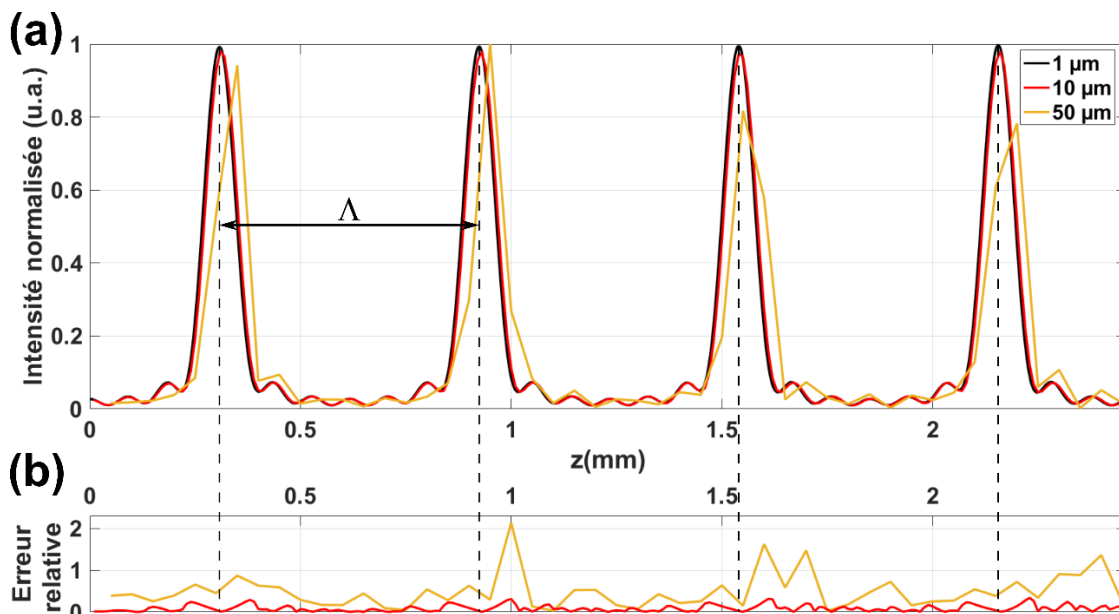


Figure IV.4 : (a) Évolution de l'intensité au centre de la fibre pour une résolution longitudinale de $1 \mu\text{m}$ (courbe noire), $10 \mu\text{m}$ (courbe rouge) et $50 \mu\text{m}$ (courbe jaune). (b) Erreurs relatives entre l'intensité obtenue pour δz de $1 \mu\text{m}$ et celle obtenue pour $\delta z = 10 \mu\text{m}$ (courbe rouge) et $50 \mu\text{m}$ (courbe jaune).

Afin de se rapprocher d'un système réel où des couplages linéaires sont induits par la courbure de la fibre et autres contraintes physiques, j'ai ajouté des déformations périodiquement espacées (tous les 5 mm) le long de la fibre optique. Expérimentalement, les couplages modaux induits par l'enroulement de la fibre (une dizaine de centimètres de rayon de courbure) sont faibles, pas suffisants pour coupler tous les modes entre eux sur quelques mètres de propagation. Ainsi, les déformations modélisées ici, qui induisent les couplages linéaires, consistent à faire varier le rayon de la fibre, suivant une orientation aléatoire, d'une valeur maximale $\pm \delta r$ que j'ai fixée à $0,1 \mu m$ soit $0,4 \%$ du rayon de cœur initial. Ce type de déformation ne vise pas à reproduire les couplages réels du système, mais plutôt à perturber la propagation de manière à tester la robustesse du phénomène non linéaire (Krupa, Tonello, Shalaby, Fabert, Millot, et al. 2017). Ces variations influent davantage sur les modes d'ordres élevés, car ceux-ci possèdent une proportion du champ plus importante en bordure de l'interface cœur/gaine que ceux d'ordre plus bas.

IV.2.2. Limitations du modèle

Ce modèle simplifié a pour but d'appréhender la dynamique complexe de la thermalisation de la population modale dans les fibres optiques. Pour réduire le temps de calcul tout en maintenant une certaine validité dans l'évolution du champ propagé dans le domaine spatial, j'ai simplifié le modèle de résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire. La suite de cette partie décrit les limitations que cela entraîne dans l'exploitation de ce modèle.

La principale limitation de ce modèle est qu'il considère une onde monochromatique. Par conséquent, les déformations temporelles et spectrales dues à la propagation, notamment les effets de compression temporelle observés dans la dynamique de l'autonettoyage par effet Kerr (Krupa et al. 2018), ne sont pas modélisées. Les différences de vitesses de groupe ne sont pas non plus considérées, ce qui rend chaque mode susceptible de se coupler aux autres tout au long de la fibre, ce qui est peu souvent le cas en régime impulsif et pour quelques mètres de longueur de fibre à gradient d'indice. En revanche, dans mes expériences, la dispersion intermodale de la fibre est de $1,5 \text{ ps/m}$ pour les modes les plus éloignés. Par conséquent, avec les longueurs de fibre considérées (~ 5 mètres), la séparation temporelle des modes de groupes proches reste faible. Par exemple, le cinquième groupe sera séparé temporellement du groupe du mode fondamental de $2,7 \text{ ps}$ en sortie des cinq mètres de la fibre, alors que la durée de l'impulsion incidente sur la fibre était de $6,5 \text{ ps}$.

La deuxième limitation vient de la définition scalaire du champ. Dans cette limite, il n'est pas possible de modéliser le couplage entre les deux composantes de polarisation de chaque mode. Par conséquent, il ne sera pas possible de modéliser l'effet de dépolarisation globale du faisceau qui apparaît lorsqu'une polarisation rectiligne est injectée dans la fibre. Au cours de la propagation, l'état de polarisation de chaque mode évolue différemment, ce qui provoque la dépolarisation. Les effets tels que la rotation non linéaire de polarisation ou encore la repolarisation d'un faisceau grâce à l'autonettoyage par effet Kerr (Krupa, Castañeda, et al. 2019) ne pourront pas être observés à l'aide de ce modèle. Expérimentalement, j'ai travaillé sur une seule orientation de la polarisation en entrée et en sortie de la fibre.

Enfin, dans le but de réduire le temps de calcul, j'ai cherché à simuler une fibre plus courte que celle que j'ai utilisée dans mes expériences passant ainsi de 5 à 1 mètre. Afin de réduire la longueur de propagation numérique tout en conservant une dynamique non linéaire similaire, il est nécessaire, dans la modélisation, d'augmenter l'intensité du faisceau injecté dans la fibre. Il faut alors trouver un compromis entre rapidité et précision des calculs. En effet, plus l'intensité est élevée et plus l'effet de l'automodulation de phase sera rapide sur un échantillon longitudinal, car sa longueur non linéaire est inversement proportionnelle à son intensité. En revanche, ces grandeurs couplées que sont longueur de fibre et intensité du faisceau incident sont à optimiser en tenant également compte du phénomène d'autofocalisation. En effet, lorsque la puissance du faisceau dépasse le seuil d'environ 4 MW, alors la modification locale non linéaire de l'indice de réfraction devient tellement importante que l'autofocalisation devient prépondérante devant la diffraction du faisceau. On a alors un phénomène d'effondrement du champ (« collapse ») jusqu'à obtenir une singularité avec une puissance infinie ponctuellement. Il est important de ne pas franchir cette puissance de seuil pour garder la simulation proche des conditions expérimentales. Dans mes expériences, présentées au chapitre précédent, la puissance utilisée est largement inférieure (40 kW de puissance crête) à la puissance de limite d'effondrement du champ.

IV.3. Gestion adaptative de la thermalisation de la population modale

Dans cette partie, je traiterai de la façon dont l'autonettoyage par effet Kerr et la synthèse adaptative de modes peuvent influencer sur l'effet de thermalisation de la population modale dans les fibres optiques multimodales. Cet effet, expliqué dans le premier chapitre de ce manuscrit est à l'origine du transfert de l'énergie du système vers l'état le plus stable qu'est le mode fondamental. Pour étudier cela, je m'appuierai sur des mesures expérimentales que j'ai réalisées, mais également sur des études numériques faites avec le modèle décrit dans la partie précédente.

Dans un premier temps, je parlerai de la propagation des modes dans la fibre et des mécanismes d'échanges d'énergie à travers les couplages linéaires et non linéaires intermodaux qui participent à ce phénomène de thermalisation. Ensuite, je discuterai des conditions d'excitation nécessaires à la synthèse modale s'appuyant sur une contrainte intensimétrique. Enfin, j'aborderai l'influence de la synthèse modale assistée par l'autonettoyage Kerr sur le phénomène de thermalisation.

IV.3.1. Mise en évidence des couplages intermodaux et des transferts d'énergie

Lors de la propagation dans la fibre en régime non linéaire, la population modale a tendance à échanger de l'énergie tout au long de la fibre, ces échanges sont induits d'une part par les couplages linéaires, mais également par la dynamique non linéaire. Dans le cas d'une fibre à gradient d'indice parabolique, la thermalisation de la population modale entraîne un transfert d'une majeure partie de l'énergie des modes excités vers le mode fondamental dont la constante de propagation se rapproche du potentiel de la fibre induit par le gradient d'indice, les modes d'ordres plus élevés sont maintenus pour atteindre une situation d'équilibre suivant la distribution de Rayleigh-Jeans (Fusaro et al. 2019).

En utilisant le modèle que j'ai présenté auparavant, je propage un champ intense (6 GW/cm^2 , soit deux ordres de grandeur en dessous du niveau d'autofocalisation) dans une fibre de 3 mètres. Cette forte intensité malgré la courte longueur de fibre modélisée permet d'observer les échanges d'énergie intermodaux qui tendent vers une thermalisation de la population modale. La Figure IV.5 montre une étude statistique de l'évolution de la répartition énergétique des groupes de modes de la fibre au cours de la propagation en présence et en l'absence (Figure IV.5 insert) d'effets non linéaires. Dans cette simulation, les quinze premiers modes (ceux avec les constantes de propagation les plus élevées) qui sont répartis sur 6 groupes de modes différents, sont excités avec la même puissance (soit 6,7 % de la puissance injectée sur chacun des modes), mais avec des phases différentes et aléatoirement réparties (sur 25 tirages de phases). Une décomposition modale est calculée tous les deux cents pas de propagation soit tous les deux millimètres et cela afin d'alléger les données à manipuler. L'évolution du coefficient de pondération en puissance $|C^{(h)}|^2$ de chacun des 14 groupes de modes (Figure IV.1) est calculée en utilisant la relation donnée par l'équation IV.5 et la moyenne de ces coefficients est montrée (traits pleins) ainsi que les écarts-types correspondants (zones colorées) sur la Figure IV.5.

$$|C^{(h)}|^2 = \sum_{m,n} |C_{mn}^{(h)}|^2 \quad \text{Eq IV.5}$$

En l'absence de non-linéarité et avec un faible couplage linéaire, il n'y a pas d'échanges d'énergie entre groupes de modes (Figure IV.5 - insert). En revanche, les échanges d'énergie entre ceux-ci sont exacerbés par les effets non linéaires. On peut également noter que le mode fondamental (unique mode du premier groupe) collecte continuellement de l'énergie de l'ensemble des autres modes jusqu'à devenir prépondérant par rapport au reste de la population modale, avec près de la moitié de la puissance injectée dans la fibre (6,7 % initialement à l'injection). On peut observer que des modes d'ordre bas initialement excités tendent à céder leur puissance, alors que des modes d'ordre élevé, initialement non excités en gagnent au cours de leur propagation. Cette dynamique montre que ce modèle est, malgré les approximations faites, capable de mettre en évidence le phénomène de thermalisation dans les fibres multimodales, se traduisant par un transfert d'énergie irréversible vers le mode fondamental.

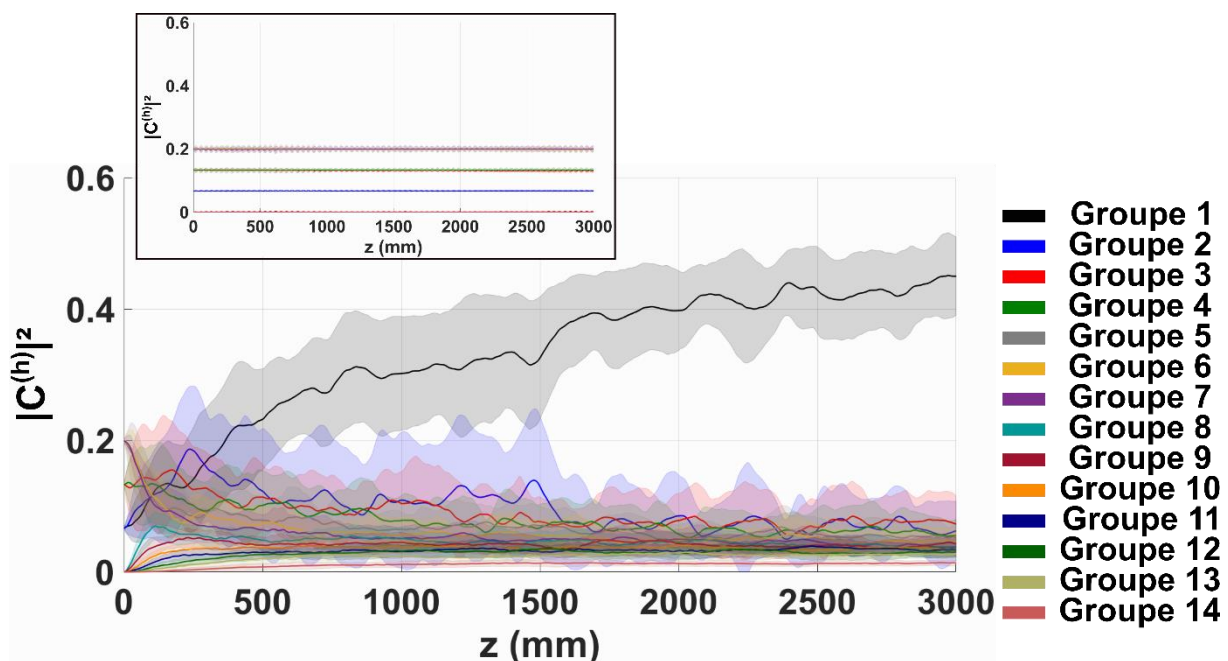


Figure IV.5 : Étude statistique sur 25 tirages aléatoires de phases différents (trait plein : valeur moyenne, zone colorée : écart-type) de l'évolution du poids des groupes de modes lors de la propagation dans une fibre de type GRIN d'une longueur de 3 m et pour un champ incident de 6 GW/cm² d'intensité en présence d'effets non linéaires. L'insert montre le cas d'une propagation en régime linéaire.

Ce transfert énergétique est réalisé, quelles que soient les conditions initiales c'est-à-dire peu importe les relations de phase entre les modes excités. En d'autres termes, la construction de cette thermalisation peut prendre des « chemins » très différents selon les phases des modes excités, mais poursuit rapidement une tendance inexorable vers l'enrichissement du mode fondamental.

Pour poursuivre cette mise en évidence des transferts énergétiques entre modes, j'ai cherché à déterminer l'influence de l'effet Kerr à l'intérieur d'un groupe de modes dégénérés.

Le cas le plus simple consiste à exciter un seul mode en entrée puis à le laisser se propager dans la fibre. Ce cas est représenté sur la Figure IV.6(a-b) à nouveau en l'absence et en présence de non-linéarité pour le mode LP_{02} . Celui-ci est dans le même groupe que le mode LP_{21} . Comme attendu, les modes de ce groupe échangent de l'énergie par couplage linéaire. À nouveau, le régime de faible couplage induit des échanges d'énergie de faible amplitude, d'autant plus que les modes considérés ici sont d'ordre bas et donc moins affectés. En appliquant les effets non linéaires, les battements entre les modes deviennent beaucoup plus importants. Éventuellement, le mode fondamental va commencer à capter une partie de l'énergie (trait noir au voisinage de l'axe des abscisses $\sim 800\text{mm}$ sur la Figure IV.6(b)). Dans le cas d'un mode d'ordre plus élevé (mode LP_{22} , Figure IV.6(c, d)), le couplage linéaire a plus d'influence. La longueur non linéaire des modes d'ordre élevé est plus longue que pour les modes d'ordre bas à intensité égale, car leur aire effective est plus grande diminuant l'impact des non-linéarités dans les échanges d'énergie entre ces modes. La force de couplage en régime non linéaire reste plus grande qu'en régime linéaire, mais est moins efficace que pour le mode LP_{21} .

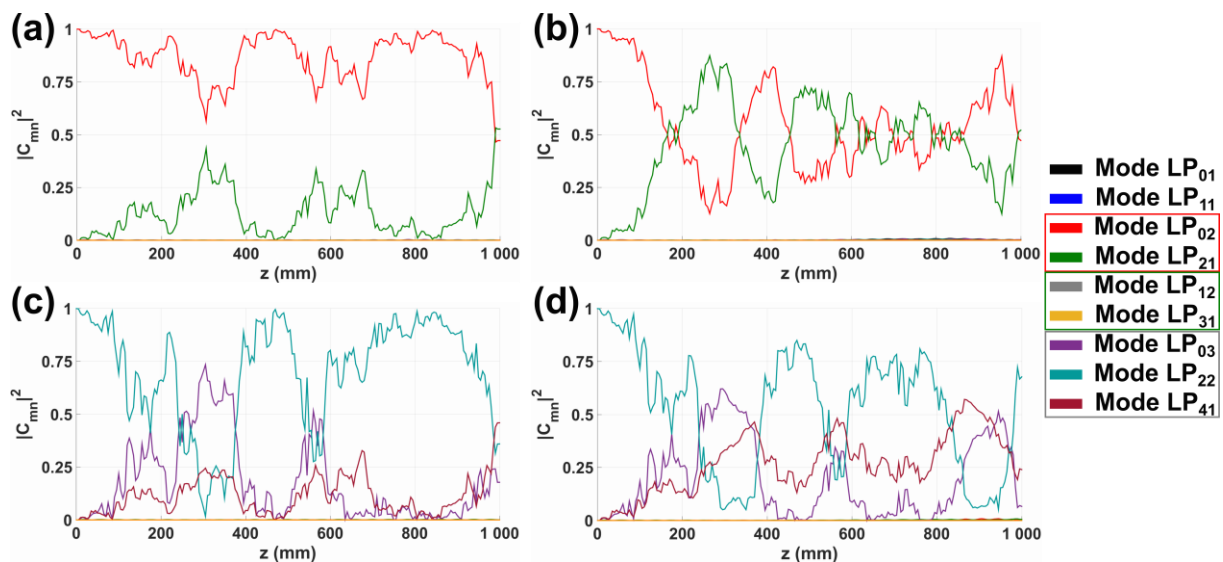


Figure IV.6 : Mise en évidence des couplages intermodaux induits par effets non linéaires dans le cas de l'excitation sélective des modes (a, b) LP_{02} et (c, d) LP_{22} . Évolution du poids des modes m, n représentés par les coefficients de la décomposition modale ($|C_{mn}|^2$) le long de la fibre. La colonne de gauche considère une propagation en régime linéaire et la colonne de droite, une propagation avec non-linéarité de type Kerr.

Ces premières modélisations m'ont permis de mettre en évidence l'importance du couplage induit par les effets non linéaires dans la dynamique de l'autonettoyage par effet Kerr. Les échanges d'énergie intermodaux les plus importants ont lieu dans le premier mètre de la fibre, là où les écarts-types ont la plus forte amplitude (pour ces conditions d'excitation). Les échanges entre les modes d'ordre bas restent statistiquement élevés. Aussi, pour favoriser la sélection d'autres modes que le fondamental, il semble d'intérêt de le faire dans cette zone riche d'échanges, en régime de propagation non linéaire, en amont de la thermalisation.

IV.3.2. Conditions d'excitation pour une synthèse modale avec une contrainte en sortie de fibre optique

Expérimentalement, j'ai utilisé une boucle d'optimisation et appliqué une contrainte intensimétrique afin d'obtenir en sortie de fibre un mode spécifique en exploitant les couplages intermodaux non linéaires dont j'ai parlé auparavant. La modélisation d'un système adaptatif a déjà été réalisée pour des systèmes linéaires ou avec de faibles non-linéarités liées à la saturation du gain en utilisant des algorithmes basés sur le calcul de la phase à appliquer sur le SLM et qui requiert moins d'itérations (Florentin et al. 2016). Dans le cas d'une propagation fortement non linéaire comme celle traitée dans ce manuscrit, où j'utilise un algorithme avec un très grand nombre d'itérations, la modélisation d'un tel système adaptatif est trop lourde en temps de calcul. En effet, la modélisation d'un champ optique se propageant à travers une fibre optique d'un mètre prend approximativement une demi-heure sur une station de calcul standard (en utilisant le langage MATLAB), avec l'échantillonnage exposé préalablement. Dans un processus adaptatif, il faut alors répéter cette opération pour chaque modification de la structuration du SLM ce qui est bien trop chronophage.

L'approche statistique que j'ai choisi de mettre en œuvre s'affranchit du processus d'optimisation. Elle est basée sur la réversibilité de la modélisation de la propagation dans la fibre. L'équation du modèle de propagation en sens inverse prend alors la forme de l'équation IV.6. Ainsi, la propagation se fait en sens inverse de la fibre optique en utilisant un champ cible, celui qu'on souhaite synthétiser, comme champ d'entrée du modèle numérique. Le champ, en fin de propagation inverse, est alors le conjugué du champ d'excitation de la fibre nécessaire à l'obtention du champ désiré en sortie de la fibre.

$$\frac{\partial E^*}{\partial z} - j \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E^* + j \frac{k_0 \Delta}{r_c^2} r^2 E^* = j \frac{\omega_0 n_2}{c} (1 - f_R) |E|^2 E^* \quad \text{Eq IV.6}$$

La Figure IV.7 montre la validité de ce modèle de propagation en sens inverse pour un champ cible constitué des 5 premiers modes avec la même proportion de l'énergie pour une fibre d'un mètre et une intensité de 2 GW/cm². Ce modèle sera utilisé dans la suite de ce chapitre.

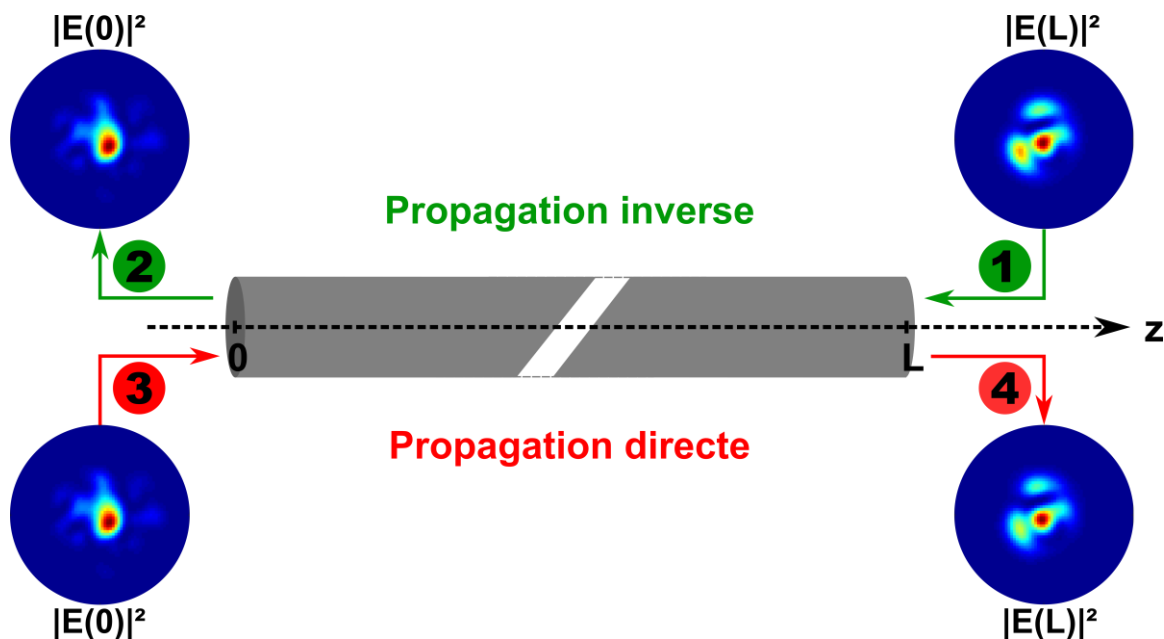


Figure IV.7 : Illustration et validation du modèle de propagation en sens inverse pour une fibre d'un mètre et avec une intensité de 2 GW/cm² répartie équitablement sur les cinq premiers modes de la fibre. Le trajet de 1 à 2 montre la propagation en sens inverse du champ recherché en z=L et le trajet de 3 à 4 correspond à la propagation en sens direct du champ initial (z=0) obtenu en sens inverse.

Ce modèle numérique va donc permettre comme le montre la Figure IV.8(a) d'étudier la dynamique d'établissement de l'autonettoyage par effet Kerr, d'une part en estimant les caractéristiques de l'excitation en entrée de la fibre associée à la synthèse d'un mode et d'autre part en analysant l'évolution longitudinale de la population modale dans la fibre. Les répartitions d'intensité cibles numériques que j'utiliserai par la suite pour réaliser la synthèse de modes sont illustrées sur les Figure IV.8(b-e). Celles-ci se rapprochent de l'éclairement transverse obtenu expérimentalement à l'issue de la synthèse adaptative de modes et sont construites en injectant arbitrairement 65 % de l'énergie totale sur le mode ciblé et les 35 % restants sont équitablement répartis sur l'intégralité de la base modale.

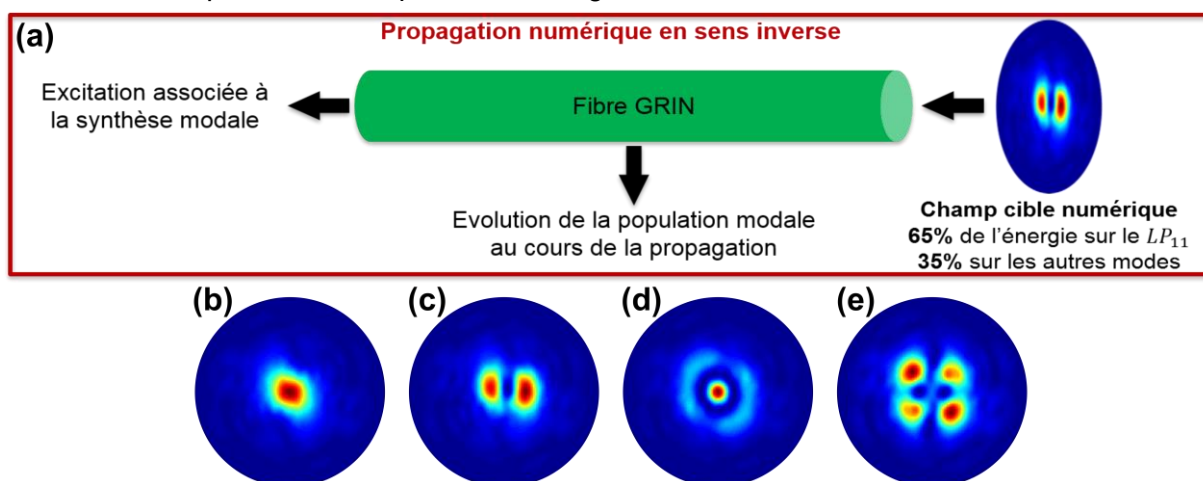


Figure IV.8 : (a) Illustration du modèle de propagation rétrograde dans le cas de la synthèse du mode LP_{11} .

Répartitions d'intensité cibles utilisées pour la synthèse numérique des modes (b) LP_{01} , (c) LP_{11} , (d) LP_{02} et (e) LP_{21} .

La thermalisation est un phénomène qui a lieu spontanément dans les fibres optiques de type GRIN, quelles que soient les relations de phase entre modes excités en entrée de fibre (Figure IV.5). Est-ce que la synthèse modale en régime non linéaire suit également cette tendance ? C'est ce que j'ai exploré numériquement avec cette approche de propagation en sens inverse, en considérant la synthèse de modes d'ordre bas, afin de savoir si ceux-ci nécessitent des conditions d'injection particulières. Pour cela, j'ai fait une étude statistique où la répartition de l'énergie à l'extrémité de la fibre est fixée (distributions intensimétriques visées lors de la synthèse modale). Seules les relations de phase initiales entre les modes sont aléatoirement distribuées. Ces champs sont propagés (propagation en sens inverse) sur toute la longueur de la fibre pour déterminer les compositions modales à même de produire la synthèse modale ciblée. La Figure IV.9 illustre les différences entre synthèse modale en régime de propagation linéaire et non linéaire en prenant deux modes en exemple. Sur cette figure, la simulation est réalisée de droite à gauche (de la fin de la fibre vers le début). J'ai choisi ces modes, car ils ont été obtenus expérimentalement et ont la particularité d'être dans deux groupes de modes différents. Ainsi, le mode LP_{11} est seul dans son groupe (comme le mode fondamental) et le mode LP_{21} forme un groupe avec le mode LP_{02} comme écrit dans la partie précédente (Partie IV.2.1). En régime de propagation linéaire, le mode LP_{11} n'est pas couplé avec d'autres modes. Aussi, pour obtenir cette composition modale en sortie de fibre, il est nécessaire d'avoir cette même composition modale en entrée et donc de réaliser une excitation sélective du mode. Les couplages intermodaux qu'apporte le régime de propagation non linéaire élargissent l'espace des conditions initiales d'injection (amplitudes et phases relatives des modes excités) pour atteindre la distribution intensimétrique visée. Ainsi, on perçoit que de nombreux chemins différents peuvent converger vers une même distribution intensimétrique, majoritairement portée par un mode. Toutefois, on montre que, quel que soit le mode visé, les conditions d'injection pour le synthétiser en sortie de fibre doivent nourrir à minima le groupe de modes auquel il appartient.

Dans le cas de la synthèse du mode LP_{21} , naturellement dégénéré au mode LP_{02} , la synthèse modale en régime linéaire requiert une forte excitation de ce groupe de mode avec une majorité de l'énergie sur le mode d'intérêt, car les couplages linéaires modélisés sont faibles (insert Figure IV.9(b)). En régime de propagation non linéaire le nombre de modes excités qui permettent un transfert d'énergie vers le mode LP_{21} , est potentiellement beaucoup plus grand. On montre également avec ces courbes, que les non-linéarités permettent des transferts d'énergie complets entre modes du même groupe contrairement au régime linéaire. Aussi, il suffit qu'au moins un des modes du groupe amorce le transfert d'énergie avec les autres modes guidés pour que ceux du groupe modal considéré en bénéficient. L'effet Kerr favorise l'échange d'énergie entre modes du même groupe lors de la synthèse modale. Il est donc important de privilégier l'excitation d'un groupe modal, pour synthétiser un mode du groupe concerné.

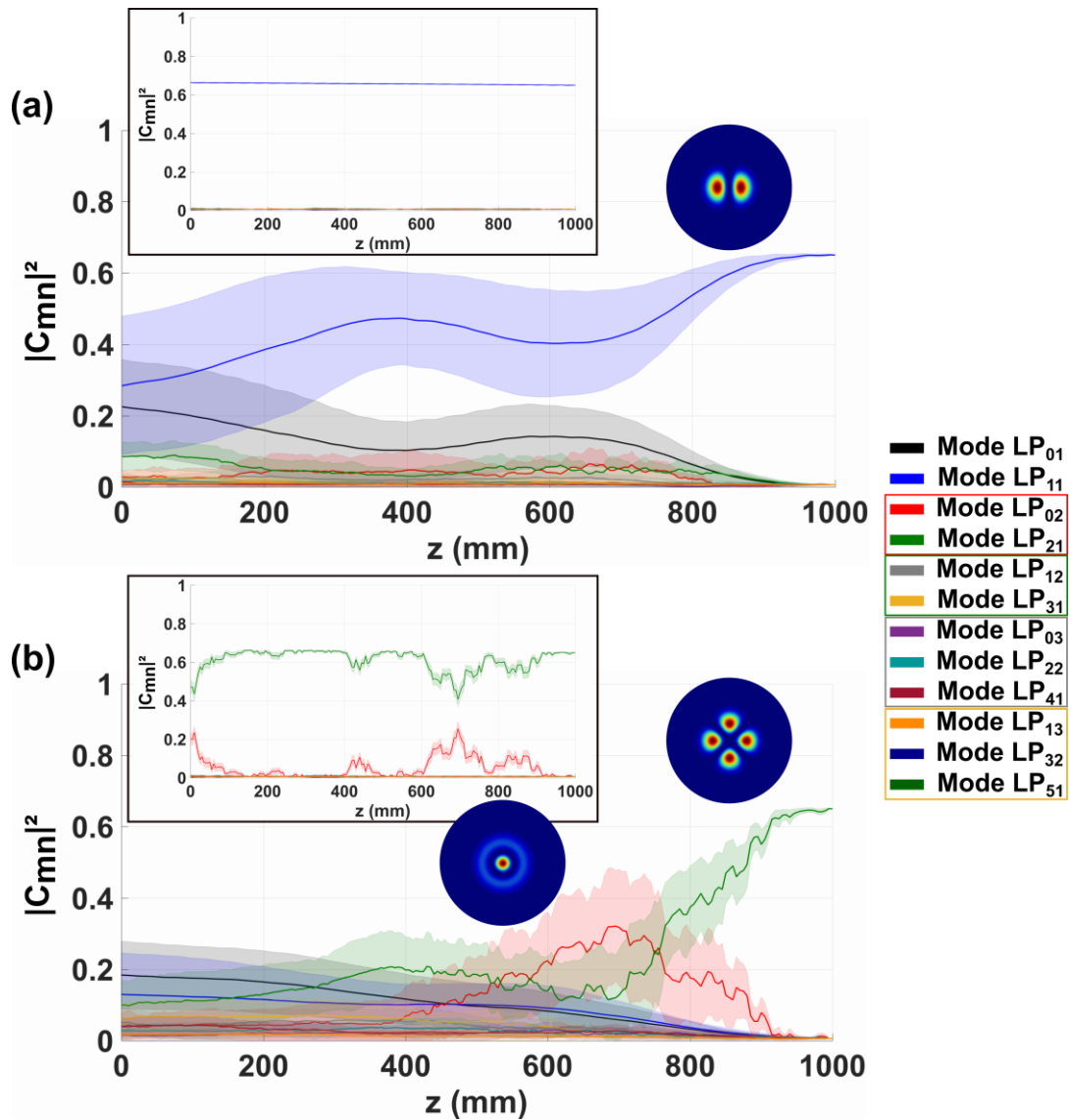


Figure IV.9 : Étude statistique sur 25 tirages aléatoires de phases différents (trait plein : valeur moyenne, zone colorée : écart-type) de l'évolution du poids des modes lors de la propagation dans une fibre de type GRIN d'une longueur de 1 m pour de la synthèse modale sur les modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21} et pour 2 GW/cm^2 d'intensité en présence d'effets non linéaires. L'insert montre le cas d'une propagation en régime de linéaire.

Pour vérifier ces hypothèses, j'ai utilisé les cartes de phase qu'affiche le miroir déformable à la fin du processus d'optimisation pour synthétiser l'un ou l'autre des modes ciblés expérimentalement. Ces cartes de phase permettent de connaître numériquement le champ complexe injecté dans la fibre à la fin du processus d'optimisation, connaissant le profil expérimental du faisceau incident sur le miroir déformable. Pour cela, j'ai superposé ces cartes de phase avec un faisceau gaussien de $35 \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur en intensité (cas expérimental) et j'ai projeté ce champ d'amplitude complexe sur la base modale de la fibre. Cela m'a permis ainsi d'obtenir une estimation de la population modale excitée en fin d'optimisation, aux aberrations du système d'imagerie près entre le miroir déformable et la face d'entrée de la fibre optique. La Figure IV.10 montre les différentes décompositions sur la base modale de la fibre pour quelques modes obtenus expérimentalement et dont les

répartitions d'intensité sont précisées en vignettes. Ce sont les modes d'ordre bas qui sont principalement excités. La synthèse de modes plus élevés entraîne la présence d'une population modale plus conséquente.

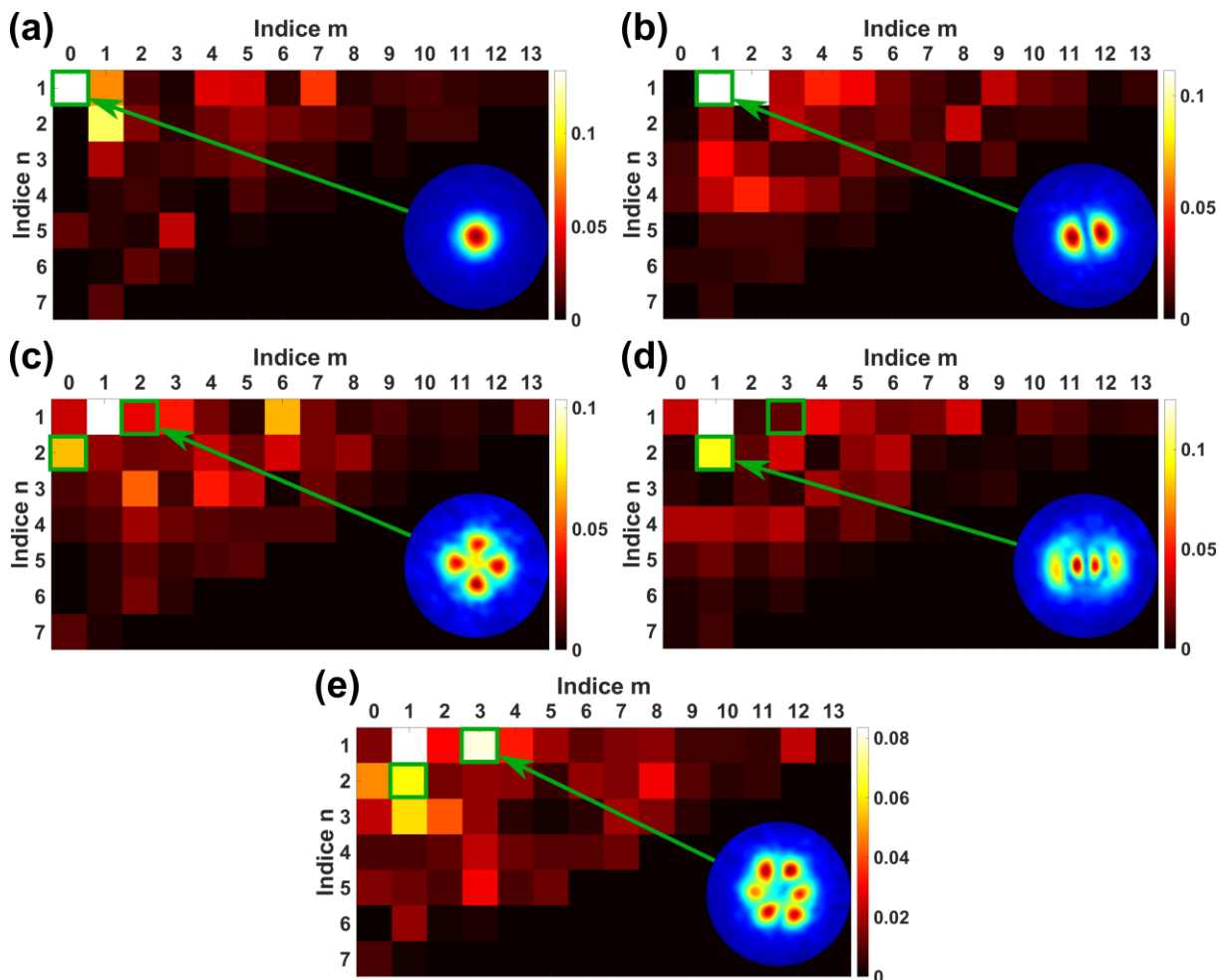


Figure IV.10 : Projection sur la base modale des modes LP_{mn} des cartes de phase expérimentales associée à un profil d'amplitude gaussien et de 35 μm de diamètre à mi-hauteur de l'intensité pour la synthèse des modes (a) LP_{01} , (b) LP_{11} , (c) LP_{21} , (d) LP_{12} et (e) LP_{31} .

L'échelle de couleur représente la proportion de puissance portée par les modes excités ($|C_{mn}|^2$). Les inserts représentent la distribution d'intensité expérimentale à l'issue de l'optimisation. Le mode visé est indiqué par la flèche verte et les modes encadrés en vert sont ceux contenus dans le même groupe que le mode d'intérêt.

La Figure IV.11(c) illustre la décomposition sur la base des groupes modaux, du champ expérimental injecté dans la fibre pour la synthèse du mode LP_{11} , en régime de propagation non linéaire (en noir), et en régime de propagation linéaire (en rouge). Ces décompositions sont réalisées à partir des cartes de phase optimisées, obtenues expérimentalement et montrées Figure IV.11(a et b). Les distributions intensimétriques optimisées correspondantes (champs proches) sont montrées en insert.

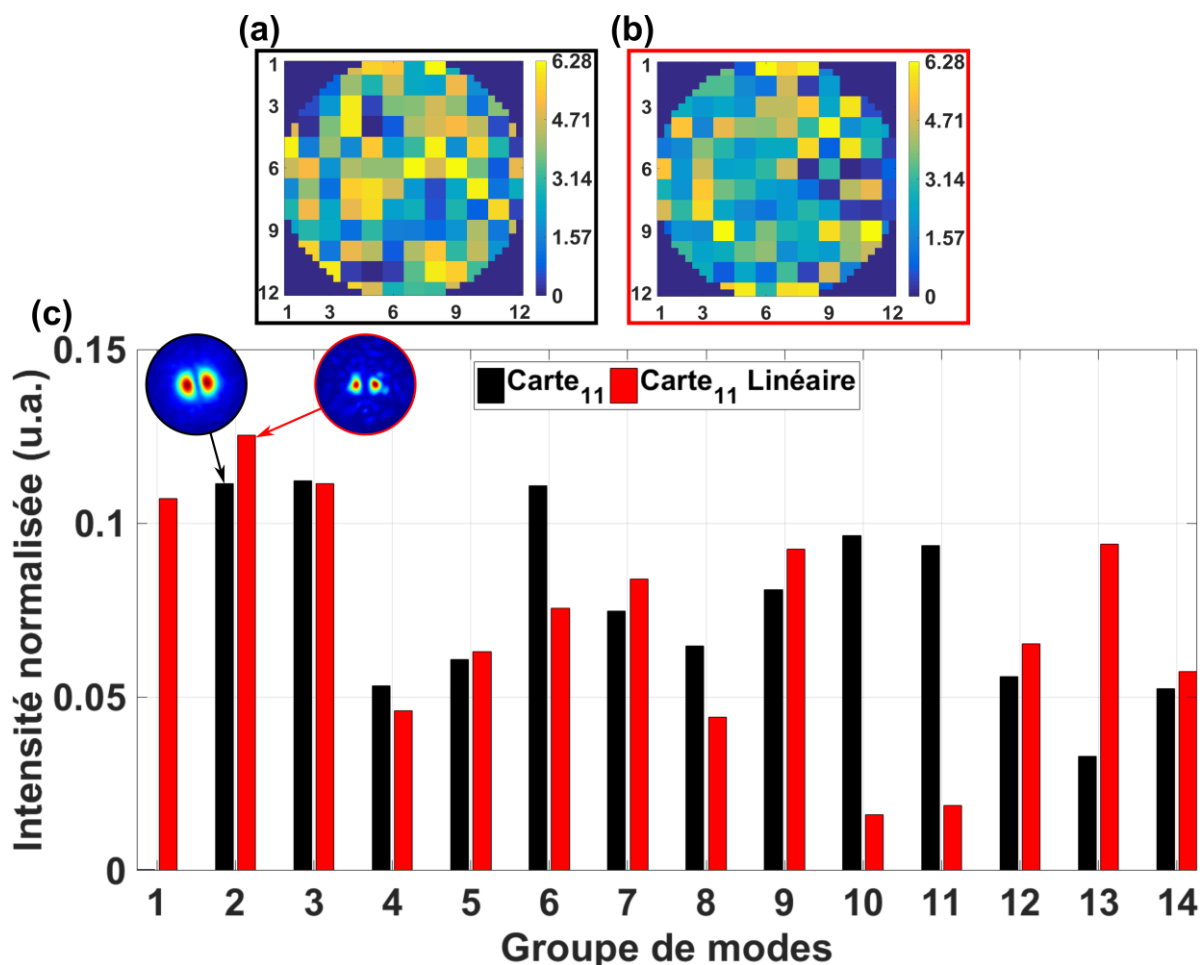


Figure IV.11 : Cartes de phases expérimentales obtenues pour la synthèse du mode LP_{11} pour une propagation (a) non linéaire et (b) linéaire.

(c) Décomposition sur la base des groupes modaux des cartes de phase expérimentales associées à un faisceau gaussien de $35\ \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur. Les inserts montrent la répartition transverse de l'intensité obtenue après le processus d'optimisation.

La structuration du SLM en régime non linéaire (Figure IV.11(a)) montre deux zones déphasées de π . Ce sont les deux zones de petites dimensions (moins de 10 pixels), l'une dans les tons orange, l'autre dans les tons bleu/vert, légèrement excentrées vers le bas à gauche du centre du miroir. L'axe optique défini par le centre de la fibre est un peu décalé par rapport au centre du miroir. Cette structuration favorise le couplage dans la fibre sur le mode LP_{11} tout en minimisant le couplage sur le mode fondamental. Beaucoup d'autres modes sont excités avec cette structuration de phase. Ils transféreront progressivement leur énergie par des couplages non linéaires en cascade vers le mode ciblé au cours de la propagation. En revanche, en régime de propagation linéaire, les trois premiers groupes de modes excités, via la structuration de phase montrée Figure IV.11(b), ont un poids significatif ce qui en présence d'effet non linéaire conduirait à un nettoyage sur le mode fondamental. En effet, pour obtenir une répartition transverse similaire au mode LP_{11} , mais avec les deux lobes en phase et non en opposition de phase, une combinaison linéaire avec uniquement les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{21} est suffisante (Deliancourt et al. 2019b).

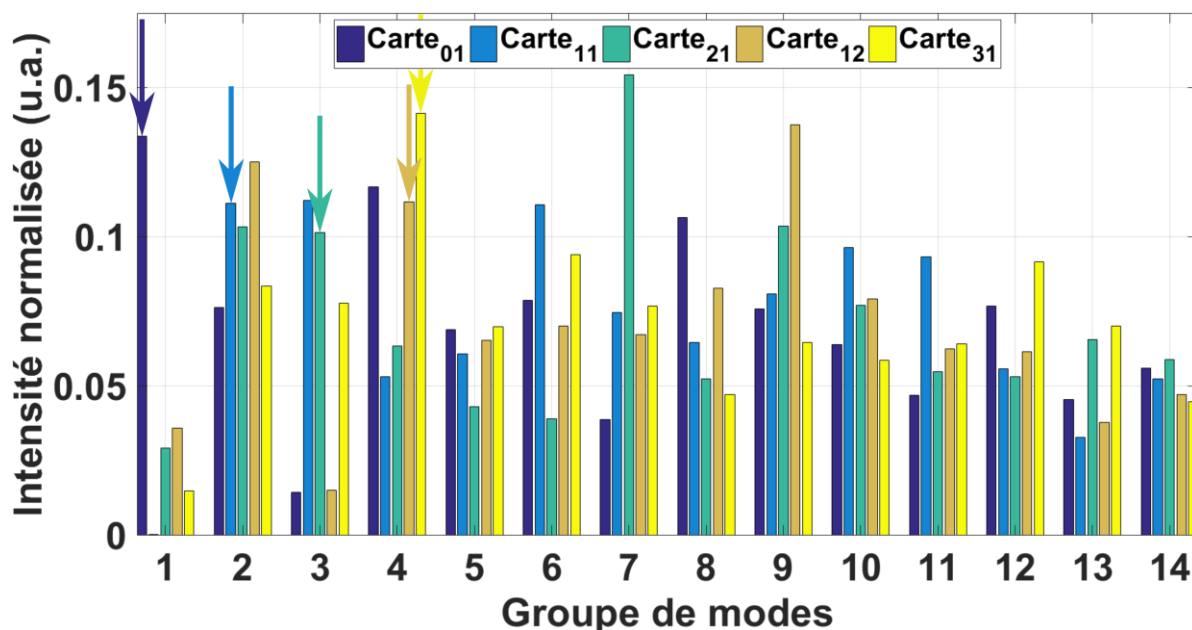


Figure IV.12 : Décomposition sur la base des groupes de modes en utilisant la carte de phase expérimentale ($Carte_{mn}$) obtenue pour la synthèse du mode LP_{mn} .

Chaque couleur est associée à la projection d'une même carte de phase. Les flèches montrent le groupe de modes auquel le mode d'intérêt appartient.

Ces résultats semblent montrer que pour nettoyer un faisceau par effet Kerr vers un mode donné, il est nécessaire d'une part, de ne pas trop coupler le faisceau incident au mode fondamental et d'autre part, de nourrir de façon significative le groupe du mode ciblé. Ce point-là, clairement mis en avant par l'étude expérimentale (Figure IV.10, Figure IV.11 et Figure IV.12), est moins numériquement, en partie liée au fait que c'est l'évolution des modes qui est montrée sur ces figures (Figure IV.9) et non celle des groupes de modes. Plus les groupes modaux sont d'ordre élevé, plus ils comportent de modes, 7 modes pour le 14ème groupe par exemple. Aussi, la proportion de puissance portée par le mode fondamental et le mode LP_{11} , qui sont seuls dans leur groupe peut paraître disproportionnée par rapport aux autres modes avec ce type de représentation. Les études expérimentales et numériques montrent que le groupe modal d'intérêt est systématiquement alimenté avec une proportion significative de puissance (entre 10 et 15 % de l'énergie totale), alors que ce sont les groupes modaux qui comportent le moins de modes. Cela semble faciliter les échanges d'énergie avec le mode d'intérêt avant que le mode fondamental ne devienne prépondérant. Il est à noter que les modes d'ordre très élevés participeront peu à ces échanges non linéaires, car peu intenses. La méthode de projection modale que j'ai utilisée considère un système d'imagerie parfait entre le miroir déformable et la fibre. Or, les cartes de phases projetées peuvent compenser certaines aberrations du montage expérimental, ce qui peut influencer sur la décomposition modale obtenue. Ce sont les modes d'ordres les plus élevés qui y sont les plus sensibles et pour lesquels l'erreur de décomposition est probablement la plus marquée.

La synthèse modale par pré-compensation de front d'onde alimente les couplages intermodaux essentiellement en régime non linéaire. Comme les modes d'ordre bas sont plus alimentés que les autres, les couplages non linéaires pour ces modes sont plus importants et leur synthèse est plus aisée à obtenir en appliquant des contraintes intensimétriques en sortie

de fibre. Le phénomène de thermalisation qui a lieu par couplages modaux des modes d'ordres les plus hauts vers les modes d'ordres les plus bas, par cascade, participe également à favoriser la synthèse des modes d'ordres les plus bas.

IV.3.3. Dynamique de la synthèse modale par effet Kerr et son influence sur le phénomène de thermalisation

Le dernier point que je souhaite aborder dans ce manuscrit porte sur l'influence de la synthèse modale sur le phénomène de thermalisation de la population modale. En effet, celui-ci correspond à une évolution de la distribution modale au cours de la propagation non linéaire dans la fibre vers un état d'équilibre pour lequel le mode fondamental est énergétiquement favorisé. Cependant, l'autonettoyage par effet Kerr sur un mode autre que le fondamental montre que le système peut converger vers un état stable en sortie de fibre et pourtant loin de l'état d'équilibre « thermodynamique » attendu. Cet état stable est robuste à des perturbations telles que des déplacements ou des courbures induites manuellement. Dans ces cas, le mode synthétisé reste très fortement présent avec majoritairement de fortes variations du piédestal de modes d'ordre élevé qui subit de fortes variations comme le montre la Figure IV.13.

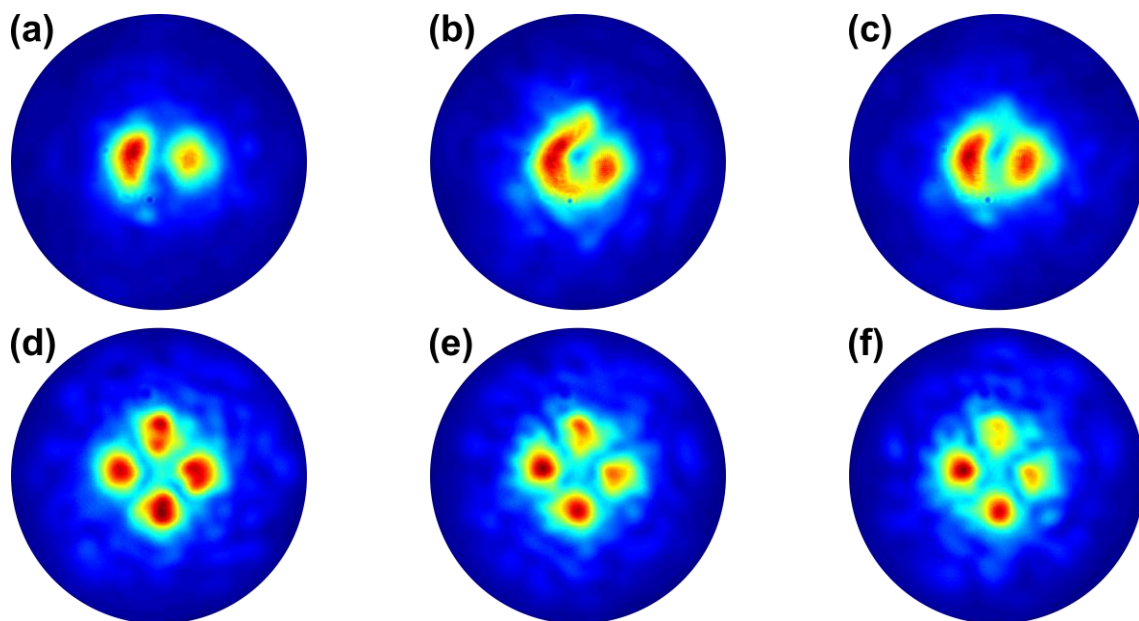


Figure IV.13 : Illustration des modifications de la répartition transverse de l'intensité induites par des perturbations mécaniques sur la fibre après la synthèse adaptative de modes. (b, c) et (e, f) montrent des répartitions d'intensité lorsque la fibre est manipulée et donc perturbée, respectivement pour la synthèse des modes (a) LP_{11} et (b) LP_{21} .

Les expériences que j'ai présentées montrent comment, par contrôle des conditions initiales, il est possible d'influer sur le processus de thermalisation. Il est cependant raisonnable de penser qu'il s'agit d'un état transitoire.

Afin d'avoir une vue plus complète de la dynamique de la synthèse modale, il est intéressant d'observer le champ propagé lorsque celui-ci est optimisé pour synthétiser un mode à une longueur de fibre donnée tout en le laissant continuer sa propagation dans cette même fibre. Expérimentalement, il est difficile de venir rajouter de la fibre optique sans modifier

le système. Ce n'est pas le cas numériquement. Aussi, dans une première étape, j'ai déterminé, par propagation en sens inverse, la composition modale à injecter dans la fibre afin d'obtenir la synthèse d'un mode particulier pour un mètre de fibre. C'est le processus appliqué précédemment (Figure IV.9). Dans une seconde étape, j'ai propagé, cette fois dans le sens direct, la composition modale trouvée lors de la première étape sur une longueur plus importante : trois mètres au lieu d'un seul. La Figure IV.14 montre l'évolution de la population modale au cours de la propagation ainsi que l'évolution du poids des groupes de modes de la fibre pour différents modes synthétisés.

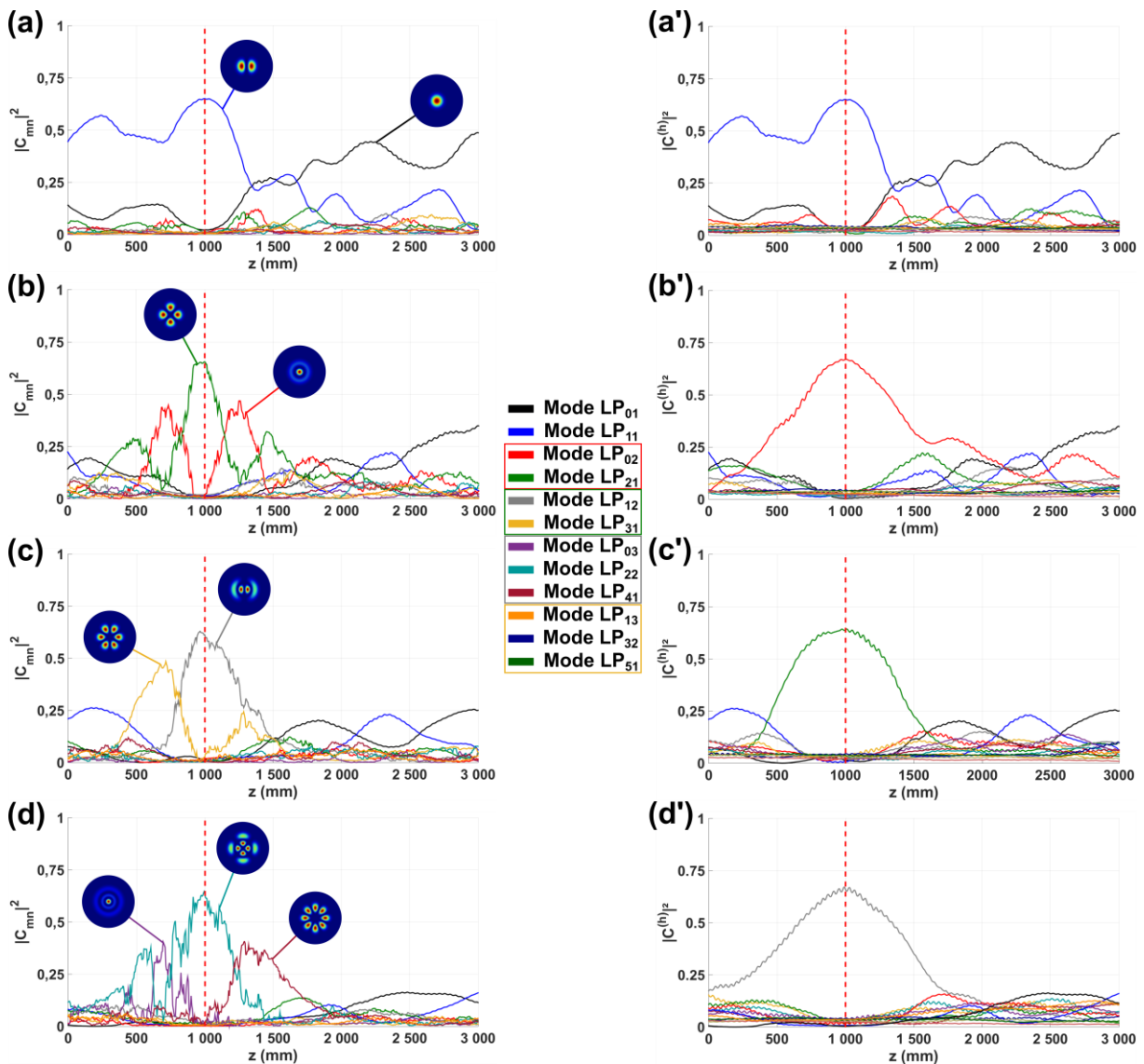


Figure IV.14 : Évolution de la population modale (colonne de gauche) et des groupes modaux (colonne de droite) lors de leur propagation sur 3 m de fibre multimodale pour des conditions initiales optimisées pour synthétiser un mode après 1 m de propagation (pointillés rouges).

Synthèse des modes (a, a') LP_{11} (groupe 2, en bleu), (b, b') LP_{21} (groupe 3, en rouge), (c, c') LP_{12} (groupe 4, en vert) et (d, d') LP_{22} (groupe 5, en gris).

Elle montre tout d'abord les transferts d'énergie au cours de la propagation dans la fibre vers le groupe modal auquel appartient le mode ciblé. Dans les cas étudiés, ce groupe comporte peu de modes (2 à 3 au plus) ce qui rend plus efficace la sélection modale par les

contraintes intensimétriques imposées dans un plan en sortie de fibre. Par opposition, en régime de propagation linéaire sans les échanges d'énergie entre groupes modaux, ces contraintes ne sont pas suffisantes pour imposer la sélection d'un mode unique. Une combinaison linéaire de modes suffit à maximiser la fonction objectif intensimétrique. Par ailleurs, on perçoit à travers cette analyse une tendance observée expérimentalement et décrite dans le chapitre 3, à savoir que la synthèse modale dans la boucle adaptative perd de son efficacité en ciblant des modes d'ordre élevé puisque le groupe de modes isolé en extrémité de fibre comprend un nombre de modes plus élevé, ce qui offre la possibilité d'avoir davantage de combinaisons linéaires de modes qui maximisent la fonction objectif.

Les résultats numériques de la Figure IV.14 mettent également en évidence le caractère transitoire de la synthèse modale contrairement au processus de thermalisation. En revanche la synthèse modale reste effective sur une longueur de fibre relativement élevée, de l'ordre de 15-20 cm dans le cas de figure considéré (puissance injectée, nombre de modes, etc). Cette grande longueur, pour laquelle la synthèse modale est efficace, n'est pas envisageable en régime de propagation linéaire. Comme montré dans le chapitre précédent, en régime linéaire, l'optimisation amène systématiquement le champ en sortie de fibre vers une combinaison linéaire de modes ressemblant dans le plan de contraintes au profil intensimétrique du mode recherché (champ proche, voir Figure III.18). Cette distribution de champ n'est effective que dans le plan de sortie de la fibre et se dégrade très rapidement en dehors du plan de l'optimisation dû à l'évolution des relations de phase des modes. La synthèse modale est clairement assistée par les non-linéarités. Les courbes de la Figure IV.14 montrent également que l'ensemble des modes du groupe modal considéré sont mis à contribution à proximité du plan de contrainte, là où le mode est synthétisé. La synthèse d'un mode assisté par des non-linéarités de Kerr est un phénomène transitoire qui favorise l'émergence d'un groupe modal. On peut voir que durant ce transitoire lent, les modes du groupe échangent efficacement leur énergie, selon leurs relations de phase, ce qui probablement doit permettre de passer d'un mode du groupe à l'autre en modifiant les relations de phase entre les modes et ainsi modifier le sens du transfert d'énergie. Les groupes modaux étudiés ici ne regroupent qu'un faible nombre de modes, deux ou trois. Les longueurs de battement observées entre modes du même groupe sont assez similaires de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. L'enveloppe de ces battements autour du plan de synthèse est également similaire et du même ordre de grandeur d'une synthèse à une autre (voir colonne de gauche de la Figure IV.14). Pour une propagation au-delà du plan de synthèse (vue de l'esprit), le groupe modal perd de l'énergie qui est à nouveau transférée vers le mode fondamental (courbe noire), le système thermalise à nouveau. On peut en revanche remarquer qu'au bout de trois mètres de fibre, la thermalisation du système n'en est pas au même stade en fonction du mode synthétisé. La faible présence du mode fondamental en entrée de la fibre comme l'a montré l'analyse des cartes de phase expérimentale permet donc de ralentir le phénomène de thermalisation. Comme attendu, les modes d'ordres plus élevés demandent davantage de longueurs de fibre pour que l'énergie soit à nouveau transférée sur le mode fondamental à cause des couplages opérés de proche en proche, des modes d'ordres les plus élevés vers les modes voisins d'ordres plus bas, par effet de cascade. On peut donc considérer

que la pré-compensation de front d'onde peut permettre un contrôle fin de la vitesse de thermalisation du système non linéaire.

Qu'en est-il expérimentalement de l'évolution du champ synthétisé à proximité du plan de contrainte (plan de sortie de la fibre multimodale)? Pour étudier cela, j'ai réalisé un « cutback » de la fibre, qui consiste à enlever de petites longueurs de fibre successivement pour mesurer le profil transverse à différentes distances de l'extrémité de la fibre et donc du plan de synthèse. Avant cela, j'ai optimisé et conservé les cartes de phase correspondantes aux modes ciblés. Cela me permet d'étudier plusieurs modes pour une seule expérience de cutback. Lors des optimisations, les dix derniers centimètres de fibre étaient maintenus droit entre deux points d'ancrage distants. Après chaque coupe, l'extrémité de la fibre était de nouveau fixée droite afin de s'assurer que les manipulations de la fibre ne dégradait pas ou en tout cas ne changeaient pas la propagation de la lumière sur les derniers centimètres. L'orientation de la polarisation observée en sortie de la fibre était tournée afin de compenser l'éventuelle rotation non linéaire de la polarisation. Je peux ainsi affirmer que l'environnement de la fibre optique (manipulation, longueur de coupe...) était le même pour chaque mode étudié. La Figure IV.15 montre la répartition intensimétrique du champ proche à la sortie de la fibre à différentes longueurs de fibre pour quatre modes différents. On montre que la synthèse modale n'est pas réalisée uniquement dans le plan de la face de sortie, mais également en amont du plan de synthèse comme les simulations présentées plus haut (Figure IV.14) le prédisaient.

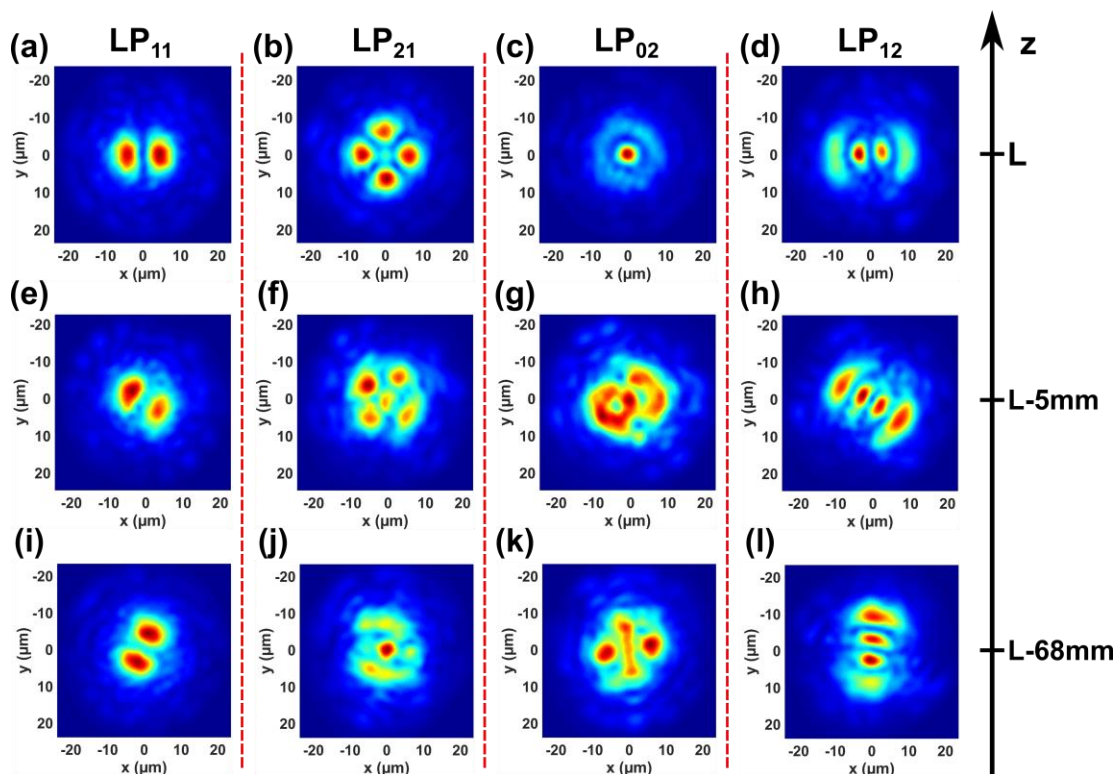


Figure IV.15 : Résultats expérimentaux de cutback à la suite de la synthèse adaptative de quatre modes (de gauche à droite respectivement LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} et LP_{12}). La première ligne donne les répartitions intensimétriques à la suite du processus d'optimisation pour une fibre de longueur $L=5$ m. Les deuxièmes et troisièmes lignes montrent l'évolution du champ proche pour la même fibre raccourcie de respectivement 5 mm et 68 mm.

Ces résultats montrent que sur une courte distance en amont de la face de sortie de la fibre, la composition modale change peu pour les modes LP_{11} (Figure IV.15 - colonne de gauche) et LP_{12} (Figure IV.15 - colonne de droite) pour lesquels le contraste des modes est très bien marqué, le mode ciblé étant fortement présent. Les modes LP_{21} et LP_{02} font partie du même groupe de modes. De manière similaire à ce que montrent les simulations de la Figure IV.14(b), on observe un transfert d'énergie un peu plus rapide que pour les autres groupes modaux, entre le mode visé et son voisin du même groupe, lorsque l'on s'éloigne du plan de synthèse du mode. Pour le mode LP_{12} , ce transfert d'énergie vers l'autre mode du groupe est plus lent, numériquement comme expérimentalement. Cela peut s'expliquer par une intégrale de recouvrement en intensité plus faible entre les deux modes du 4^{ème} groupe (0,40 pour les modes LP_{12} et LP_{31}) qu'entre ceux du 3^{ème} groupe (0,47 pour les modes LP_{21} et LP_{02}). Ainsi, les échanges d'énergie non linéaires sont moins efficaces que pour les modes du troisième groupe.

J'ai ainsi réalisé une démonstration expérimentale montrant que la synthèse modale assistée par l'effet Kerr produit bien un transitoire sur la distribution de champ ciblée lors des derniers centimètres de fibre. On montre également que ce transitoire est relativement long, rapporté aux longueurs de battement modal habituellement observées en régime de propagation linéaire. Cette étude vient étayer les éléments proposés par Fabert et al dans (Fabert et al., 2020, *Supplementary Information*), qui ont observé ce phénomène de transitoire lent induit par le couplage intermodal non linéaire pour l'autonettoyage par effet Kerr sur un autre mode que le mode fondamental.

Ces expériences permettent d'exercer un contrôle partiel de la thermalisation à l'aide de la structuration du faisceau incident par le miroir déformable. Ce contrôle associé aux transferts d'énergie entre modes et groupes modaux permet une synthèse modale efficace d'une part et une évolution de la vitesse de la thermalisation du système d'autre part. Ainsi, lorsque le mode fondamental est recherché, la pré-compensation du front d'onde permet de réduire le poids des modes d'ordre élevé en faveur du mode fondamental. Par rapport à des conditions d'injection sans pré-compensation du front d'onde, la thermalisation de la population modale est plus avancée et a donc été accélérée. En revanche, pour la synthèse de modes d'ordre élevé, les transferts d'énergie et la faible présence au début de la fibre induisent un ralentissement de la thermalisation.

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai analysé la dynamique de construction du processus adaptatif de synthèse modale en sortie de fibre multimodale à gradient d'indice, assisté par les non-linéarités de Kerr. Je me suis pour cela appuyé sur des modélisations de la propagation de champs intenses dans ce type de fibre. Compte tenu du grand nombre de simulations nécessaires à cette analyse et de leur temps de calcul très élevé, le modèle retenu est volontairement limité au domaine spatial, excluant le domaine temporel. Pour autant, le code utilisé a permis de retrouver le phénomène de thermalisation observé lors de mes travaux expérimentaux, ou rapporté dans les articles du domaine. J'ai pu mettre en évidence numériquement les échanges d'énergie entre modes tout au long de la fibre, complétant ainsi les résultats expérimentaux qui ne montraient les champs qu'à l'extrémité de la fibre.

Les simulations, ainsi que l'analyse des fronts d'onde expérimentaux optimisés, imposés par le miroir déformable, montrent les conditions optimales d'injection de la fibre pour synthétiser un mode. Ainsi, le champ injecté dans la fibre doit généralement nourrir significativement le groupe modal du mode ciblé par rapport aux autres groupes modaux, tout en minimisant le couplage avec le mode fondamental. En sortie de fibre, l'isolement du groupe modal d'intérêt par les couplages non linéaires permet d'aider la synthèse modale sous réserve que le nombre de modes du groupe reste faible. En effet, les contraintes intensimétriques imposées par la boucle d'optimisation sont d'autant plus discriminantes qu'elles s'appliquent à un petit nombre de modes. On comprend ici le rôle fondamental que jouent les effets non linéaires dans la synthèse modale.

Par ailleurs, ces travaux montrent que la synthèse modale, contrairement au phénomène de nettoyage par effet Kerr vers le mode fondamental, est un processus transitoire. Ce transitoire est toutefois beaucoup plus étendu, grâce à la dynamique non linéaire, que dans le cas de mises en forme spatiales de faisceau en régime de propagation linéaire où celles-ci se limitent au plan de mesure. La longueur de ce transitoire peut également être interprétée comme de la robustesse à la puissance couplée pour une longueur de fibre donnée.

Enfin, on montre que la pré-compensation de front d'onde assistée par l'autonettoyage par effet Kerr est également un moyen de réguler le processus de thermalisation. En effet, selon le mode ciblé, les simulations montrent qu'au-delà du plan de synthèse, la propagation du champ reprend cette dynamique de thermalisation de la population modale. Plus le mode synthétisé est d'ordre haut, plus cette dynamique est lente. En réalité, dans ce cas-là, la structuration du miroir déformable alimente peu le mode fondamental. Cela signifie qu'assez logiquement, la thermalisation est ralentie, car la cascade de couplages pour transférer l'énergie des modes excités vers le mode fondamental est plus longue que pour les modes d'ordre bas. A contrario, cette thermalisation peut être accélérée lorsque le miroir déformable vient compenser les aberrations du système optique entre ce miroir et la fibre, pour nourrir principalement le mode fondamental en diminuant le poids de l'arrière-plan de modes d'ordre plus haut.

Conclusion Générale et Perspectives

Les travaux rapportés dans ce manuscrit font suite à ceux réalisés par R. Florentin lors de sa thèse soutenue en 2017, où il a étudié le contrôle spatio-temporel d'une onde se propageant à travers une fibre amplificatrice fortement multimodale en régime continu, mais également pour des impulsions brèves. À l'aide d'un modulateur spatial de lumière, il a montré que la pré-compensation d'un front d'onde incident à la fibre par des approches itératives ou de matrice de transmission permet de focaliser à travers une fibre fortement multimode, et ce en présence de non-linéarités induites par la compétition du gain modal. Jusqu'à aujourd'hui, peu de travaux se sont intéressés à la gestion de la propagation dans les fibres multimodes en présence de fortes non-linéarités. Les plus novateurs se servent d'un algorithme génétique pour contrôler l'émission de raies induites par diffusion Raman stimulée. Dans cette thèse, je me suis intéressé particulièrement à un effet non linéaire observé pour la première fois en 2017 au laboratoire Xlim. Cet effet, nommé autonettoyage par effet Kerr, provoque une réorganisation spontanée de la répartition transverse de l'intensité vers le mode fondamental en sortie d'une fibre optique à gradient d'indice parabolique avec l'augmentation de la puissance. Le challenge de mes travaux consistait à étudier le contrôle adaptatif des conditions d'excitation de la fibre multimodale à gradient d'indice parabolique pour des applications de synthèses modales assistées par la dynamique particulière de l'autonettoyage par effet Kerr. J'ai également cherché à mieux comprendre les mécanismes de transferts d'énergie inhérents à l'autonettoyage de faisceau par effet Kerr.

Dans la première partie de ce manuscrit, j'ai dans un premier temps, rappelé certaines notions liées à la propagation d'ondes impulsionnelles dans les fibres optiques multimodales et aux déformations temporelles qu'elles peuvent subir dues aux effets de dispersion. J'ai donné une attention toute particulière au régime de propagation non linéaire dans les fibres multimodales à gradient d'indice parabolique et en particulier à la dynamique de nettoyage de faisceau que ça soit par effet de diffusion Raman, avec conversion de fréquence ou sans, par effet Kerr. Pour ce dernier, j'ai décrit les différentes théories qui ont été avancées pour tenter d'expliquer la dynamique d'autonettoyage par effet Kerr. Celles-ci font état d'échanges d'énergie entre les modes induits par les effets non linéaires et facilités par la répartition périodique des constantes de propagation des modes, inhérente aux fibres à gradient d'indice parabolique. Parmi les théories proposées, l'analogie à la thermalisation d'ondes optiques sous la forme d'un condensat pour expliquer le transfert irréversible de l'énergie en faveur du mode fondamental qui correspond à un état stable est particulièrement intéressante. De même, les couplages non linéaires intermodaux peuvent être imputés à l'inscription d'un réseau d'indice à longue période par la combinaison de l'effet Kerr et de l'auto-imagerie permettant ainsi de remplir des conditions de quasi-accord de phase entre les modes avec transfert irréversible d'énergie vers le mode fondamental.

Au cours du chapitre II, j'ai présenté un ensemble de travaux de référence sur le contrôle de la propagation à travers des milieux diffusants par le biais de modulateurs spatiaux de lumières. On peut distinguer deux catégories de méthodes d'optique adaptative. Il s'agit d'une part des méthodes directes qui appliquent sur le modulateur spatial de lumière la

déformation du front d'onde permettant de mettre en forme le faisceau en sortie. Cette déformation est calculée à partir de la mesure de la transformation opérée par le milieu complexe sur le champ optique le traversant. La deuxième catégorie relève des approches itératives qui en modifiant étape par étape la structuration du SLM maximisent (ou minimisent) un paramètre en sortie de la fibre pour former le champ cible. Par la suite, j'ai étudié la possibilité de transposer ces méthodes aux fibres optiques multimodales qui comportent bien des analogies avec les milieux diffusants notamment par la granularité du faisceau obtenu en sortie de ce milieu. J'ai présenté les différentes techniques de pré-compensation de front d'onde en entrée de fibre, qui permettent de contrôler la répartition transverse de l'intensité dans un plan de mesure en sortie de la fibre, tel qu'une focalisation ou la synthèse de modes propres. En régime linéaire, la synthèse de modes a été démontrée expérimentalement en utilisant la matrice de transmission d'une fibre multimodale. Cette matrice, décrivant une transformation linéaire liant le champ exciteur de la fibre au champ en sortie, ne peut s'appliquer à la problématique de ma thèse mettant en jeu l'effet Kerr. Parmi les méthodes de pré-compensation de front d'onde que j'ai décrites, les mieux adaptées à une propagation en régime non linéaire sont basées sur des algorithmes itératifs. C'est donc vers une architecture de boucle d'optimisation intégrant la fibre multimodale que je me suis orienté.

J'ai présenté mes principaux résultats expérimentaux montrant des cas de synthèses modales adaptatives assistées par effet Kerr dans le troisième chapitre. La fibre que j'ai utilisée était une fibre à gradient d'indice parabolique de 52 μm de diamètre de cœur qui guidait 56 modes LP par polarisation. Celle-ci était excitée en utilisant une source laser délivrant des impulsions picosecondes à la longueur d'onde de 1064 nm. J'ai également adapté une procédure d'optimisation basée sur l'algorithme séquencé à partition afin de réaliser une optimisation rapide en environ 4 minutes pour 21 000 mesures. Pour cela, j'ai déterminé l'échantillonnage de la phase spatiale et le diamètre du faisceau à projeter sur la face d'entrée de la fibre qui donnent le meilleur compromis, entre puissance couplée dans la fibre et le nombre de modes excités. J'ai ainsi formé 120 macro-pixels sur le miroir déformable comportant 952 actuateurs avec un faisceau d'environ 35 μm (qui correspond à 4-5 fois le diamètre à mi-hauteur de l'intensité du mode fondamental) pour minimiser la fonction objectif. Celle-ci, basée sur le coefficient de corrélation de Pearson, compare la répartition d'intensité mesurée par une caméra à celle du mode théorique que j'ai cherché à synthétiser. Dans la deuxième partie de ce chapitre, j'ai montré, pour la première fois à ma connaissance, qu'en associant les méthodes d'optique adaptative à une propagation non linéaire, il est possible de nettoyer par effet Kerr, le faisceau propagé vers des modes autres que le mode fondamental. La très bonne correspondance des champs proches et lointains des faisceaux nettoyés avec ceux des modes théoriques de la fibre a démontré la pertinence de la méthode expérimentée. Ainsi, six différents modes ont été synthétisés avec l'aide des non-linéarités de Kerr. Ces résultats se démarquent de ceux obtenus en régime de propagation linéaire pour lesquels une contrainte en intensité seule n'est pas suffisante pour synthétiser un mode en sortie de la fibre. J'ai également montré que la dynamique de la synthèse modale assistée de l'autonettoyage par effet Kerr évolue en fonction du mode ciblé. Par optimisations successives à différents niveaux de puissance crête, j'ai dégagé la présence d'un seuil à partir duquel le mode ciblé en

sortie de la fibre devient prépondérant. Ce seuil est d'autant plus grand que le mode à synthétiser est d'ordre haut et passe du simple au triple entre la synthèse du mode fondamental (7 kW de puissance crête) et du mode LP_{21} par exemple (20 kW de puissance crête).

J'ai consacré le dernier chapitre de ce manuscrit à la dynamique de construction de la synthèse de modes par processus adaptatif, assisté de l'autonettoyage par effet Kerr. J'ai d'abord présenté un modèle numérique simplifié ne traitant que des aspects spatiaux (rayonnement monochromatique considéré) afin de réduire le temps de calcul de la propagation. Avec celui-ci, j'ai montré, en représentant l'évolution du poids des modes au cours de la propagation dans la fibre, que ce modèle permet de reproduire le phénomène de thermalisation de la population modale assimilable à l'autonettoyage par effet Kerr sur le mode fondamental. Plutôt que de modéliser la dynamique de la synthèse modale dans la boucle d'optimisation lourde en temps de calcul, j'ai réalisé une étude statistique qui à partir de l'éclairement attendu en sortie de fibre (typiquement un éclairement expérimental après synthèse modale) calcule par propagation inverse le champ tout au long de la fibre ayant conduit à cet éclairement. L'étude de l'évolution du poids des modes au cours de la propagation met en évidence les couplages non linéaires entre les modes. J'ai montré numériquement et par l'analyse de cartes de phase expérimentales que la synthèse modale sur un mode autre que le mode fondamental, nécessite une faible excitation de celui-ci ainsi qu'une présence significative du groupe de modes dans lequel se trouve le mode ciblé. Par ailleurs, j'ai mis en évidence que cette synthèse modale sur des modes autres que le mode fondamental est un phénomène transitoire différent de la thermalisation de la population modale. Ce transitoire s'installe sur des longueurs de fibre bien plus étendues que dans le cas de la propagation en régime linéaire et avec des échanges d'énergie entre les modes d'un même groupe. Ce n'est pas le cas en régime de propagation linéaire où la structuration du faisceau est localisée dans le plan de mesure et issue d'une combinaison linéaire de modes. Finalement, les simulations montrent qu'au-delà du plan de la synthèse modale, la population modale de la fibre tend à nouveau à thermaliser, avec un regain d'énergie du mode fondamental. Cette thermalisation intervient d'autant plus tardivement que le mode ciblé est d'ordre haut, car l'énergie est transférée des modes d'ordre haut vers les modes d'ordre bas par une cascade de couplages non linéaire. J'ai donc montré que la synthèse adaptative de modes d'ordres haut permet de ralentir la thermalisation de la population modale. Enfin, l'utilisation du miroir pour favoriser l'énergie transportée par le mode fondamental, réduit le poids des modes d'ordres élevés et ainsi accélère ce processus de thermalisation. Le contrôle de front d'onde par modulateur spatial de lumière régule ainsi le phénomène de thermalisation.

Ce travail de thèse mériterait d'être complété en changeant le régime temporel d'impulsion pour étudier l'impact de la synthèse modale adaptative sur la forme de l'impulsion en sortie. En effet, en régime d'impulsion subnanoseconde, l'autonettoyage par effet Kerr sur le mode fondamental induit de fortes déformations temporelles au cours de la propagation avec, entre autres des effets de compression temporelle provoqués par les couplages spatio-

temporels. Ainsi, l'étude de l'influence de la pré-compensation de front d'onde associée à des contraintes spatiales sur le profil temporel des impulsions propagées peut être intéressante à étudier. Il doit également être possible de structurer le profil d'impulsions en régime d'autonettoyage par effet Kerr en appliquant des contraintes temporelles. Ces travaux pourraient être également amenés à maîtriser certaines caractéristiques spectrales du rayonnement propagé. Par exemple, l'étude de la pré-compensation de front d'onde sur la génération de la seconde harmonique au cours de la propagation dans une fibre multimode polée optiquement est un prolongement intéressant à mes travaux. La méthode de poling optique dans les fibres à gradient d'indice permet de photoinscrire un réseau longue période permettant d'augmenter la susceptibilité du second ordre à l'origine de la génération de la seconde harmonique. En exploitant l'autonettoyage par effet Kerr sur le mode fondamental pour l'inscription du réseau, l'onde générée à la seconde harmonique est également portée par le mode fondamental. La synthèse modale pourrait permettre de générer un poling optique favorisant d'autres modes dans le processus de doublage de fréquence. Également, l'utilisation d'un système adaptatif pourrait permettre de contrôler la génération de raies fréquentielles produites par les instabilités géométriques paramétriques dans les fibres multimodales à gradient d'indice, mais également de la répartition transverse de l'éclairement à ces longueurs d'onde. La gestion adaptative de tels effets non linéaires offrirait la possibilité du développement de sources énergétiques reconfigurables basées sur les fibres optiques à gradient d'indice parabolique et permettant un contrôle à la fois de la qualité spatiale du faisceau et un contrôle des qualités spectrales et temporelles de la source.

Références bibliographiques

- Agrawal, Govind P. 2007. *Nonlinear Fiber Optics Fifth Edition Nonlinear Fiber Optics*. <https://doi.org/10.1016/C2011-0-00045-5>.
- . 2019. “Chapter 14 - Multimode Fibers.” In *Nonlinear Fiber Optics (Sixth Edition)*, 621–83. <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-817042-7.00021-x>.
- Amako, Jun, Kazuto Yoshimura, Daisuke Sawaki, and Tatsuya Shimoda. 2005. “Laser-Based Microprocesses Using Diffraction-Free Beams Generated by Diffractive Axicons.” *Photon Processing in Microelectronics and Photonics IV* 5713: 497. <https://doi.org/10.1117/12.585135>.
- Andreoli, Daria, Giorgio Volpe, Sébastien M. Popoff, Ori Katz, Samuel Grésillon, and Sylvain Gigan. 2015. “Deterministic Control of Broadband Light through a Multiply Scattering Medium via the Multispectral Transmission Matrix.” *Scientific Reports* 5 (April): 2–9. <https://doi.org/10.1038/srep10347>.
- Aschieri, P., Josselin Garnier, C. Michel, V. Doya, and Antonio Picozzi. 2011. “Condensation and Thermalization of Classical Optical Waves in a Waveguide.” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* 83 (3): 1–13. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.033838>.
- Baek, Sung H., and Won B. Roh. 2004. “Single-Mode Raman Fiber Laser Based on a Multimode Fiber.” *Optics Letters* 29 (2): 153. <https://doi.org/10.1364/OL.29.000153>.
- Baldeck, P. L., F Raccach, and R. R. Alfano. 1987. “Observation of Self-Focusing in Optical Fibers with Picosecond Pulses.” *Optics Letters* 12 (8): 588–89.
- Barsi, Christopher, Wenjie Wan, and Jason W. Fleischer. 2009. “Imaging through Nonlinear Media Using Digital Holography.” *Nature Photonics* 3 (4): 211–13. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.29>.
- Berdagué, S., and P. Facq. 1982. “Mode Division Multiplexing in Optical Fibers.” *Applied Optics* 21 (11): 1950. <https://doi.org/10.1364/ao.21.001950>.
- Borhani, Navid, Eirini Kakkava, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. 2018. “Learning to See through Multimode Fibers.” *Optica* 5 (8): 960. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000960>.
- Caravaca-Aguirre, Antonio M., and Rafael Piestun. 2017. “Single Multimode Fiber Endoscope.” *Optics Express* 25 (3): 1656. <https://doi.org/10.1364/oe.25.001656>.
- Carpenter, Joel, Benjamin J. Eggleton, and Jochen Schröder. 2014. “110X110 Optical Mode Transfer Matrix Inversion.” *Optics Express* 22 (1): 96–101. <https://doi.org/10.1364/oe.22.000096>.
- . 2015a. “Observation of Eisenbud-Wigner-Smith States as Principal Modes in Multimode Fibre (Supplementary).” *Nature Photonics*, 1–17. <https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2015.188>.
- . 2015b. “Observation of Eisenbud – Wigner – Smith States as Principal Modes in Multimode Fibre.” *Nature Photonics*, no. October: 1–8. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.188>.
- Chanclou, P, C. Kaczmarek, G Mouzer, P Gravey, Monique Thual, M.A Lecollinet, and P Rochard. 2004. “Expanded Single-Mode Fiber Using Graded Index Multimode Fiber.” *Optical Engineering* 43 (7): 1634–42. <https://doi.org/10.1117/1.1689335>.
- Chen, Zhigang, Mordechai Segev, and Demetrios N. Christodoulides. 2012. “Optical Spatial Solitons: Historical Overview and Recent Advances.” *Reports on Progress in Physics* 75 (8). <https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/8/086401>.

- Chiang, K S. 1992. "Stimulated Raman Scattering in a Multimode Optical Fiber : Evolution of Modes in Stokes Waves." *Optics Letters* 17 (5): 352–54. <https://doi.org/10.1364/OL.17.000352>.
- Chrusch, P, Jr, and M Vaez-Iravani. 1992. "Differential Optical Microscopy Based on Higher-Order Gaussian-Hermite Beam Patterns." *Applied Optics* 31 (34): 7344–47.
- Cizmar, Tomas, and Kishan Dholakia. 2012. "Exploiting Multimode Waveguides for Pure Fibre-Based Imaging." *Nature Communications* 3 (1027). <https://doi.org/10.1038/ncomms2024>.
- Conkey, Donald B., Albert N. Brown, Antonio M. Caravaca-Aguirre, and Rafael Piestun. 2012. "Genetic Algorithm Optimization for Focusing through Turbid Media in Noisy Environments." *Optics Express* 20 (5): 4840. <https://doi.org/10.1364/oe.20.004840>.
- Deliancourt, Etienne, Marc Fabert, Alessandro Tonello, Katarzyna Krupa, Agnes Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermene, Guy Millot, Alain Barthélémy, Stefan Wabnitz, and Vincent Couderc. 2019a. "Kerr Beam Self-Cleaning on the LP11 Mode in Graded-Index Multimode Fibers." *OSA Continuum* 2 (4): 1089–96. <https://doi.org/https://doi.org/10.1364/OSAC.2.001089>.
- . 2019b. "Wavefront Shaping for Optimized Many-Mode Kerr Beam Self-Cleaning in Graded-Index Multimode Fiber." *Optics Express* 27 (12): 17311–21. <https://doi.org/10.1364/oe.27.017311>.
- Fabert, Marc, Maria Săpânțan, Katarzyna Krupa, Alessandro Tonello, Yann Leventoux, Sébastien Février, Tigran Mansuryan, et al. 2020. "Coherent Combining of Self-Cleaned Multimode Beams." *Scientific Reports* 10 (1): 1–6. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-77505-0>.
- Florentin, Raphaël. 2017. "Propagation et Contrôle Adaptatif de La Lumière Amplifiée Dans Une Fibre Multimode."
- Florentin, Raphaël, Vincent Kermene, Joel Benoist, Agnes Desfarges-Berthelemot, Dominique Pagnoux, Alain Barthélémy, and Jean-Pierre Huignard. 2016. "Shaping the Light Amplified in a Multimode Fiber." *Light: Science & Applications* 6 (2): e16208. <https://doi.org/10.1038/lsa.2016.208>.
- Florentin, Raphaël, Vincent Kermene, Agnes Desfarges-Berthelemot, and Alain Barthélémy. 2018a. "Fast Transmission Matrix Measurement of a Multimode Optical Fiber with Common Path Reference." *IEEE Photonics Journal* 10 (5): 1–6. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2866681>.
- . 2018b. "Space-Time Adaptive Control of Femtosecond Pulses Amplified in a Multimode Fiber." *Optics Express* 26 (8): 10682–90. <https://doi.org/10.1364/oe.26.010682>.
- Flusche, Brian M., Thomas G. Alley, Timothy H. Russell, and Won B. Roh. 2006. "Multi-Port Beam Combination and Cleanup in Large Multimode Fiber Using Stimulated Raman Scattering." *Optics Express* 14 (24): 11748. <https://doi.org/10.1364/OE.14.011748>.
- Frostig, Hadas, Eran Small, Anat Daniel, Patric Oulevey, Stanislav Derevyanko, and Yaron Silberberg. 2017. "Focusing Light by Wavefront Shaping through Disorder and Nonlinearity." *Optica* 4 (9): 1073–79. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.001073>.
- Fusaro, Adrien. 2019. "Auto-Organisation d' Ondes Optiques Incohérentes : Condensation , Thermalisation et Repolarisation."
- Fusaro, Adrien, Josselin Garnier, Katarzyna Krupa, Guy Millot, and Antonio Picozzi. 2019. "Dramatic Acceleration of Wave Condensation Mediated by Disorder in Multimode Fibers." *Physical Review Letters* 122 (12): 123902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.123902>.

- Gao, Qilin, Zhiwei Lu, Chengyu Zhu, and Jianhui Zhang. 2015. "Mechanism of Beam Cleanup by Stimulated Brillouin Scattering in Multimode Fibers." *Applied Physics Express* 8 (5). <https://doi.org/10.7567/APEX.8.052501>.
- Hasegawa, Akira. 1980. "Self-Confinement of Multimode Optical Pulse in a Glass Fiber." *Optics Letters* 5 (10): 416–17.
- Hellwig, Tim, Martin Schnack, Till Walbaum, Sven Dobner, and Carsten Fallnich. 2014. "Experimental Realization of Femtosecond Transverse Mode Conversion Using Optically Induced Transient Long-Period Gratings." *Optics Express* 22 (21): 24951. <https://doi.org/10.1364/oe.22.024951>.
- Horak, Peter, and Francesco Poletti. 2012. "Multimode Nonlinear Fibre Optics: Theory and Applications." In *Recent Progress in Optical Fiber Research*, edited by Moh Yasin. <https://doi.org/10.5772/27489>.
- Horisaki, Ryoichi, Ryosuke Takagi, and Jun Tanida. 2016. "Learning-Based Imaging through Scattering Media." *Optics Express* 24 (13): 13738. <https://doi.org/10.1364/oe.24.013738>.
- Huang, Peisen S., and Song Zhang. 2006. "Fast Three-Step Phase-Shifting Algorithm." *Applied Optics* 45 (21): 5086–91. <https://doi.org/10.1364/AO.45.005086>.
- Iga, Kenichi. 1980. "Theory for Gradient-Index Imaging." *Applied Optics* 19 (7): 1039–43.
- J.Hecht. 2004. *City of Light — the Story of Fibre Optics. Optics and Lasers in Engineering*. Oxford University Press.
- Kablukov, Sergey I., Ekaterina A. Zlobina, M I Skvortsov, Ilya N. Nemov, Alexey A. Wolf, Alexander V. Dostovalov, and Sergey A. Babin. 2016. "Mode Selection in a Directly Diode-Pumped Raman Fibre Laser Using FBGs in a Graded-Index Multimode Fibre." *Quantum Electronics* 46 (12): 1106–9. <https://doi.org/10.1070/qel16215>.
- Karlsson, M., D. Anderson, and M. Desaix. 1992. "Dynamics of Self-Focusing and Self-Phase Modulation in a Parabolic Index Optical Fiber." *Optics Letters* 17 (1): 22. <https://doi.org/10.1364/ol.17.000022>.
- Katz, Ori, Eran Small, Yaron Bromberg, and Yaron Silberberg. 2011. "Focusing and Compression of Ultrashort Pulses through Scattering Media." *Nature Photonics* 5 (June): 372–77. <https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2011.72>.
- Kitayama, Ken-ichi. 2013. *Optical Code Division Multiple Access: A Practical Perspective. Optical Code Division Multiple Access: A Practical Perspective*. Vol. 9781107026. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139206914>.
- Knight, Jonathan C., T. A. Birks, Philip St. J. Russell, and D. M. Atkin. 1997. "All-Silica Single-Mode Optical Fiber with Photonic Crystal Cladding: Errata." *Optics Letters* 22 (7): 484. <https://doi.org/10.1364/ol.22.000484>.
- Kondo, Yuki, Kentaro Nouchi, Tsuneo Mitsuyu, Masaru Watanabe, Peter G. Kazansky, and Kazuyuki Hirao. 1999. "Fabrication of Long-Period Fiber Gratings by Focused Irradiation of Infrared Femtosecond Laser Pulses." *Optics Letters* 24 (10): 646. <https://doi.org/10.1364/ol.24.000646>.
- Kozawa, Yuichi, Terumasa Hibi, Aya Sato, Hibiki Horanai, Makoto Kurihara, Nobuyuki Hashimoto, Hiroyuki Yokoyama, Tomomi Nemoto, and Shunichi Sato. 2011. "Lateral Resolution Enhancement of Laser Scanning Microscopy by a Higher-Order Radially Polarized Mode Beam." *Optics Express* 19 (17): 15947. <https://doi.org/10.1364/oe.19.015947>.
- Kraichnan, Robert H. 1967. "Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence." *Physics of Fluids* 10 (7): 1417–23. <https://doi.org/10.1063/1.1762301>.

- Krupa, Katarzyna, Graciela Garmendia Castañeda, Alessandro Tonello, Alioune Niang, Denis S. Kharenko, Marc Fabert, Vincent Couderc, et al. 2019. "Nonlinear Polarization Dynamics of Kerr Beam Self-Cleaning in a Graded-Index Multimode Optical Fiber." *Optics Letters* 44 (1): 171–74. <https://doi.org/10.1364/ol.44.000171>.
- Krupa, Katarzyna, Alessandro Tonello, Alain Barthélémy, Vincent Couderc, Badr Mohamed Shalaby, Abdelkrim Bendahmane, Guy Millot, and Stefan Wabnitz. 2016. "Observation of Geometric Parametric Instability Induced by the Periodic Spatial Self-Imaging of Multimode Waves." *Physical Review Letters* 116 (18): 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.183901>.
- Krupa, Katarzyna, Alessandro Tonello, Alain Barthélémy, Tigran Mansuryan, Vincent Couderc, Guy Millot, Philippe Grelu, Daniele Modotto, Sergey A. Babin, and Stefan Wabnitz. 2019. "Multimode Nonlinear Fiber Optics, a Spatiotemporal Avenue." *APL Photonics* 4 (11). <https://doi.org/10.1063/1.5119434>.
- Krupa, Katarzyna, Alessandro Tonello, Vincent Couderc, Alain Barthélémy, Guy Millot, Daniele Modotto, and Stefan Wabnitz. 2018. "Spatiotemporal Light Beam Compression from Complex Nonlinear Mode Coupling." *Physical Review A* 87 (4): 1–5. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.043836>.
- Krupa, Katarzyna, Alessandro Tonello, Badr Mohamed Shalaby, Marc Fabert, Alain Barthélémy, Guy Millot, Stefan Wabnitz, and Vincent Couderc. 2017. "Spatial Beam Self-Cleaning in Multimode Fibres." *Nature Photonics* 11 (4): 237–41. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.32>.
- Krupa, Katarzyna, Alessandro Tonello, Badr Mohamed Shalaby, Marc Fabert, Guy Millot, Stefan Wabnitz, Vincent Couderc, et al. 2017. "Supplementary Material for 'Spatial Beam Self-Cleaning in Multimode Fiber.'" *Nature Photonics* 11 (4): 1–15. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.32>.
- Li, Ming-Jun, Xin Chen, Anping Liu, Stuart Gray, Ji Wang, Donnell T. Walton, and Luis A. Zenteno. 2009. "Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers." *Journal of Lightwave Technology* 27 (15): 3010–16. <https://doi.org/10.1109/JLT.2009.2020682>.
- Li, Shuai, Mo Deng, Justin Lee, Ayan Sinha, and George Barbastathis. 2018. "Imaging through Glass Diffusers Using Densely Connected Convolutional Networks." *Optica* 5 (7): 803. <https://doi.org/10.1364/optica.5.000803>.
- Liu, Zhanwei, Logan G. Wright, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2016. "Kerr Self-Cleaning of Femtosecond-Pulsed Beams in Graded-Index Multimode Fiber." *Optics Letters* 41 (16): 3675. <https://doi.org/10.1364/OL.41.003675>.
- Lombard, Laurent, Arnaud Brignon, Jean-Pierre Huignard, Éric Lallier, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, Gilles Pauliat, and Gérald Roosen. 2007. "Review of Photorefractive Materials: An Application to Laser Beam Cleanup." *Comptes Rendus Physique* 8 (2): 234–42. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2006.07.016>.
- Longhi, Stefano. 2003. "Modulational Instability and Space-Time Dynamics in Nonlinear Parabolic-Index Optical Fibers." *Optics Letters* 28 (23): 2363–65.
- Mahalati, Reza Nasiri, Daulet Askarov, Jeffrey P. Wilde, and Joseph M. Kahn. 2012. "Adaptive Control of Input Field to Achieve Desired Output Intensity Profile in Multimode Fiber with Random Mode Coupling." *Optics Express* 20 (13): 14321. <https://doi.org/10.1364/OE.20.014321>.
- Maiman, T. H. 1960. "Stimulated Optical Radiation in Ruby." *Nature* 187.
- Marburger, John H. 2005. "Self-Focusing: Theory." *IQEC, International Quantum Electronics Conference Proceedings 2005*: 1593. <https://doi.org/10.1109/IQEC.2005.1561127>.

- Margulis, Walter, Isabel C. S. Carvalho, and Jean Pierre von der Weid. 1989. "Phase Measurement in Frequency-Doubling Fibers." *Optics Letters* 14 (13): 700. <https://doi.org/10.1364/ol.14.000700>.
- Matthès, Maxime W., Yaron Bromberg, Julien de Rosny, and Sébastien M. Popoff. 2020. "Learning and Avoiding Disorder in Multimode Fibers." *ArXiv*. <http://arxiv.org/abs/2010.14813>.
- Mitchell, Melanie. 1996. *An Introduction to Genetic Algorithms. Artificial Intelligence Methods in the Environmental Sciences*. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9119-3_5.
- Mondal, Partha, Vishwatosh Mishra, and Shailendra K. Varshney. 2020. "Nonlinear Interactions in Multimode Optical Fibers." *Optical Fiber Technology* 54 (April). <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2019.102041>.
- Mondal, Partha, and Shailendra K. Varshney. 2020. "Competition Between Intermodal Modulation Instability and Kerr Beam Self-Cleaning in Graded-Index Multimode Fiber." *ArXiv*. <http://arxiv.org/abs/2004.05377>.
- Morales-Delgado, Edgar E., Salma Farahi, Ioannis N. Papadopoulos, Demetri Psaltis, and Christophe Moser. 2015. "Delivery of Focused Short Pulses through a Multimode Fiber." *Optics Express* 23 (7): 9109. <https://doi.org/10.1364/oe.23.009109>.
- Morgan, Rachel E., Ewan S. Douglas, Gregory W. Allan, Paul Bierden, Supriya Chakrabarti, Timothy Cook, Mark Egan, et al. 2019. "MEMS Deformable Mirrors for Space-Based High-Contrast Imaging." *Micromachines* 10 (6): 1–20. <https://doi.org/10.3390/mi10060366>.
- Mounaix, Mickael, and Joel Carpenter. 2019. "Control of the Temporal and Polarization Response of a Multimode Fiber." *Nature Communications* 10 (1). <https://doi.org/10.1038/s41467-019-13059-8>.
- Neto, A. Miranda, A. Correa Victorino, I. Fantoni, D. E. Zampieri, J. V. Ferreira, and D. A. Lima. 2013. "Image Processing Using Pearson's Correlation Coefficient: Applications on Autonomous Robotics." *Proceedings of the 2013 13th International Conference on Autonomous Robot Systems, ROBOTICA 2013*. <https://doi.org/10.1109/Robotica.2013.6623521>.
- Nicholson, J. W., J. M. Fini, J. Phillips, A. DeSantolo, K. Feder, X. Liu, P. Westbrook, et al. 2012. "Higher-Order-Mode Erbium-Doped Fiber Amplifiers." *Optics InfoBase Conference Papers*, 19–21. <https://doi.org/10.1364/ofc.2012.om3c.5>.
- Papadopoulos, Ioannis N., Salma Farahi, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. 2012. "Focusing and Scanning Light through a Multimode Optical Fiber Using Digital Phase Conjugation." *Optics Express* 20 (10): 10583–90.
- . 2013. "High-Resolution, Lensless Endoscope Based on Digital Scanning through a Multimode Optical Fiber." *Biomedical Optics Express* 4 (2): 260. <https://doi.org/10.1364/boe.4.000260>.
- Paurisse, M., Marc Hanna, Frederic Druon, Patrick Georges, C. Bellanger, Arnaud Brignon, and Jean-Pierre Huignard. 2009. "Phase and Amplitude Control of a Multimode LMA Fiber Beam by Use of Digital Holography." *Optics Express* 17 (15): 13000. <https://doi.org/10.1364/oe.17.013000>.
- Podivilov, Evgeniy V., Denis S. Kharenko, V. A. Gonta, Katarzyna Krupa, Oleg S. Sidelnikov, Sergei K. Turitsyn, Mikhail P. Fedoruk, Sergey A. Babin, and Stefan Wabnitz. 2019. "Hydrodynamic 2D Turbulence and Spatial Beam Condensation in Multimode Optical Fibers." *Physical Review Letters* 122 (10): 103902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.103902>.
- Poletti, Francesco, and Peter Horak. 2008. "Description of Ultrashort Pulse Propagation in

- Multimode Optical Fibers.” *Journal of the Optical Society of America B* 25 (10): 1645. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.25.001645>.
- Popoff, Sébastien M. 2012. “Contrôle Spatio-Temporel de La Lumière En Milieux Complexes.” Université Paris-Diderot - Paris VII.
- Popoff, Sébastien M., G. Lerosey, R. Carminati, Mathias Fink, Albert Claude Boccara, and Sylvain Gigan. 2010. “Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media.” *Physical Review Letters* 104 (10): 1–4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.100601>.
- Qiu, Tong, Islam Ashry, Anbo Wang, and Yong Xu. 2018. “Adaptive Mode Control in 4- and 17-Mode Fibers.” *IEEE Photonics Technology Letters* 30 (11): 1036–39. <https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2830654>.
- Richardson, D. J., J. M. Fini, and L. E. Nelson. 2013. “Space-Division Multiplexing in Optical Fibres.” *Nature Photonics* 7 (5): 354–62. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.94>.
- Rodgers, Blake C, Timothy H. Russell, and Won B. Roh. 1999. “Laser Beam Combining and Cleanup by Stimulated Brillouin Scattering in a Multimode Optical Fiber.” *Optics Letters* 24 (16): 1124. <https://doi.org/10.1364/OL.24.001124>.
- Rodríguez, Cristina, Yajie Liang, Rongwen Lu, and Na Ji. 2018. “Three-Photon Fluorescence Microscopy with an Axially Elongated Bessel Focus.” *Optics Letters* 43 (8): 1914. <https://doi.org/10.1364/ol.43.001914>.
- Russell, Philip St. J. 2003. “Applied Physics: Photonic Crystal Fibers.” *Science* 299 (5605): 358–62. <https://doi.org/10.1126/science.1079280>.
- Stockbridge, C., Y. Lu, J. Moore, S. Hoffman, R. Paxman, K. Toussaint, and T. Bifano. 2012. “Focusing through Dynamic Scattering Media.” *Optics Express* 20 (14): 15086. <https://doi.org/10.1364/oe.20.015086>.
- Stolen, Rogers H, and Chinlon Lin. 1978. “Self-Phase-Modulation in Silica Optical Fibers.” *Physical Review A* 17 (4): 1448–53. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.17.1448>.
- Stolen, Rogers H, and H. W. K. Tom. 1987. “Self-Organized Phase-Matched Harmonic Generation in Optical Fibers.” *Optics Letters* 12 (8): 585. <https://doi.org/10.1364/ol.12.000585>.
- Sun, Can, Shu Jia, Christopher Barsi, Sergio Rica, Antonio Picozzi, and Jason W. Fleischer. 2012. “Observation of the Kinetic Condensation of Classical Waves.” *Nature Physics* 8 (6): 470–74. <https://doi.org/10.1038/nphys2278>.
- Sun, Lei, Jianhong Shi, Xiaoyan Wu, Yiwei Sun, and Guihua Zeng. 2019. “Photon-Limited Imaging through Scattering Medium Based on Deep Learning.” *Optics Express* 27 (23): 33120–34. <https://doi.org/10.1364/oe.27.033120>.
- Teğın, U., B. Rahmani, E. Kakkava, N. Borhani, C. Moser, and D. Psaltis. 2020. “Controlling Spatiotemporal Nonlinearities in Multimode Fibers with Deep Neural Networks.” *APL Photonics* 5 (3). <https://doi.org/10.1063/1.5138131>.
- Teğın, Uğur, Babak Rahmani, Eirini Kakkava, Navid Borhani, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. 2020. “Controlling Spatiotemporal Nonlinearities in Multimode Fibers with Deep Neural Networks.” *APL Photonics* 5 (3). <https://doi.org/10.1063/1.5138131>.
- Teğın, Uğur, Babak Rahmani, Eirini Kakkava, Demetri Psaltis, and Christophe Moser. 2020. “Single Mode Output by Controlling the Spatiotemporal Nonlinearities in Mode-Locked Femtosecond Multimode Fiber Lasers.” *ArXiv Preprint*. <https://doi.org/10.1117/1.ap.2.5.056005>.
- Terry, Nathan B, Thomas G. Alley, Timothy H. Russell, and Kevin T Engel. 2007. “An Explanation of SRS Beam Cleanup in Graded-Index Fibers and the Absence of SRS

- Beam Cleanup in Step-Index Fibers." *Optics Express* 15 (26): 17509. <https://doi.org/10.1364/OE.15.017509>.
- Thévenaz, Luc. 2011. *Advanced Fiber Optics*. *Advanced Fiber Optics*. <https://doi.org/10.1201/b16404>.
- Tzang, Omer, Antonio M. Caravaca-Aguirre, Kelvin H. Wagner, and Rafael Piestun. 2018. "Adaptive Wavefront Shaping for Controlling Nonlinear Multimode Interactions in Optical Fibres." *Nature Photonics* 12 (6): 368–74. <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0167-7>.
- Vellekoop, Ivo M. 2015. "Feedback-Based Wavefront Shaping." *Optics Express* 23 (9): 12189–206. <https://doi.org/https://doi.org/10.1364/OE.23.012189>.
- Vellekoop, Ivo M., and Allard P. Mosk. 2007. "Focusing Coherent Light through Opaque Strongly Scattering Media." *Optics Letters* 32 (16): 2309. <https://doi.org/10.1364/OL.32.002309>.
- . 2008. "Phase Control Algorithms for Focusing Light through Turbid Media." *Optics Communications* 281 (11): 3071–80. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2008.02.022>.
- Vengsarkar, Ashish M, Paul J Lemaire, Justin B Judkins, Vikram Bhatia, Turan Erdogan, and John E Sipe. 1996. "Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters." *Lightwave* 14 (1): 58–65.
- Willke, B., N. Uehara, E. K. Gustafson, R. L. Byer, P. J. King, S. U. Seel, and R. L. Savage. 1998. "Spatial and Temporal Filtering of a 10-W Nd:YAG Laser with a Fabry–Perot Ring-Cavity Premode Cleaner." *Optics Letters* 23 (21): 1704. <https://doi.org/10.1364/ol.23.001704>.
- Wright, Logan G., Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2017. "Spatiotemporal Mode-Locking in Multimode Fiber Lasers." *Science* 358 (6359): 94–97. <https://doi.org/10.1126/science.aao0831>.
- Wright, Logan G., Zhanwei Liu, Daniel A. Nolan, Ming-Jun Li, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2016. "Self-Organized Instability in Graded-Index Multimode Fibres." *Nature Photonics* 10 (12): 771–76. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.227>.
- Wright, Logan G., William H. Renninger, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2015. "Spatiotemporal Dynamics of Multimode Optical Solitons." *Optics Express* 23 (3): 3492. <https://doi.org/10.1364/OE.23.003492>.
- Xiong, Wen, Philipp Ambichl, Yaron Bromberg, Brandon Redding, Stefan Rotter, and Hui Cao. 2017. "Principal Modes in Multimode Fibers: Exploring the Crossover from Weak to Strong Mode Coupling." *Optics Express* 25 (3): 2709. <https://doi.org/10.1364/oe.25.002709>.
- Yaqoob, Zahid, Demetri Psaltis, Michael S Feld, and Changhuei Yang. 2008. "Optical Phase Conjugation for Turbidity Suppression in Biological Samples." *Nature Photonics* 2 (27 January 2008): 110–15. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.297>.
- Zhou, Nan, and Jian Wang. 2018. "Metasurface-Assisted Orbital Angular Momentum Carrying Bessel-Gaussian Laser: Proposal and Simulation." *Scientific Reports* 8 (1): 1–11. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-26361-0>.
- Zhu, Long, Andong Wang, Shi Chen, Jun Liu, and Jian Wang. 2018. "Orbital Angular Momentum Mode Multiplexed Transmission in Heterogeneous Few-Mode and Multi-Mode Fiber Network." *Optics Letters* 43 (8): 1894. <https://doi.org/10.1364/ol.43.001894>.
- Zhu, Zimu, Logan G. Wright, Joel Carpenter, Daniel A. Nolan, Ming-Jun Li, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2018. "Mode-Resolved Control and Measurement of Nonlinear Pulse Propagation in Multimode Fibers." In *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO*,. <https://doi.org/10.5175/JSWE.2009.200700109>.

Zhu, Zimu, Logan G. Wright, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise. 2016. "Observation of Multimode Solitons in Few-Mode Fiber." *Optics Letters* 41 (20): 4819–22. <https://doi.org/10.1364/OL.41.004819>.

Liste des publications

Revue internationale à comité de lecture :

- E. Deliancourt, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, G. Millot, A. Barthélémy, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Kerr beam self-cleaning on the LP11 mode in graded-index multimode fibers," *OSA Continuum* 2, 1089-1096 (2019)
- E. Deliancourt, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, G. Millot, A. Barthélémy, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Wavefront shaping for optimized many-mode Kerr beam self-cleaning in graded-index multimode fiber," *Opt. Express* 27, 17311-17321 (2019), (Editor's Pick)

Communications orales à des conférences internationales à comité de lecture

- E. Deliancourt, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, A. Barthelemy, D. Modotto, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Modal attraction on low order modes by Kerr effect in a graded refractive index multimode fiber," in *Advanced Photonics 2018 (BGPP, IPR, NP, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, SOF)*, OSA Techncail Digest (Optical Society of America, 2018), paper NpTh3C.3
- A. Tonello, R. Dupiol, E. Deliancourt, K. Krupa, M. Fabert, R. Guenard, J. L. Auguste, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, A. Barthélémy, D. Modotto, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Kerr Beam Self-Cleaning in Multimode Fibers," in *Advanced Photonics 2018 (BGPP, IPR, NP, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, SOF)*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), paper SoW4H.3
- S. Wabnitz, A. Niang, A. Tonello & V. Couderc, A. Barthélémy, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, M. Fabert, E. Deliancourt, K. Krupa, G. Millot, Y. Qin (2019). "Nonlinear Dynamics in multimode fibers", *French-Israeli Symposium on Non-Linear & Quantum Optics FRISNO 15*, Aussois, France
- E. Deliancourt, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, A. Barthélémy, D. Modotto, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Adaptive Kerr-assisted transverse mode selection in multimode fibers," in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019), paper cd_8_4
- S. Wabnitz, A. Niang, D. Modotto, A. Barthélémy, A. Tonello, V. Couderc, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, M. Fabert, E. Deliancourt, K. Krupa, G. Millot, "Multidimensional Shaping of Spatiotemporal Waves in Multimode Nonlinear Fibers," *2019 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Angers, France, 2019, pp. 1-4, doi: 10.1109/ICTON.2019.8840457

Poster

- E. Deliancourt, M. Fabert, A. Barthélémy, V. Kermene and A. Desfarges-Berthelemot, "Wavefront shaping for control of nonlinear propagation through multimode optical fibers", Workshop Doctorants Xlim, 2019

Optique adaptative et non linéaire pour le contrôle spatial de la propagation dans une fibre multimodale

Cette dernière décade, les fibres multimodales ont eu un regain d'intérêt dans la communauté scientifique, lié en grande partie à la possibilité d'augmenter la bande passante de liaisons optiques par les nouvelles techniques de multiplexage spatial. Ce n'est pas le seul domaine d'application, aussi nombre de techniques d'optique adaptative ont été développées pour contrôler le profil de champ, généralement tavelé, en sortie de fibre multimodale. Ces techniques, de pré-compensation de front d'onde, ont démontré leur efficacité avec des rayonnements se propageant en régime linéaire en général, pour par exemple faire de l'imagerie déportée par fibre. Dans le même temps, le phénomène d'autonettoyage par effet Kerr a récemment été observé dans des fibres multimodales à gradient d'indice parabolique (GRIN). Il conduit, au cours de la propagation dans la fibre, à un transfert progressif de l'énergie des modes propagés vers le mode fondamental, les interactions non linéaires en jeu étant d'autant plus complexes que le nombre de modes guidés est important. Ces travaux de thèse sont à la conjonction de ces deux thématiques, en appliquant ces techniques de contrôle spatial de la propagation modale au régime d'autonettoyage par effet Kerr, dans des fibres GRIN.

Un dispositif d'optimisation adaptative a été développé, intégrant un modulateur spatial de lumière (miroir déformable) pour structurer le front d'onde du faisceau incident à une fibre GRIN de 52 μm de diamètre de cœur, et des caméras en sortie avec lesquelles une fonction objectif a été définie. Dans un premier temps, les paramètres du système d'injection, de l'algorithme d'optimisation et de la fonction objectif ont été optimisés pour assurer une convergence rapide du profil de champ propagé vers celui ciblé. Ce dispositif a permis d'étudier le phénomène d'autonettoyage par effet Kerr en l'appliquant à la synthèse d'autres modes que le fondamental. Ainsi, 6 modes d'ordre bas, en plus du mode fondamental, ont pu être synthétisés par ce dispositif d'optique adaptative en sortie de fibre GRIN. L'effet Kerr assiste le processus d'optimisation pour converger vers un champ avec une excellente correspondance avec le mode ciblé, impossible à obtenir en régime de propagation linéaire dans les mêmes conditions. L'étude de la dynamique de la synthèse modale assistée par autonettoyage Kerr a mis en évidence les différentes puissances seuils nécessaires à la synthèse des modes ciblés. L'influence de la pré-compensation de front d'onde sur le phénomène de thermalisation de la population modale a été étudiée numériquement. Cette étude montre l'importance des groupes modaux dans le processus d'échange d'énergie, qui rendent la synthèse modale robuste, notamment aux variations des conditions initiales. Enfin, elle a montré que la pré-structuration de front d'onde permet de réguler la vitesse de la thermalisation de la population modale.

Mots-clés : Effet Kerr, nettoyage de faisceau, synthèse modale, fibre multimode GRIN, contrôle adaptatif, modulateur spatial de lumière.



Over the last decade, multimodal fibers have received renewed interest in the scientific community, largely due to the possibility of increasing the bandwidth of optical links using new spatial multiplexing techniques. This is not the only area of application; so many adaptive optics techniques were developed to control the usually speckled beam profile at the output of multimode fibers. These wavefront shaping techniques have demonstrated their efficiency with light radiation propagating in linear regime generally, in particular for fiber-based imaging applications. At the same time, the Kerr beam self-cleaning phenomenon was recently observed in parabolic graded-index multimode fibers (GRIN). It leads to a progressive transfer of energy from the different propagated modes to the fundamental mode along the fiber. The higher the number of guided modes of the fiber, the more complex the nonlinear interactions are. This PhD work is at the crossroads of these two themes by using beam shaping techniques to control the modal propagation in GRIN fibers in the Kerr beam self-cleaning regime.

I developed an adaptive optimization device including a deformable mirror to shape the wavefront of the laser beam launched into a 52 μm core diameter GRIN fiber and a camera-based system at the output of the multimode fiber providing an objective function to be minimized. First, the parameters of the injection system, the optimization algorithm and the objective function were optimized to ensure a fast convergence of the propagated field profile towards the targeted mode. This device allowed to study the active control of the Kerr beam self-cleaning phenomenon in order to synthesize other modes than the fundamental one. Thus, in this nonlinear regime, I demonstrated the synthesis of six low order modes, besides the fundamental one, at the output of the GRIN fiber. The Kerr effect assists the optimization process to get output intensity pictures closely resembling the pattern of the target mode, which is impossible to obtain in a linear propagation regime under the same conditions. The study of the dynamics of modal synthesis assisted by Kerr beam self-cleaning has highlighted the different power thresholds required for the synthesis of the target modes. The influence of wavefront shaping on the modal population thermalization was numerically studied. This study shows the impact of modal groups in the energy exchange process, which makes modal synthesis robust, especially to the variations of the initial conditions. Finally, it showed that wavefront shaping enables the regulation of the modal population thermalization speed.

Keywords : Kerr effect, beam cleaning, modal synthesis, GRIN multimode fiber, adaptive control, spatial light modulator.

