Effet mémoire dans des fibres optiques multimodes à coeur carrés

Adrien Carron

▶ **To cite this version:**

Adrien Carron. Effet mémoire dans des fibres optiques multimodes à coeur carrés. Physique [physics]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2022. Français. NNT : 2022GRALY072 . tel-04028744

HAL Id: tel-04028744
https://theses.hal.science/tel-04028744

Submitted on 14 Mar 2023

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique
Spécialité : Physique appliquée
Unité de recherche : Laboratoire Interdisciplinaire de Physique

Effet mémoire dans des fibres optiques multimodes à coeur carrés

Memory effect in square multimode fibers

Présentée par :

Adrien CARRON

Direction de thèse :

Emmanuel BOSSY PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes	Directeur de thèse
Irène WANG INGENIEUR DE RECHERCHE, Université Grenoble Alpes	Co-directrice de thèse

Rapporteurs :

SYLVAIN GIGAN
Professeur des Universités, SORBONNE UNIVERSITE
ESBEN RAVN ANDRESEN
Maître de conférences HDR, UNIVERSITE DE LILLE

Thèse soutenue publiquement le **5 décembre 2022**, devant le jury composé de :

SYLVAIN GIGAN Professeur des Universités, SORBONNE UNIVERSITE	Rapporteur
ESBEN RAVN ANDRESEN Maître de conférences HDR, UNIVERSITE DE LILLE	Rapporteur
PATRICIA SEGONDS Professeur des Universités, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Présidente
ELISE GHIBAUDO Maître de conférences HDR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Examinatrice

Résumé

À bien des égards, les guides d'ondes multimodes se comportent comme des milieux à diffusion multiple. En particulier, l'imagerie à travers des milieux diffusants et les fibres multimodes partagent des défis similaires, liés au fait que les champs sont mélangés de manière apparemment aléatoire lorsqu'ils se propagent à travers ces milieux. La relation complexe entre l'entrée et la sortie des milieux multimodes statiques est néanmoins déterministe, et diverses méthodes ont été proposées pour obtenir des images à travers des milieux à diffusion multiple, puis adaptées aux guides d'ondes multimodes. Traditionnellement, l'imagerie à travers des milieux complexes implique une étape de calibration utilisée pour déterminer la relation entre les plans d'entrée et de sortie. Cependant, cette calibration peut non seulement s'avérer assez lourde dans le cadre d'applications pratiques, mais elle est de plus extrêmement sensible en général à la configuration du milieu, qui doit donc être statique. En 2012, l'effet mémoire découvert dans les années 80 a été exploité pour réaliser une imagerie de fluorescence sans calibration à travers des diffuseurs minces. L'effet mémoire en optique fait référence au fait que le motif de speckle à la sortie d'un milieu diffusant se déplace ou s'incline lorsque le faisceau incident est déplacé ou incliné. A travers un milieu diffusant fin, il est alors possible d'imager un échantillon sans connaissance préalable de l'échantillon et du milieu diffusant, avec pour seule condition de pouvoir translater les motifs de speckle sur l'échantillon. Bien que la plupart des méthodes d'imagerie à travers des milieux diffusants aient été adaptées à l'imagerie à travers des fibres multimodes, il est actuellement largement admis que les fibres multimodes circulaires conventionnelles ne présentent pas d'effet mémoire 2D qui permettrait des méthodes d'imagerie sans calibration, analogues à celles démontrées pour les milieux diffusants minces. Un effet mémoire de rotation a été démontré en 2015 dans les fibres multimodes circulaires, sur la base de leurs propriétés axisymétriques. Bien que cet effet puisse être partiellement exploité pour l'imagerie, il n'est observé que pour un seul degré de liberté rotationnel, et l'imagerie 2D ne peut être réalisée qu'en conjonction avec des méthodes complémentaires basées sur une calibration. Dans ce travail, nous démontrons que les fibres multimodes à cœur carré présentent une forme spéciale d'effet mémoire translationnel 2D, en raison de leur symétrie très spécifique. Lorsqu'un motif de speckle est translaté à la facette d'entrée d'une fibre multimode à cœur carré, nous démontrons expérimentalement que le champ de sortie est composé de quatre champs de speckle translatés. Nous proposons un modèle théorique simple qui prédit qualitativement les phénomènes observés. Nous proposons ensuite une estimation quantitative de l'étendue de l'effet mémoire observé, et étudions sa robustesse en réponse à diverses contraintes appliquées à

la fibre. L'effet mémoire s'avère être robuste, et est systématiquement observé pour plusieurs longueurs de fibres, à travers des fibres tordues ou pliées, et pour différents états de polarisation.

Abstract

In many ways, multimode waveguides behave like multiple scattering media. In particular, imaging through scattering media and multimode fibers share similar challenges, related to the fact the wavefields are scrambled in a seemingly random fashion when propagating through such media. The complex relationship between the input and output of static multimode media is nevertheless deterministic, and various methods have been proposed to image through multiply scattering media, and further adapted to multimode waveguides. Traditionally, imaging through complex media involves a calibration step used to determine the relationship between input and output planes. However, not only may this calibration be rather cumbersome for practical applications, but it is also extremely sensitive to the medium configuration which need to be static. In 2012, the so-called memory effect discovered in the 80s was exploited to perform calibration-free fluorescence imaging through thin scattering media. The memory effect in optics refers to the fact that the speckle pattern at the output of a scattering medium shift or tilt when the incident beam is tilted or shifted. Through a thin multiple scattering medium, it allows a sample to be imaged without prior knowledge of the sample and the scattering medium, only requiring that the unknown output speckle can be translated over the sample. While most imaging methods through scattering media have been adapted to imaging through multimode fibers, it is currently widely acknowledged that conventional circular multimode fibers do not exhibit a 2D optical memory effect that would allow calibration free imaging methods analog to that demonstrated for thin scattering media. A rotational memory effect was demonstrated in 2015 in circular multimode fibers, based on their axisymmetric properties. While this effect can be partially exploited for imaging, it is observed for only one rotational degree of freedom, and 2D imaging can only be done in conjunction with complementary calibration-based methods. In this work, we demonstrate that square-core multimode fibers exhibit a special form of 2D translational memory effect, owing to their very specific symmetry. When a speckle pattern is translated at the input facet of a square-core multimode fiber, we demonstrate experimentally that the output field is composed of four translating speckle fields. We propose a simple theoretical model that qualitatively predicts the observed phenomena. We then propose a quantitative estimation of the extent of the observed memory effect, and investigate its robustness in response to various strains applied to the fiber. The observed memory effect turns out to be robust, and is consistently observed for several fibers lengths, through twisted or bent fibers, and for various polarization states.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Elise Ghibaud et Patricia Segonds pour leur participation au jury de thèse, ainsi que Esben Ravn Andresen et Sylvain Gigan qui ont rapporté celle-ci.

J'aimerai ensuite grandement remercier Emmanuel Bossy, mon directeur de thèse, qui m'a donné la possibilité d'effectuer cette thèse et qui est resté toujours disponible pour répondre à mes questions, tout en me laissant une grande autonomie.

Je remercie également Irène Wang co-encadrante de cette thèse pour sa patience et sa disponibilité, qui m'a permis de m'améliorer dans de nombreux domaines que ce soit dans la mise en place de dispositif expérimental ou dans l'organisation de mes codes.

Cette thèse s'étant déroulée tout au long de la période Covid, l'omniprésence d'une bonne ambiance d'équipe m'a permis de ne pas (trop) perdre contact avec la réalité. Par conséquent, je souhaite remercier Sylvie Costrel, Bastien Arnal et Philippe Moreau pour nos discussions, qu'elles soient professionnelles ou personnelles. Aurélien Gourrier qui est le chef de notre équipe OPTIMA, pour toutes les bières payées à nous autres pauvres doctorants et stagiaires. Et bien sûr je remercie tous les post-doctorants et doctorants que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces 3 ans : Bathilde, Antonio, Sylvain, Guillaume, Camille, Ivana et ceux que j'oublie, pour toutes ces soirée bières et jeux de sociétés, ou encore les sorties randonnées, ski, et raquettes.

Cette thèse m'a également permis de rencontrer tous ceux du groupe de randonnée, une petite pensée particulière aux futurs parents et un grand merci à Aline Cisse (le flamant rose) pour avoir fait le lien Lille-Grenoble puis avec le groupe de randonnée.

Merci à ma famille et à mes amis de longue date d'être venus sur Grenoble prendre de mes nouvelles pendant ces trois ans. Je remercie tout particulièrement mon père qui a sacrifié son ménisque lors de mon installation.

Enfin je remercie, Marine, ma compagne pour être resté à mes côtés malgré la distance, et pour m'avoir épaulé tout au long de cette thèse. Je ne sais toujours pas pourquoi j'ai cette chance.

Merci

Table des matières

1 Introduction et état de l'art **1**

1.1 Imagerie optique par endoscopie . . . 1

1.2 Imagerie à travers les fibres optiques multimodes . . . 2

1.3 Effet mémoire . . . 4

1.3.1 Effet mémoire dans les milieux diffusants . . . 4

1.3.2 Imagerie à travers un milieu diffusant utilisant l'effet mémoire . . . 6

1.3.3 Effet mémoire dans les fibres optiques multimodes . . . 10

1.4 Fibres multimodes à cœur carré . . . 11

1.5 Objectifs et structure de la thèse . . . 12

2 Mise en évidence d'un effet mémoire dans une fibre multimode à cœur carré **15**

2.1 Modèle simplifié d'une fibre à cœur carré . . . 17

2.1.1 Prédiction qualitative d'un effet mémoire . . . 17

2.1.2 Modèle analytique . . . 18

2.1.3 Expression de la fonction d'inter-corrélation entre deux motifs . . . 21

2.2 Première observation expérimentale . . . 28

2.2.1 Dispositif expérimental . . . 28

2.2.2 Analyse des motifs d'intensité en sortie de fibre . . . 30

2.3 Conclusions . . . 38

3 Procédures et montages expérimentaux **39**

3.1 La fibre à cœur carré . . . 39

3.1.1 Sélection de la fibre . . . 39

3.1.2 Préparation de la fibre . . . 40

3.1.3 Propriétés de la fibre . . . 44

3.2 Montage optique et méthodes d'acquisition . . . 48

3.2.1 Dispositif expérimental . . . 48

3.2.2 Procédure d'alignement . . . 50

3.2.3 Mesure des grandissements des montages 4f . . . 51

3.2.4 Mesure du champ par holographie hors-axe . . . 53

3.2.5 Description d'une séquence d'acquisition . . . 55
3.2.6 Calculs des fonctions de corrélations normalisées . . . 57
3.3 Validation du montage . . . 58
3.3.1 Validation des translations du champ incident . . . 58
3.3.2 Mesures sur fibre carrée . . . 61
3.3.3 Conclusion . . . 64

4 Mesure quantitative de l'effet mémoire **67**
4.1 Définition de la portée de l'effet mémoire l_{ME} . . . 67
4.1.1 Modèle d'effet mémoire fini . . . 67
4.1.2 Procédure d'ajustement . . . 69
4.1.3 Reproductibilité des résultats . . . 69
4.2 Mesure de l_{ME} à partir d'une mesure en intensité . . . 74
4.2.1 Comparaison entre $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}$ et C_I . . . 75
4.2.2 Comparaison des valeurs de l_{ME} obtenues à partir de $|C_E|^2$, $C_{|E|^2} - \beta_{|E|^2}$ et $C_I - \beta_I$ 78
4.3 Conclusion . . . 78

5 Robustesse de l'effet mémoire **81**
5.1 Résistance de l'effet mémoire à de petites perturbations . . . 81
5.2 Effet de la polarisation . . . 84
5.3 Sensibilité de l_{ME} aux paramètres géométriques de la fibre . . . 87
5.3.1 Longueur de la fibre . . . 87
5.3.2 Torsion . . . 91
5.3.3 Influence de la flexion sur l'effet mémoire. . . . 95
5.4 Conclusions . . . 99

Conclusion générale **101**

Bibliographie **I**

Production scientifique **V**

1

Introduction et état de l'art

Sommaire

1.1 Imagerie optique par endoscopie 1
1.2 Imagerie à travers les fibres optiques multimodes 2
1.3 Effet mémoire 4
1.3.1 Effet mémoire dans les milieux diffusants 4
1.3.2 Imagerie à travers un milieu diffusant utilisant l'effet mémoire 6
1.3.3 Effet mémoire dans les fibres optiques multimodes 10
1.4 Fibres multimodes à cœur carré 11
1.5 Objectifs et structure de la thèse 12

1.1 Imagerie optique par endoscopie

Le contexte général de cette thèse est celui de l'imagerie endoscopique. Les endoscopes sont des guides de lumière qui permettent de transférer les rayons entrant par l'une de ses extrémités vers l'autre extrémité. Couplés avec une caméra, ils permettent de visualiser des endroits difficilement accessibles, dans le but, soit de guider une opération, on parle alors d'endoscopie opératoire, soit d'établir un diagnostic. Depuis l'invention de l'endoscopie en 1805 par Philipp Bozzini, de nombreux scientifiques [1–6] ont amélioré la résolution, diminué le diamètre et augmenté la flexibilité des dispositifs, jusqu'à ce qu'ils atteignent la forme qu'ils ont aujourd'hui.

La forme la plus commune des endoscopes actuels consiste en un faisceau de fibres monomodes, chacune de ces fibres monomodes jouant le rôle de guide d'information associé à un pixel. Ce type

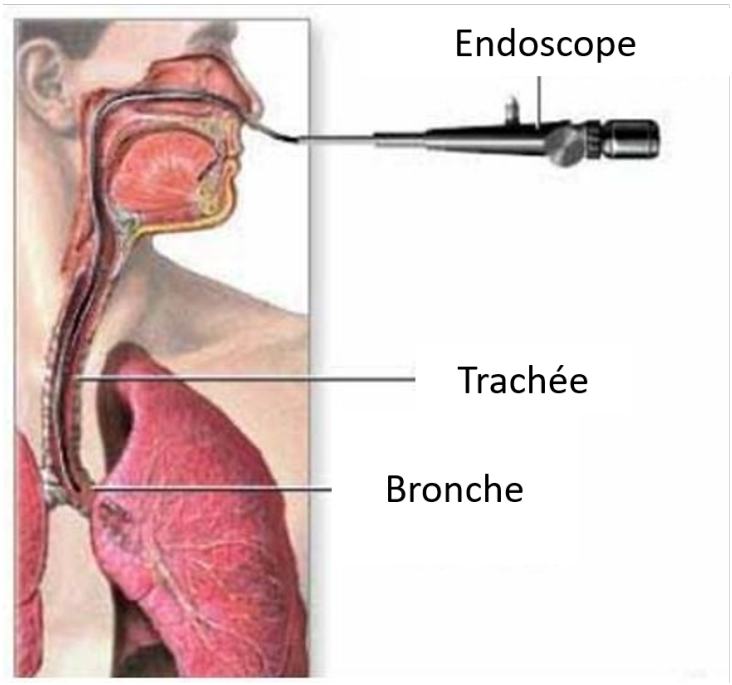

FIGURE 1.1 – *Schéma de l'utilisation d'un endoscope dans des voies respiratoires. Figure adaptée à partir de [8]*

d'endoscope contient habituellement près de 6 000 fibres monomodes (comme l'endoscope commercial ART2-2-040 [7]) ayant un diamètre d'environ 10 µm limitant ainsi la résolution d'un tel endoscope à plusieurs microns. Le diamètre total d'un endoscope de ce type est de l'ordre du millimètre. Ces dispositifs peuvent être utilisés pour la visualisation de l'intérieur de conduits (pour la maintenance d'installations industrielles, l'automobile, l'aéronautique ...) ou dans le cas d'une utilisation médicale pour visualiser l'intérieur de voies naturelles (schéma figure 1.1), telles que la trachée, l'œsophage, le colon, etc.

De par son diamètre, ce type d'endoscope est trop invasif pour de nombreuses applications biomédicales (imagerie d'organes non-accessibles par des voies naturelles), ou biologiques (imagerie cérébrale *in vivo* dans de petits animaux). Une des alternatives possibles à ce type d'endoscope est d'utiliser non plus un faisceau de fibres monomodes mais une fibre multimode unique. Celle-ci a un diamètre plus important qu'une fibre monomode, mais elle possède en théorie autant de canaux d'information qu'elle possède de modes, améliorant ainsi la densité des "pixels" de l'endoscope d'un à 2 ordres de grandeur [9] par rapport à un endoscope classique.

1.2 Imagerie à travers les fibres optiques multimodes

L'inconvénient majeur de l'utilisation d'une fibre multimode unique est que, suite à une propagation d'un faisceau de lumière cohérente dans celle-ci, le faisceau à la sortie de la fibre est une figure d'in-

terférence avec un aspect granuleux que l'on appelle un speckle [10–12] (mot utilisé dans la suite) ou tavelure en français, comme illustré sur la figure 1.2.

Ce speckle correspond cependant à un brouillage déterministe du champ initial et peut donc en théorie être pré-compensé.

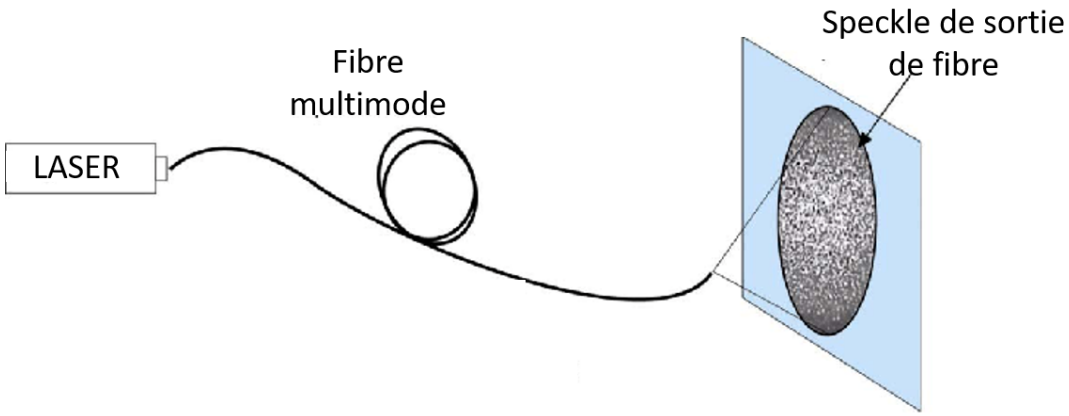

FIGURE 1.2 – *Formation d'un speckle à la sortie d'une fibre multimode.*

Ce speckle a pour origine l'interférence entre différents modes de la fibre ayant des vitesses de propagation différentes. De plus, lors de la propagation dans la fibre, ces différents modes peuvent se coupler, complexifiant encore d'autant plus l'interprétation de toute information la traversant.

Par bien des aspects, un tel comportement se rapproche du comportement d'un milieu diffusant. C'est pourquoi de nombreuses techniques qui ont été originellement développées pour imager à travers ces milieux [13–18] ont été adaptées pour être utilisées sur des fibres multimodes : conjugaison de phase analogique [19–21], conjugaison de phase numérique [22, 23], mesure de la matrice de transmission du milieu ou de la fibre [24–26] (opérateur mathématique permettant de convertir le champ d'entrée en champ de sortie du milieu traversé). Cette dernière approche est la plus couramment utilisée de nos jours.

Ces méthodes nécessitent l'utilisation d'un manipulateur de front d'onde qui peut être un SLM (*Spatial Light Modulator*) ou un DMD (*Digital Micro-mirror Device*) qui, combiné avec l'holographie de Lee [27, 28], permet de manipuler un front d'onde .

Mais ces méthodes présentent plusieurs inconvénients. Dans un premier temps, elles nécessitent toutes une phase de calibration qui ne reste valable que dans le cas où l'état des milieux traversés (ou de la fibre) reste inchangé (pas de variation de température, de contraintes ...). Dans un second temps, cette calibration nécessite généralement d'accéder aux deux extrémités du milieu traversé.

Tous ces obstacles rendent l'utilisation de fibres optiques multimodes, pour réaliser un endoscope, assez complexe. Dans cette thèse, nous allons mettre en évidence un effet qui a déjà été utilisé dans les

milieux diffusants et qui a permis de mettre au point une méthode d'imagerie sans calibration. Cet effet n'avait jamais été observé de façon exploitable dans les fibres optiques multimodes.

1.3 Effet mémoire

1.3.1 Effet mémoire dans les milieux diffusants

L'effet mémoire en optique est un phénomène qui a été décrit pour la première fois à la fin des années 1980 [29, 30] : même en présence de diffusion multiple, le speckle en sortie d'un milieu diffusant peut garder la mémoire d'une transformation subie par le champ à l'entrée. Le champ transmis reste alors corrélé, lorsque l'on apporte un angle (on parle alors d'effet mémoire angulaire) ou une translation (on parle alors d'effet mémoire de translation) sur un faisceau incident de lumière cohérente (figure 1.3).

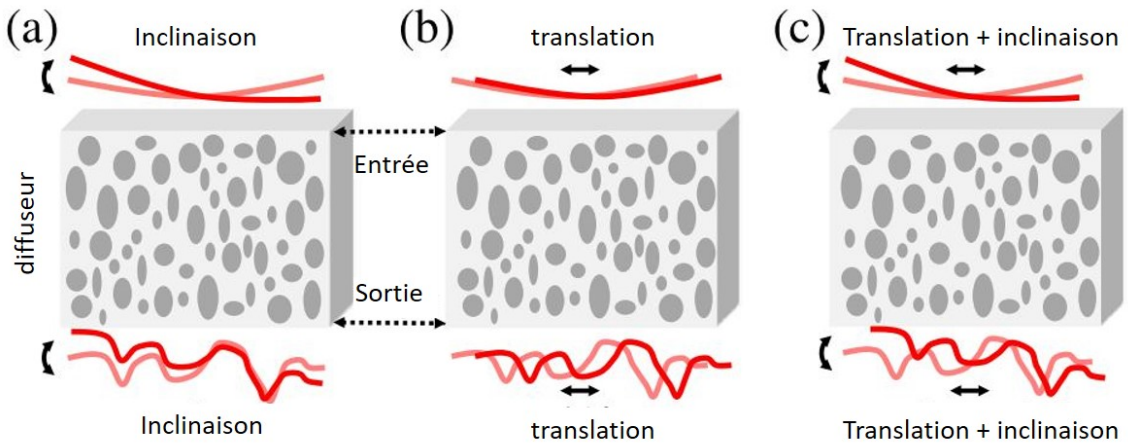

FIGURE 1.3 – *Les 3 différents types d'effet mémoire, en (a) il s'agit de l'effet mémoire angulaire pour lequel on fait évoluer l'angle d'arrivée du front d'onde ce qui fait varier du même angle le front d'onde à la sortie du milieu diffusant, en (b) il s'agit de l'effet mémoire de translation [31] pour lequel une translation du front d'onde excitateur entraîne une translation du front d'onde de sortie, en (c) il s'agit d'une combinaison des deux effets mémoires précédents. Modifié à partir de [32].*

Cependant cette corrélation persiste sur un angle d'inclinaison limité, ce qui correspond à une modification progressive du motif du speckle de sortie lors de la translation ou de l'inclinaison du champ incident. Cette décorrélation avait été observée dès la découverte de l'effet mémoire en 1988 (voir figure 1.4). Elle dépend de la longueur d'onde, de la nature et de l'épaisseur de l'échantillon traversé [29,32,33]. L'évolution de la corrélation en fonction de l'angle d'incidence, dans le cas d'une diffusion multiple, a été exprimée sous la forme [29, 30] :

$$C(qL) = \left(\frac{qL}{\sinh(qL)} \right)^2 \tag{1.1}$$

avec $q = \frac{2\pi\delta\theta}{\lambda}$, où λ est la longueur d'onde, $\delta\theta$ l'écart d'angle d'inclinaison des faisceaux incidents et L l'épaisseur du milieu.

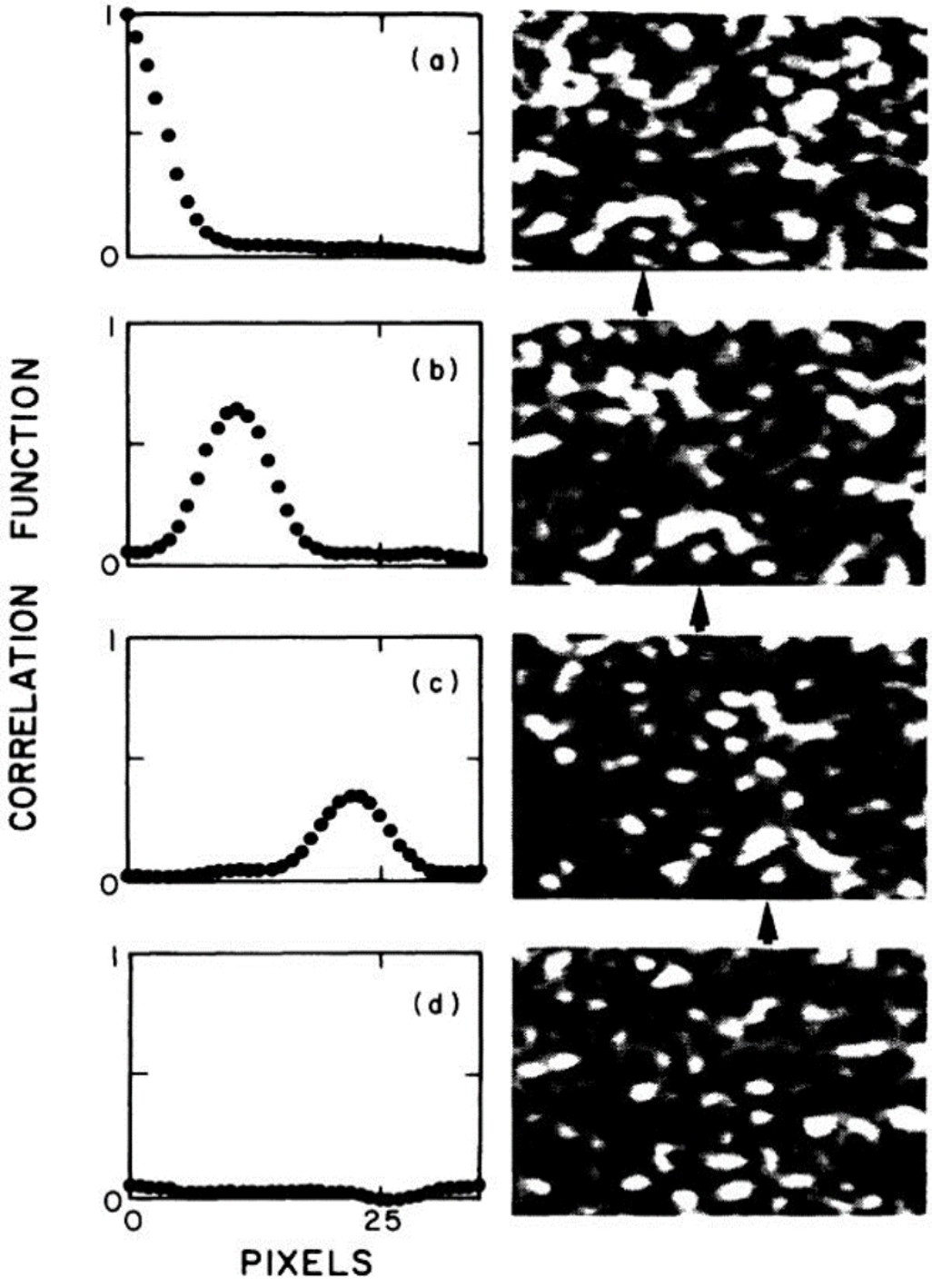

FIGURE 1.4 – *Les courbes correspondent respectivement (a) à l'auto-corrélation d'un speckle de sortie de milieu diffusant (situé à droite de la courbe) pour un faisceau excitateur arrivant en incidence normale, (b) et (c) la cross-corrélation obtenue entre le speckle en (a) et le speckle obtenue pour un faisceau excitateur arrivant avec un angle de 10 et 20 mdeg. En (d) il s'agit de la cross-corrélation entre deux speckles indépendants, figure issue de l'article [29].*

L'angle de persistance de la corrélation, que l'on peut associer à l'effet mémoire, est linéairement proportionnel à la longueur d'onde et est inversement proportionnel à l'épaisseur du milieu traversée.

Durant les récentes années, cet effet a eu de nombreuses conséquences pratiques pour l'imagerie d'objets situés derrières un milieu diffusant.

1.3.2 Imagerie à travers un milieu diffusant utilisant l'effet mémoire

En 2012, Bertolotti et collaborateurs [34] ont introduit une méthode d'imagerie à travers un milieu diffusant qui ne nécessite aucune phase de calibration, basée sur l'utilisation de l'effet mémoire.
Pour cela, les auteurs ont placé un échantillon fluorescent à une distance d d'un matériau diffusant, puis ont fait varier l'angle d'incidence θ d'un faisceau laser d'excitation illuminant l'autre extrémité de celui-ci. Grâce à l'effet mémoire angulaire, l'échantillon est alors balayé par un motif de speckle. La fluorescence émise par l'objet est rétropropagée et enregistrée par un capteur monopixel pour chaque position prise par le faisceau d'excitation, voir figure 1.5.

L'intensité mesurée sur le détecteur peut s'exprimer sous la forme de la convolution de l'intensité du speckle $S(r)$ illuminant l'objet et de la fluorescence $O(r)$ de celui-ci, comme exprimé dans l'équation 1.2 :

$$I(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} O(r)S(r-\theta d)\mathrm{d}^2 r \tag{1.2}$$

où θ est l'angle d'arrivée du faisceau excitateur sur le milieu diffusant, d la distance entre le milieu diffusant et l'échantillon.

Cette méthode a nécessité de moyenner une multitude de mesures en partant de différents angles de départ suffisamment espacés pour que les speckles initiaux illuminant l'objet soit indépendants entre réalisations.

La propriété centrale exploitée ici est que l'auto-corrélation d'un speckle est un pic avec un diamètre limité par diffraction [10]. L'auto-corrélation de la distribution d'intensité mesurée représente donc l'auto-corrélation de l'objet avec une résolution correspondante au grain de speckle. L'auto-corrélation donne accès au module de la transformée de Fourier de l'objet. En utilisant le fait que la fluorescence de l'objet est toujours réelle et positive, il est alors possible en utilisant un algorithme de type Gerchberg–Saxton [35,36] de trouver la phase de la transformée de Fourier de l'objet et donc de reconstruire la fluorescence de l'objet. Cette méthode permet donc, sans aucune étape de calibration, d'imager un objet fluorescent situé derrière un milieu diffusant tant que l'effet mémoire existe.

Suite à ces travaux pionniers, d'autres études ont exploité le même effet avec des variantes. Par exemple, en 2014, ce principe a permis d'imager un objet caché derrière une couche diffusante à l'aide d'une seule image acquise par une caméra [37]. L'effet mémoire peut être également couplé avec de l'optimisation de front d'onde pour focaliser [38] ou mesurer une matrice de transmission [39] sans qu'il

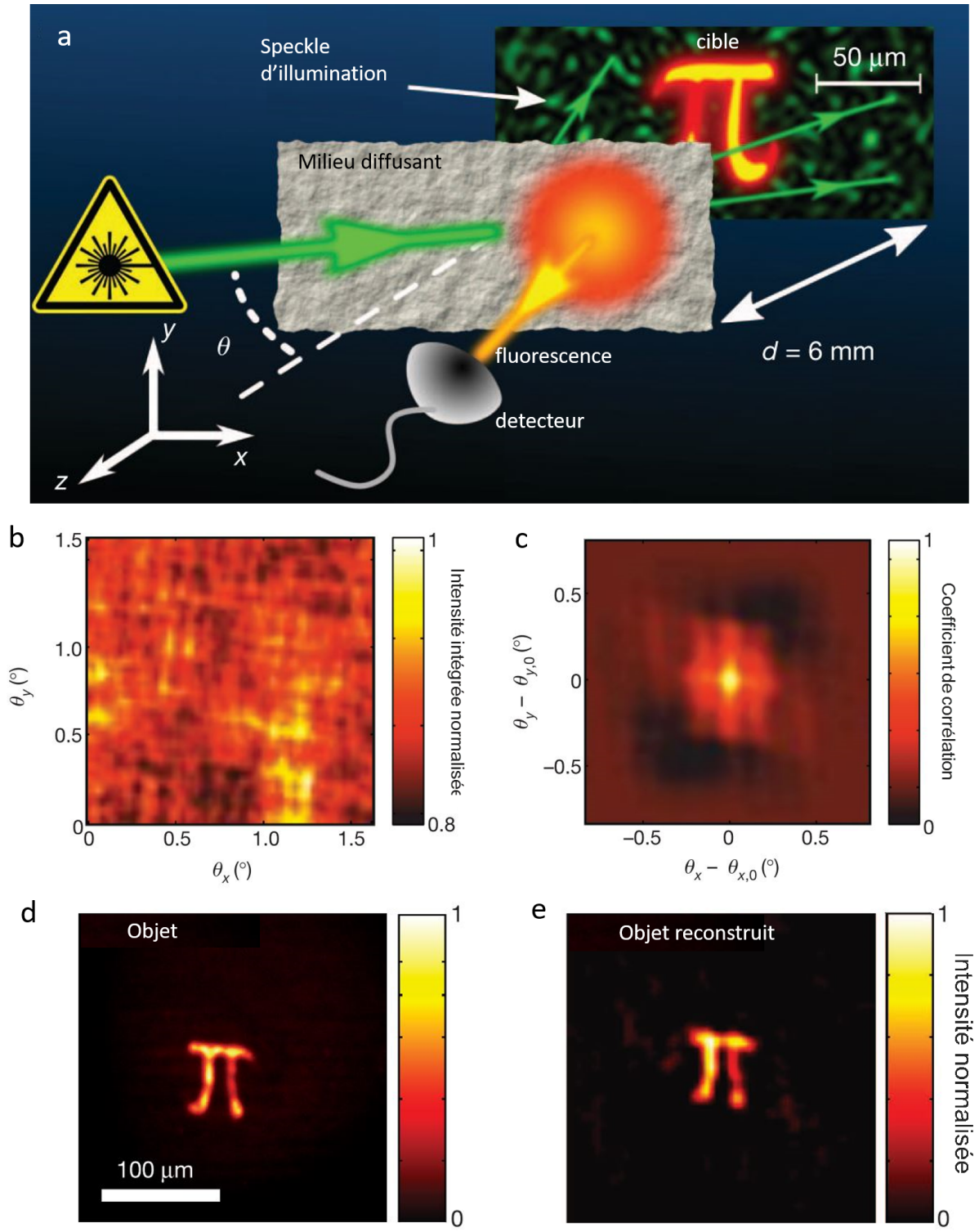

FIGURE 1.5 – *Description de la méthode d'imagerie à travers un milieu diffusant utilisant l'effet mémoire. (a) Schéma du dispositif expérimental permettant d'imager un objet derrière un milieu diffusant. La carte de l'intensité mesurée sur le détecteur en fonction de l'angle incident $\theta(r)$ est représentée en (b), elle permet de reconstruire l'auto-corrélation de l'objet en (c) obtenue ici après moyennage sur 9 acquisitions indépendantes. A l'aide d'un algorithme de recouvrement de phase, on reconstruit ainsi l'image de l'objet en (e) que l'on peut comparer avec une mesure directe de la fluorescence de celui-ci en (d). Figure extraite de l'article [34].*

soit nécessaire d'accéder au plan où se trouve l'échantillon.

L'un des principaux inconvénient des méthodes d'imagerie basées sur l'effet mémoire est que le champ de vue est généralement faible, puisque le speckle ne reste corrélé que sur une zone limitée.

Une étude [40] sur la portée de l'effet mémoire en fonction de l'épaisseur de couches diffusantes de différents tissus biologiques (blanc de poulet et cerveau de rat) a montré que la longueur de l'effet mémoire (définie comme l'angle $\Delta\Phi_{\frac{1}{5}}$ à partir du quel la corrélation tombe à $\frac{1}{5}$ de sa valeur maximale) est de l'ordre de quelques centaines de millidegrés pour une épaisseur de tissu de l'ordre du millimètre (voir tableau 1.6). On constate sur ce tableau que la portée de l'effet mémoire décroît fortement après

		L [µm]	$\Delta\phi_{1/5}^{\text{exp}}$ [mdeg]
ZnO		650	17.5
Blanc de poulet		850	476
		1000	438
		1170	203
		1660	208
		2730	21
Cerveau de rat	haut	400	301
		800	30
		1600	17
	milieu	400	98
		800	34

FIGURE 1.6 – *Evolution de la portée de l'effet mémoire $\Delta\Phi_{\frac{1}{5}}$ en fonction de l'épaisseur d'échantillon biologique L. Tableau modifié à partir de [40]*

quelques millimètres d'épaisseur de milieu traversé, ce qui limite son utilité pour l'imagerie d'objets situés au delà d'une épaisseur de tissu de 2 à 3 mm .

Il y a des idées pour aller vers une imagerie sur des champs de vue dépassant la portée de l'effet mémoire. En particulier, une méthode récente [41] permet de reconstruire des objets étalés sur une distance supérieure à la portée de l'effet mémoire : à partir de speckles d'illumination aléatoires, les images sont démixées pour retrouver la contribution de chaque émetteur de la scène, puis de la reconstruire en corrélant ces contributions individuelles (voir figure 1.7). Le champ de vue atteint de cette façon est de près de 3 fois la portée de l'effet mémoire.

Cependant toutes ces méthodes restent actuellement limitées à des épaisseurs de couches diffusantes de quelques millimètres (au-delà la portée de l'effet mémoire est trop faible). L'imagerie plus en profondeur dans les tissus nécessite d'autres approches. Parmi celles-ci, l'endoscopie faiblement invasive constitue une possibilité.

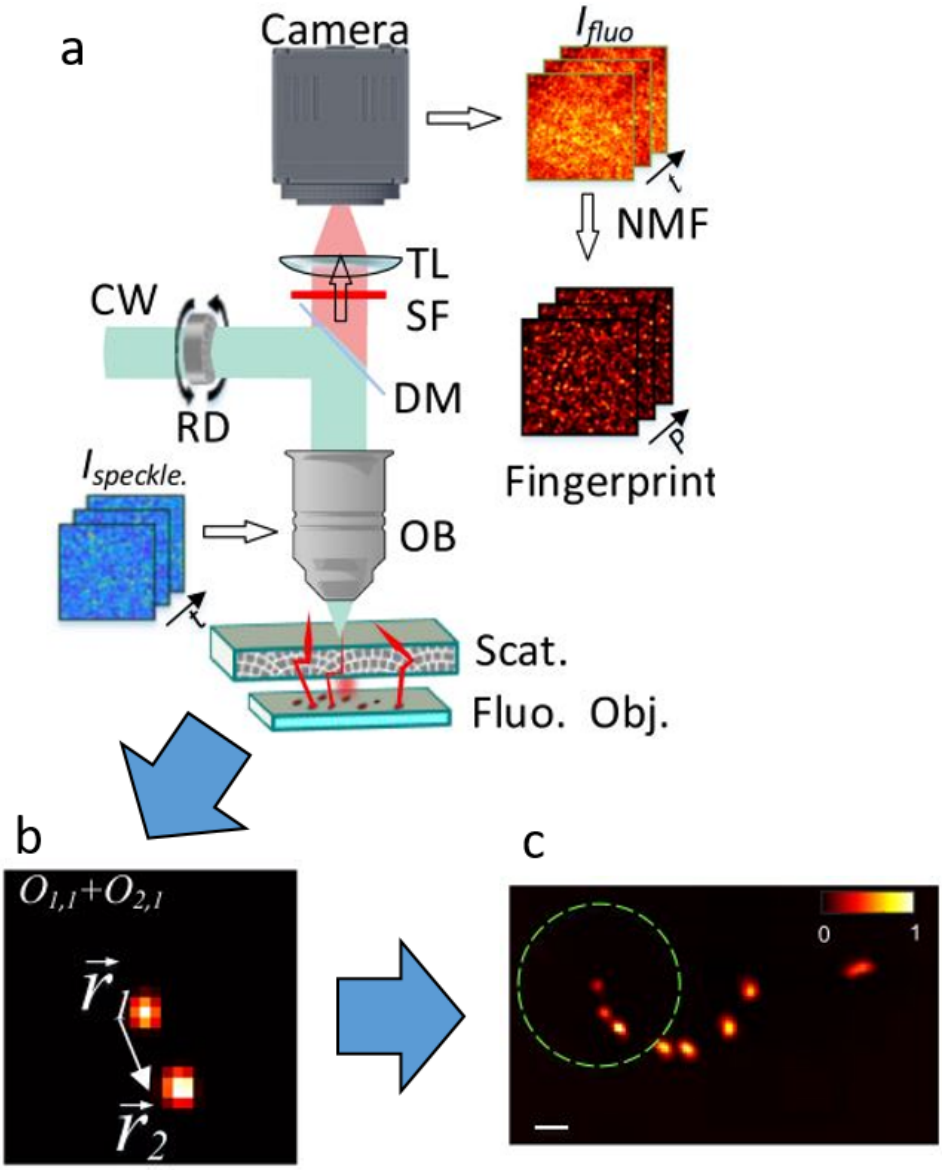

FIGURE 1.7 – *Schéma du dispositif expérimental et image reconstruite.* ***a*** *Dispositif expérimental, un faisceau de lumière cohérente passe par un diffuseur rotatif permettant ainsi de générer des speckles indépendants qui excitent des objets fluorescents situés derrières la couche diffusants. L'intensité I_{fluo} émise par ces objets est acquise par la caméra. La contribution de chaque émetteur est extraite en utilisant un algorithme de Factorisation par matrices non négatives (NMF) [42]. Une déconvolution par paires sur ces contributions donne l'information de la distance relative d'un objet avec un objet voisin situé à une distance inférieur à la portée de l'effet mémoire (**b**). Finalement la scène reconstruite (**c**) n'est pas limitée par l'étendue de l'effet mémoire, qui est représentée par un cercle vert. Figure issue [41].*

1.3.3 Effet mémoire dans les fibres optiques multimodes

Comme nous l'avons dit précédemment, bon nombre de techniques qui étaient originellement développées pour imager un objet derrière un milieu diffusant, ont été adaptées aux fibres optiques multimodes. Or l'existence d'un effet mémoire ouvre la possibilité d'une imagerie sans calibration dans les milieux diffusants. Il serait donc intéressant d'étudier si un tel effet effet pourrait exister dans les fibres optiques multimodes. Cela rendrait possible l'imagerie à de grandes profondeurs avec des sondes minimalement invasives et sans calibration.

En 2015, Amitonova & al [43] ont ainsi montré qu'il existe une forme d'effet mémoire rotationnel dans les fibres multimodes usuelles à symétrie circulaire (l'observation de cet effet a été déjà mentionné dans les travaux plus anciens pour des applications de spectroscopie en astronomie [44]). La figure 1.8 montre le résultat de l'expérience suivante [43] : le faisceau incident est focalisé en un point, sur la face d'entrée, et est déplacé selon un cercle de r =13 µm avec un pas angulaire de $\Delta\alpha = 2°$. Les speckles sur la sortie de fibre obtenus pour les différentes positions du faisceau d'entrée sont corrélés avec le speckle obtenu pour la position initiale du faisceau d'excitation, ce qui mène aux coefficients de corrélation tracés sur la figure 1.8.

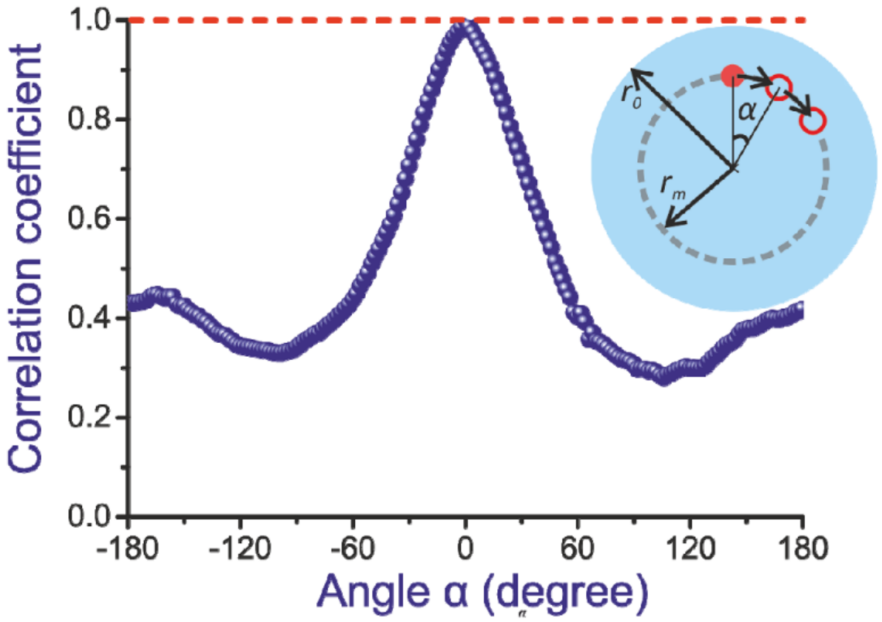

FIGURE 1.8 – *Coefficient de corrélation entre des speckles de sortie obtenus pour différentes positions angulaires α du faisceau d'excitation et le speckle de sortie obtenu pour une position $\alpha = 0°$ du faisceau d'excitation. Le coefficient de corrélation est défini de façon à ce que 1 correspond à l'auto-corrélation et 0 à des speckles indépendants. Figure adaptée de [43].*

Comme le coefficient de corrélation ne descend pas en-dessous de 0.3 pour une rotation complète du faisceau d'entrée, les auteurs concluent à l'existence d'un effet mémoire dit de rotation dans ce type de fibre.

L'inconvénient principal de cet effet mémoire de rotation est qu'il est limité à une dimension azimutale et ne permet donc pas de balayer le motif dans toutes les directions du plan. Pour reconstruire l'image 2D d'un échantillon situé à la sortie de la fibre (par une approche similaire à celle décrite au paragraphe 1.3.2), il faudrait qu'en plus de cet effet mémoire de rotation, il y ait un effet mémoire radial. Or un tel effet mémoire, permettant de scanner un point selon un rayon, n'existe pas dans les fibres multimodes circulaires usuelles [45].

1.4 Fibres multimodes à cœur carré

C'est dans l'optique de trouver un type de fibre optique compatible avec cette méthode que notre attention s'est portée sur les fibres optiques à cœur carré, leur propriété de symétrie les désignant comme des candidates prometteuses.

Jusqu'à présent ce type de fibres a été principalement utilisé en astronomie dans des systèmes de télescope spectroscopique à fibre pour des mesures de vitesse radiale d'astres [46, 47]. Ces fibres sont considérées comme de "meilleurs mélangeurs" optiques que les fibres usuelles, c'est à dire que le speckle en sortie tend à être plus isotrope, ce qui permet de réduire les fluctuations des signaux mesurés.

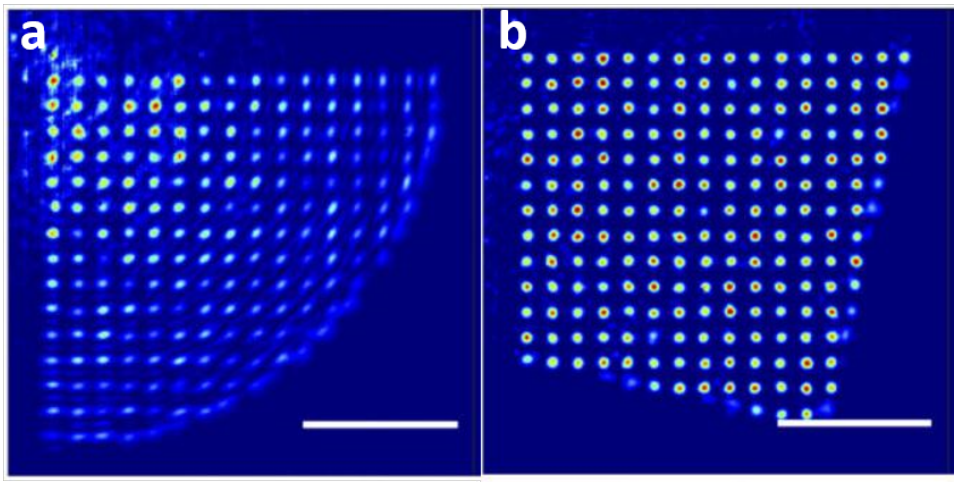

FIGURE 1.9 – *Focalisation sur une grille de 16×16 points en sortie d'une fibre optique circulaire en (a) et carrée en (b) en utilisant pour les deux 5% des modes de la fibre. Figure issue de l'article [48].*

Récemment les fibres carrées [48, 49] ont été étudiées dans le contexte de l'imagerie par façonnage de front d'onde. En optimisant les phases des modes à l'entrée, la lumière est focalisée sur la face de sortie de la fibre. En comparant les fibres carrées aux fibres circulaires, les auteurs remarquent que les modes dans les fibres carrées sont plus uniformément répartis spatialement. Ainsi, comme le montre la figure 1.9, même pour un faible nombre de modes optimisés, l'amplitude de focalisation est uniforme

sur toute la surface d'une fibre carrée, alors que ce n'est pas le cas pour les fibres multimodes circulaires, le nombre de modes situés sur la périphérie du cœur de ceux-ci étant bien plus important qu'au centre. Cette observation est reliée à la propriété de mélangeur optique, déjà mentionnée pour les fibres carrées. Les auteurs concluent à l'intérêt des fibres à cœur carré pour l'imagerie par façonnage de front d'onde. Les auteurs mentionnent en particulier qu'il n'existe pas de corrélations entre les faces d'entrée et de sortie ("free from any input-output correlations" [48]). Dans ce travail de thèse, nous allons montrer exactement le contraire.

1.5 Objectifs et structure de la thèse

L'objectif général de la thèse est la mise en évidence et la caractérisation expérimentale d'un effet mémoire de translation dans des fibres multimodes à cœur carré.

Dans le chapitre 2, nous présentons dans un premier temps les considérations théoriques de symétries qui nous ont conduit à rechercher un effet mémoire de translation dans des fibres multi-modes à cœur carré. Nous présentons un modèle idéal de fibre à cœur carré et à parois parfaitement réfléchissantes qui permet de prédire de façon analytique la plus simplifiée possible l'origine et la nature des effets qui seront étudiées expérimentalement. Nous montrons ensuite expérimentalement, à l'aide d'un premier montage permettant d'effectuer des translations dans une direction unique, qu'il existe bien une forme spéciale d'effet mémoire de translation dans une fibre multimode à cœur carré.

Dans le chapitre 3, nous proposons et mettons en oeuvre un montage expérimental permettant d'effectuer des translations 2D de motifs de champs (en amplitude et en phase), dans toute direction parallèle à la face d'entrée d'une fibre multimode, et de mesurer les champs (en amplitude et en phase également) au niveau de la face de sortie de la fibre par holographie numérique hors-axe. Nous décrivons également dans ce chapitre la méthode de préparation des fibres.

Le chapitre 4 propose une définition et une méthode de mesure d'une longueur notée l_{ME} qui quantifie la portée de l'effet mémoire mis en évidence dans les chapitres précédents. Nous montrons que cette longueur, définie à partir des mesures de corrélations complexes en champs (amplitude et phase), peut également être estimée à partir de mesures d'intensité seulement, sous réserve d'effectuer une compensation des fluctuations statistiques affectant les mesures de corrélation en intensité.

Dans le dernier chapitre, nous étudions la sensibilité de l'effet mémoire (défini quantitativement par la grandeur l_{ME} introduite dans le chapitre précédent) à différents paramètres expérimentaux. Nous mettons dans un premier temps en évidence la robustesse de l'effet mémoire à une légère perturbation de la géométrie de la fibre, suffisante par ailleurs pour complètement décorréler le champ de speckle en

sortie de fibre. Nous étudions ensuite l'effet de la polarisation sur l'effet mémoire. Dans la troisième et dernière partie de ce chapitre, nous étudions l'évolution de l_{ME} en fonction de la longueur de la fibre, et de deux types de déformations imposées à la fibre, des déformations de torsion et des déformations de flexion.

Nous terminons ce manuscrit par une conclusion résumant les résultats obtenus et nous proposerons quelques perspectives.

2

Mise en évidence d'un effet mémoire dans une fibre multimode à cœur carré

Sommaire

2.1 Modèle simplifié d'une fibre à cœur carré 17
2.1.1 Prédiction qualitative d'un effet mémoire 17
2.1.2 Modèle analytique 18
2.1.3 Expression de la fonction d'inter-corrélation entre deux motifs 21
2.2 Première observation expérimentale 28
2.2.1 Dispositif expérimental 28
2.2.2 Analyse des motifs d'intensité en sortie de fibre 30
2.3 Conclusions 38

Dans ce chapitre, nous mettons en évidence l'existence d'un effet mémoire dans une fibre multimode à cœur carré. Dans un premier temps, nous présentons un modèle idéalisé de fibre carrée à parois parfaitement réfléchissantes, qui permet de prédire simplement l'existence d'une forme d'effet mémoire de translation, et de définir un cas idéal de référence auquel nous pourrons comparer les résultats expérimentaux. Dans la seconde partie, nous présentons une mise en évidence expérimentale de l'effet mémoire prédit dans le cadre du modèle idéalisé.

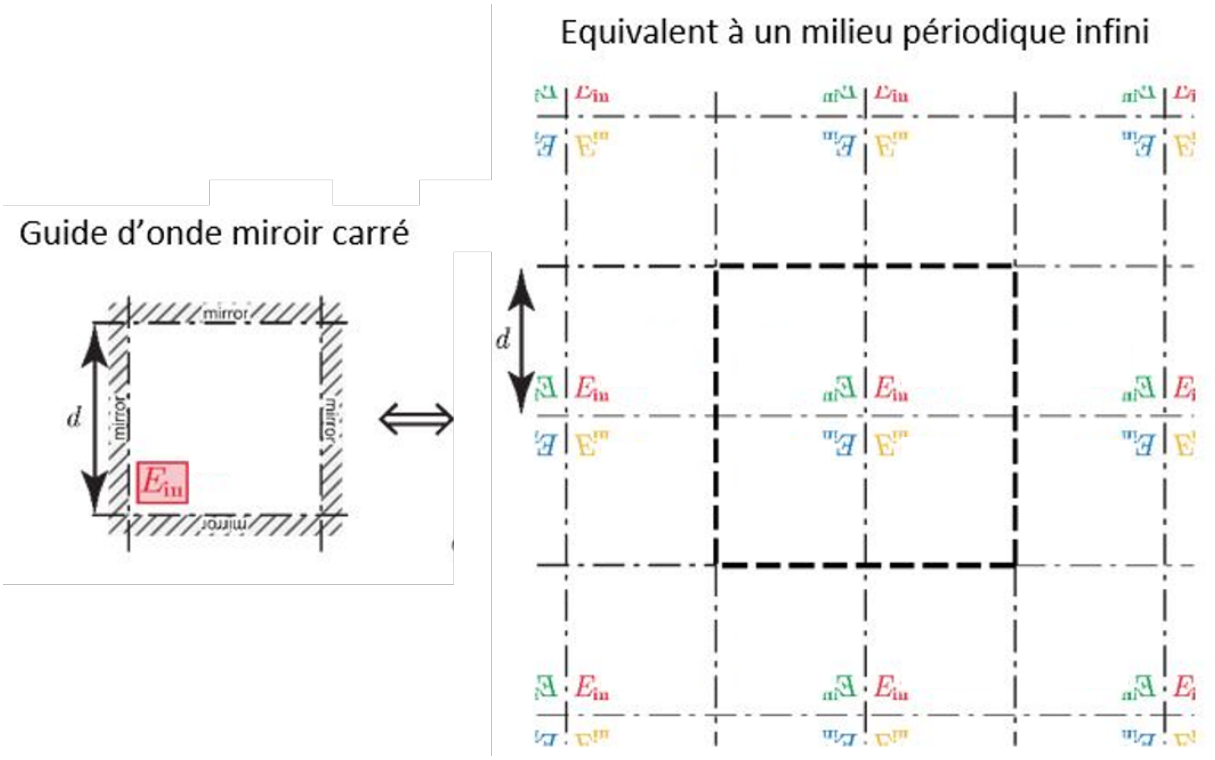

FIGURE 2.1 – *Le schéma de gauche correspond au guide d'onde carré avec des parois parfaitement réfléchissantes, ayant des côtés de longueur d et dans lequel un champ E_{in} est injecté. Le schéma de droite est un milieu infini périodique ayant une périodicité de 2*d qui est équivalent au guide d'onde miroir carré. Toutes les réflexions sur les parois formant un champ équivalent au champ incident sont représentés en rouge, celles équivalent à une seule réflexion verticale sont représentées en jaune, celles équivalentes à une seule réflexion horizontale sont représentées en vert, enfin celles équivalentes à une réflexion verticale puis à une réflexion horizontale sont représentées en bleu.*

2.1 Modèle simplifié d'une fibre à cœur carré

2.1.1 Prédiction qualitative d'un effet mémoire

L'idée à l'origine de cette thèse est d'exploiter les symétries particulières de fibres multimodes à cœur carrées, avec pour objectif d'identifier des effets de type effet mémoire. Les fibres que nous avons étudiées expérimentalement au cours de ce travail sont des fibres à saut d'indice, à cœur carré. Nous allons montrer sur un modèle idéalisé qu'une section carrée a pour conséquence l'existence d'une forme d'effet mémoire de type translation-translation entre les faces d'entrée ($z = z_a$) et de sortie ($z = z_b$) d'une telle fibre.

Le modèle idéal considéré est celui d'un guide d'onde à cœur carré dont les parois sont parfaitement réfléchissantes, c'est-à-dire un coefficient de réflexion réel égal à ± 1. Nous nous limitons de plus à un simple modèle scalaire de la propagation d'onde. Ce modèle ne prend donc pas en compte les effets de polarisation, ni la dépendance angulaire de la phase du coefficient de réflexion totale à une interface entre deux milieux diélectriques. La simplicité de ce modèle permet de prédire qualitativement et de comprendre l'existence d'un effet mémoire de translation, dont nous démontrerons ensuite expérimentalement l'existence dans des fibres réelles.

Nous avons donc défini un modèle simplifié d'un guide d'onde carré de côté de longueur d, ayant une section d'entrée ($z = z_a$) et une section de sortie ($z = z_b$), des parois se comportant comme des miroirs (r = ± 1 mais pas de modification de la phase) et dans lequel nous injectons un champ E_{in}. Par un raisonnement de type théorie des images, la propagation dans un tel guide d'onde est équivalente à une propagation en espace libre d'un champ périodisé transversalement par les réflexions successives sur les parois du guide.

Dans un premier temps, considérons la nature de cette périodisation dans le plan d'entrée ($z = z_a$), illustrée sur la figure 2.1. La figure montre que par une succession infinie de réflexions, le champ périodisé, équivalent à un champ d'entrée E_{in} dans la section du guide, se décompose en quatre sous-champs (représentés par des couleurs différentes) caractérisés chacun par une opération de symétrie par rapport aux parois du miroir. Le motif initial est représenté en rouge, la réflexion sur la paroi inférieure du miroir est représentée en jaune, celle correspondant aux parois latérales est représentée en vert et celle issue d'une réflexion successive verticale et latérale est représentée en bleu. Ce motif global composé de ces 4 motifs sera lui-même réfléchi et se répétera à l'infini. Par effet des réflexions successives répétées à l'infini, le champ périodisé par effet kaléidoscope a une périodicité de 2 fois la largeur du guide d'onde (2d périodique), dans lequel se répète 4 motifs issus du champ E_{in} par les 4 types de réflexions possibles sur les parois du guide.

Si l'on imagine à présent que le champ E_{in} est translaté dans le plan d'entrée, la figure 2.2 illustre que les 4 sous-champs périodisés translatent dans 4 directions différentes, résultant des 4 vecteurs de

translation se déduisant les uns des autres par des symétries miroirs. Si on note $\Delta \boldsymbol{r_a} = \Delta \boldsymbol{r_a}^+ = (\Delta x_a, \Delta y_a)$ la translation initiale, les réflexions multiples font apparaître 3 autres vecteurs de translation que nous noterons $\Delta \boldsymbol{r_a}^\pm = (\Delta x_a, -\Delta y_a)$, $\Delta \boldsymbol{r_a}^\mp = (-\Delta x_a, \Delta y_a)$ et $\Delta \boldsymbol{r_a}^- = (-\Delta x_a, -\Delta y_a)$.

Dans le plan de sortie, dans l'espace infini périodisé transversalement, le champ total résulte de la propagation des 4 sous-champs périodisés en espace fini. Or nous avons vu que dans le plan d'entrée, une translation du motif d'entrée se traduisait par une translation des 4 sous-champs périodisés. En espace infini, une translation d'un motif dans un plan d'entrée se traduit par une translation identique dans le plan de sortie, du fait de l'invariance spatiale de la propagation. On peut donc déduire que quelle que soit la complexité de la propagation, les 4 sous-champs dans la face de sortie vont translater respectivement dans des directions $\Delta \boldsymbol{r_a}^+$, $\Delta \boldsymbol{r_a}^\pm$, $\Delta \boldsymbol{r_a}^\mp$ et $\Delta \boldsymbol{r_a}^-$.

2.1.2 Modèle analytique

Expressions des champs en entrée et en sortie de fibre

Nous allons formuler la discussion qualitative de la section précédente de façon analytique. En notant $E_{\text{in}}^\mp(x_a, y_a) = rE_{\text{in}}(-x_a, +y_a)$, $E_{\text{in}}^-(\boldsymbol{r_a}) = E_{\text{in}}(-x_a, -y_a)$ et $E_{\text{in}}^\pm(\boldsymbol{r_a}) = rE_{\text{in}}(+x_a, -y_a)$, les 3 images miroirs possible du champ incident E_{in}, où r est le coefficient de réflexion du guide d'onde miroir ($r = \pm 1$), le champ incident périodisé s'écrit :

$$E_{\text{in,2d}}(\boldsymbol{r_a}) = \left[E_{\text{in}}(\boldsymbol{r_a}) + E_{\text{in}}^\mp(\boldsymbol{r_a}) + E_{\text{in}}^-(\boldsymbol{r_a}) + E_{\text{in}}^\pm(\boldsymbol{r_a})\right]_{2d-\text{periodique}} = \sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} E_{\text{in,2d}}^\varepsilon(\boldsymbol{r_a}) \tag{2.1}$$

où $\left[.\right]_{2d-\text{periodique}}$ représente l'opérateur de périodisation spatiale de période 2d dans les deux directions perpendiculaires aux parois du guide. Les champs $E_{\text{in,2d}}^+$, $E_{\text{in,2d}}^\mp$, $E_{\text{in,2d}}^-$ et $E_{\text{in,2d}}^\pm$ sont les 4 champs périodiques, que l'on peut écrire sous la forme $E_{\text{in,2d}}^+ = E_{\text{in}}(x_a, y_a) *_{x_a,y_a} [\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta(x_a - p2d) \times \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \delta(y_a - q2d)]$, $E_{\text{in,2d}}^\mp = rE_{\text{in}}(-x_a, y_a) *_{x_a,y_a} [\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta(x_a - p2d) \times \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \delta(y_a - q2d)]$, etc. Le symbole $*_{x_a,y_a}$ correspond au produit de convolution dans le plan (x_a, y_a) et $\times$ correspond à une multiplication.

Si on considère à présent une version translatée du champ d'entrée $E_{\text{in}}(\boldsymbol{r_a}; \Delta \boldsymbol{r_a}) = E_{\text{in}}(\boldsymbol{r_a} - \Delta \boldsymbol{r_a})$, le champ total incident périodisé s'écrit comme la somme de 4 sous-champs périodisés qui translatent chacun dans une des 4 directions possibles de translation :

$$E_{\text{in,2d}}(\boldsymbol{r_a}; \Delta \boldsymbol{r_a}) = \sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} E_{\text{in,2d}}^\varepsilon(\boldsymbol{r_a} - \Delta \boldsymbol{r_a}^\varepsilon) \tag{2.2}$$

Comme nous considérons pour les équivalents périodisés que la propagation se fait en espace libre, invariante par translation latérale, on en déduit que le champ de sortie correspondant à la version décalée $E_{\text{in}}(\boldsymbol{r_a} - \Delta \boldsymbol{r_a})$ du champ d'entrée peut également être exprimé comme la somme de quatre motifs de sortie qui se décalent chacun dans l'une des quatre directions $\Delta \boldsymbol{r_a}^\varepsilon$:

$$E_{\text{out,2d}}(\boldsymbol{r}_b; \Delta \boldsymbol{r_a}) = \sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} E_{\text{out,2d}}^\varepsilon(\boldsymbol{r}_b - \Delta \boldsymbol{r_a}^\varepsilon) \tag{2.3}$$

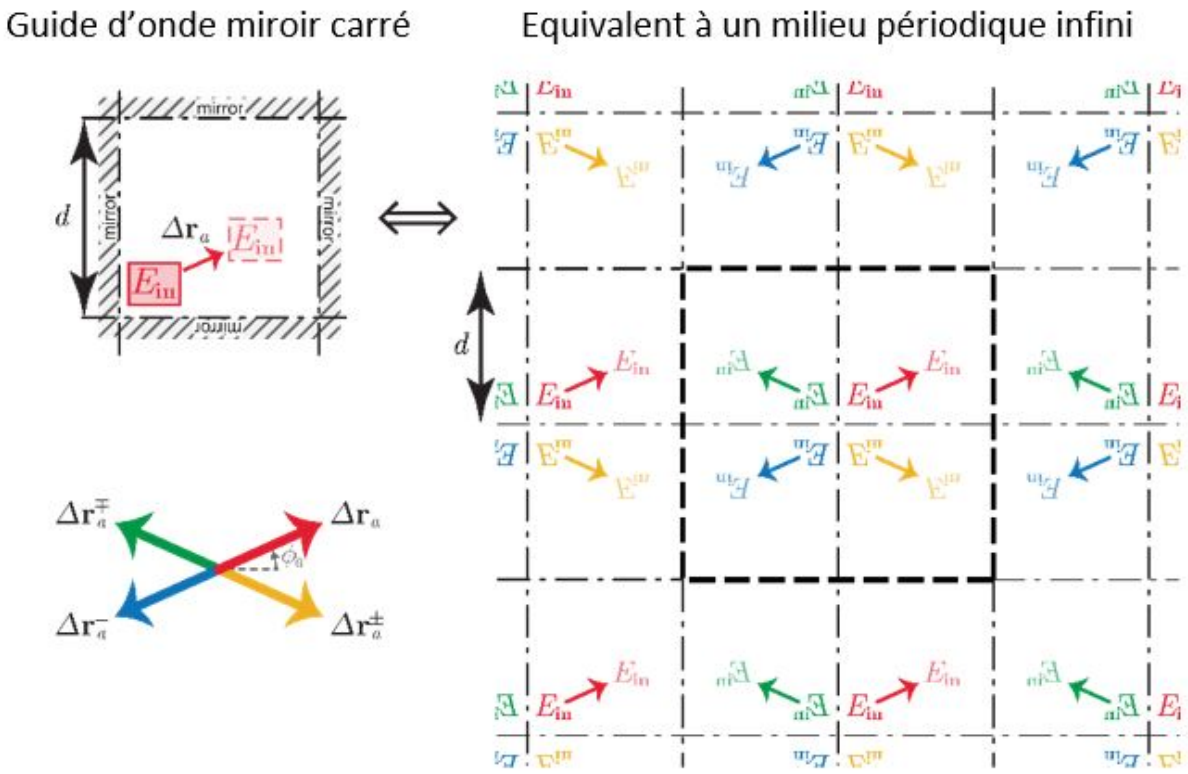

FIGURE 2.2 – *Le schéma en haut à gauche correspond à la translation d'un champ E_{in} (représentée en rouge) dans un guide d'onde carré à parois parfaitement réfléchissantes, d'une distance $|\Delta \boldsymbol{r}_a|$ dans une direction formant un angle ϕ_a avec les parois horizontales du guide d'onde. Cette translation sera équivalente par réflexion sur la paroi inférieure à une translation dans la direction $\Delta \boldsymbol{r}_{\boldsymbol{a}}^{\pm}$ (flèche jaune), de même les réflexions sur les parois latérales seront équivalentes à une translation dans la direction $\Delta \boldsymbol{r}_{\boldsymbol{a}}^{\mp}$ (flèche verte) et une réflexions successive sur une paroi verticale et latérale donnera une translation dans la direction $\Delta \boldsymbol{r}_{\boldsymbol{a}}^{-}$ (flèche bleue).*

Dans l'expression ci-dessous, $E^{+}_{\text{out,2d}}, E^{\pm}_{\text{out,2d}}, E^{\mp}_{\text{out,2d}}$ et $E^{-}_{\text{out,2d}}$ sont les 4 champs de sortie 2-d périodiques correspondant aux 4 champs d'entrée $E^{+}_{\text{in,2d}}, E^{\pm}_{\text{in,2d}}, E^{\mp}_{\text{in,2d}} et E^{-}_{\text{in,2d}}$. Cette expression indique que lorsqu'un champ est décalé à l'entrée d'un guide d'ondes carré parfaitement réfléchissant, on s'attend alors à ce que le champ à la sortie soit équivalent à quatre champs, chacun se déplaçant dans des directions qui sont des versions miroirs de la translation d'entrée.

Les 4 sous-champs périodisés peuvent être chacun calculé simplement en utilisant un opérateur de propagation en espace libre. Celui-ci s'exprime simplement dans l'espace de Fourier sous la forme $e^{i\gamma(\nu_x,\nu_y)L}$, ou $\gamma(\nu_x,\nu_y) = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{1-(\lambda\nu_x)^2-(\lambda\nu_x)^2}$, où ν_x et ν_y sont les fréquences spatiales) et $L = z_b - z_a$ est la distance de propagation dans le guide d'onde, et on obtient

$$E^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(r_b) = \iint \tilde{E}^{\varepsilon}_{\text{in,2d}}(\nu_x,\nu_y) e^{i\gamma(\nu_x,\nu_y)L} e^{\frac{2i\pi}{\lambda}(\nu_x x_b + \nu_y y_b)} d\nu_x d\nu_y \tag{2.4}$$

où $\tilde{E}^{\varepsilon}_{\text{in,2d}} = \text{TF}[E^{\varepsilon}_{\text{in,2d}}]$, quel que soit le champ incident.

Expression de l'intensité en sortie de fibre

Expérimentalement, c'est l'intensité qui est mesurable le plus simplement en sortie de fibre. En calculant l'intensité définie comme $I_{\text{out,2d}}(r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = |E_{\text{out,2d}}(r_b;\Delta\boldsymbol{r_a})|^2$ à partir de l'expression du champ en sortie, on obtient l'équation suivante :

$$I_{\text{out,2d}}(r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = I^{+}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a}) + I^{\mp}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\mp}}) + I^{-}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{-}}) + I^{\pm}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\pm}}) + I_{\text{out,interf,2d}}(r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) \tag{2.5}$$

Dans cette expression, $I^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}}) = |E^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}})|^2$ avec $\varepsilon = +,-,\pm,\mp$, et $I_{\text{out,interf,2d}}(r_b;\Delta\boldsymbol{r_a})$ contient les 12 termes croisés entre les termes de champ $E^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}})$. Le motif d'intensité est donc composé de 4 motifs d'intensité $I^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(r_b-\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}})$ qui translatent chacun dans une des directions $\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}}$, et d'un terme d'interférence qui ne correspond pas à un motif qui translate. L'intensité totale en sortie de fibre correspond à ces 16 termes, par conséquent l'intensité totale des champs se propageant dans les 4 directions $\Delta\boldsymbol{r_a^{\varepsilon}}$ ne correspondra qu'à une portion de l'intensité totale.

Génération d'un speckle en sortie du guide d'onde

A ce stade, les résultats discutés sont indépendants de la forme du champ incident et du champ de sortie. Pour presque tous les champs incidents (sauf pour les modes propres du guide), le champ de sortie dans un guide multimode est de forme compliquée. Dans ce travail de thèse, nous avons cherché à générer des champs aussi proche que possible d'un champ de speckle, de façon à les modéliser par des champs dont les propriétés statistiques sont bien connues, et dont nous pouvions expérimentalement effectuer plusieurs réalisation statistiquement équivalente. Pour ce faire, nous avons utilisé , comme discuté dans la partie expérimentale, des motifs d'illumination sous le forme de disque de speckle. La figure 2.3 illustre l'intensité prédite en sortie de notre modèle de fibre idéalisé (cf Eq.2.4) pour un champ

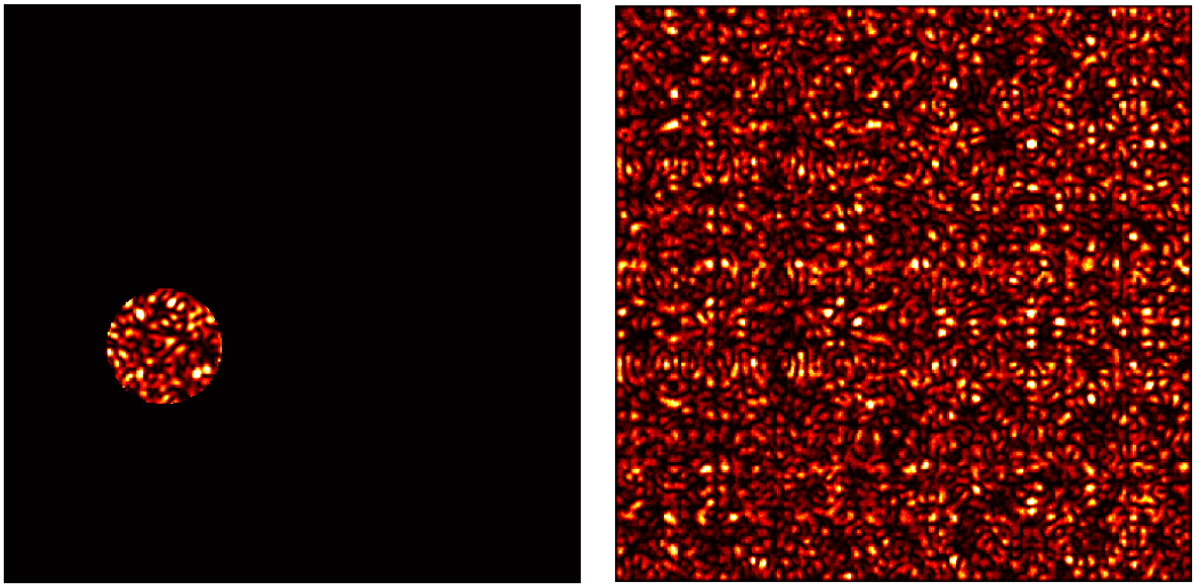

FIGURE 2.3 – *L'image de gauche correspond à l'intensité d'entrée simulée. Le champ d'entrée ayant été créé à partir de déphasages aléatoires simulant un diffuseur. Le champ de sortie sur l'image de droite a alors été calculé numériquement en utilisant l'équation 2.4. L'échelle correspond pour les 2 images à une section transversale de la fibre (100*100 µm).*

d'entrée constitué d'un disque de speckle de diamètre 20 μm, dans une fibre de côté $d = 100$ μm, pour une longueur d'onde de 532 nm.

Sur cet exemple de prédiction numérique, nous constatons qu'un speckle d'excitation circulaire de 20 µm de diamètre permet de générer à la sortie de la fibre modèle un motif de speckle avec une apparence stationnaire sur toute la section de la fibre. L'intérêt d'un tel motif d'excitation à support fini (un disque) est que l'on va pouvoir le translater sur une grande étendue de la face d'entrée. L'intérêt d'utiliser un motif de speckle au sein du disque est de pouvoir générer plusieurs réalisations statistiquement équivalentes, pour un même disque (même position, même diamètre).

2.1.3 Expression de la fonction d'inter-corrélation entre deux motifs

La mise en évidence d'un effet mémoire de translation repose en général sur le calcul d'une fonction d'inter-corrélation spatiale entre deux mesures de champ ou d'intensité. La plupart des résultats de cette thèse mettent donc en oeuvre des calculs de corrélations spatiales. Dans cette section, nous rappelons d'abord les définitions générales des différents coefficients ou fonctions d'inter-corrélation considérés dans notre travail, ainsi que résultats classiques relatifs à des speckles pleinement développés. Les fonctions d'inter-corrélation statistiques en champ et en intensité sont définies respectivement par les relations suivantes :

$$C_{E_1,E_2}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r'}) = \langle E_1(\boldsymbol{r}) \times E_2^*(\boldsymbol{r'}) \rangle \tag{2.6}$$

$$C_{I_1,I_2}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r'}) = \langle I_1(\boldsymbol{r}) \times I_2(\boldsymbol{r'}) \rangle \tag{2.7}$$

Dans ces expressions, $< . >$ désigne une moyenne d'ensemble sur plusieurs réalisations statistiquement équivalentes des motifs de speckle. Quand les champs sont les mêmes, on parle de fonctions d'auto-corrélation.

Fonction d'auto-corrélation d'un speckle pleinement développé

Nous considérerons par la suite que le champ en sortie de fibre est assimilable à une superposition de champs de speckle qui translatent. Nous rappelons donc dans un premier temps les propriétés de champs de speckle pleinement développés [12]. Les statistiques du premier ordre d'un champ de speckle sont les suivantes :

— La moyenne d'un champ de speckle est nulle :

$$\langle E_i(\boldsymbol{r})\rangle = 0 \tag{2.8}$$

— En notant $I_0 = \langle I_i(\boldsymbol{r})\rangle = \langle E(\boldsymbol{r})E_i(\boldsymbol{r})^*\rangle$ la valeur moyenne de l'intensité, on montre que :

$$\langle I(\boldsymbol{r})^2\rangle = 2I_0^2 \tag{2.9}$$

dont on déduit la fluctuation

$$\sigma(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\langle \delta I(\boldsymbol{r})^2\rangle} = \sqrt{\langle [I(\boldsymbol{r}) - I_0]^2\rangle} = \sqrt{\langle I(\boldsymbol{r})^2\rangle - \langle I(\boldsymbol{r})\rangle^2} = \sqrt{2I_0^2 - I_0^2} = I_0 \tag{2.10}$$

Les fonctions d'auto-corrélation statistiques d'un champ de speckle stationnaire ne dépendent que de la différence des positions, et pour des speckles limités par une ouverture numérique notée NA, sont données par :

— Fonction d'auto-corrélation en champ :

$$C_E(\mathbf{r},\mathbf{r}') = C_E(||\Delta\boldsymbol{r}||) = I_0\mu\left(\frac{2\pi NA}{\lambda}||\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{r}||\right) = I_0\mu\left(\frac{2\pi NA}{\lambda}||\Delta\boldsymbol{r}||\right) \tag{2.11}$$

— Fonction d'auto-corrélation en intensité :

$$C_I(\mathbf{r},\mathbf{r}') = C_I(||\Delta\boldsymbol{r}||) = I_0^2(1 + \left[\mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}||\Delta\boldsymbol{r}||\right]^2) \tag{2.12}$$

où $\mu(\theta) = \frac{2J_1(\theta)}{\theta}$ avec J_1 la fonction de Bessel de 1$^{\text{er}}$ ordre et λ la longueur d'onde. La fonction $C_E(\Delta\boldsymbol{r})$ est représentée sur la figure 2.4, et la fonction $C_I(\Delta\boldsymbol{r})$ sur la figure 2.5.

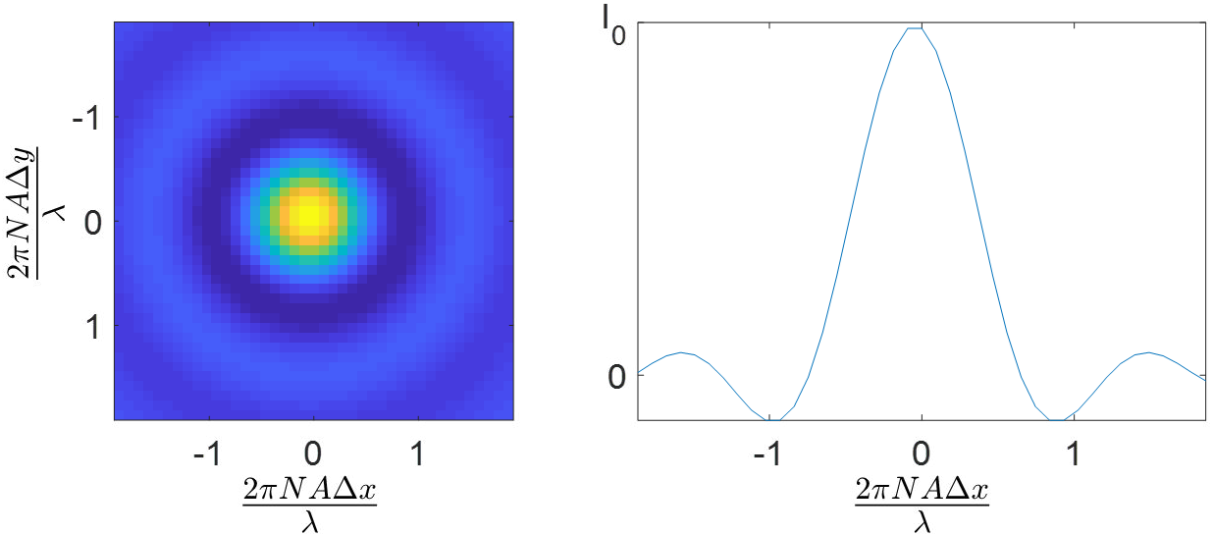

FIGURE 2.4 – *Fonction d'autocorrélation d'un champ de speckle. L'image de gauche correspond à l'équation 2.11, la courbe quant à elle correspond à une coupe de cette auto-corrélation passant par son centre.*

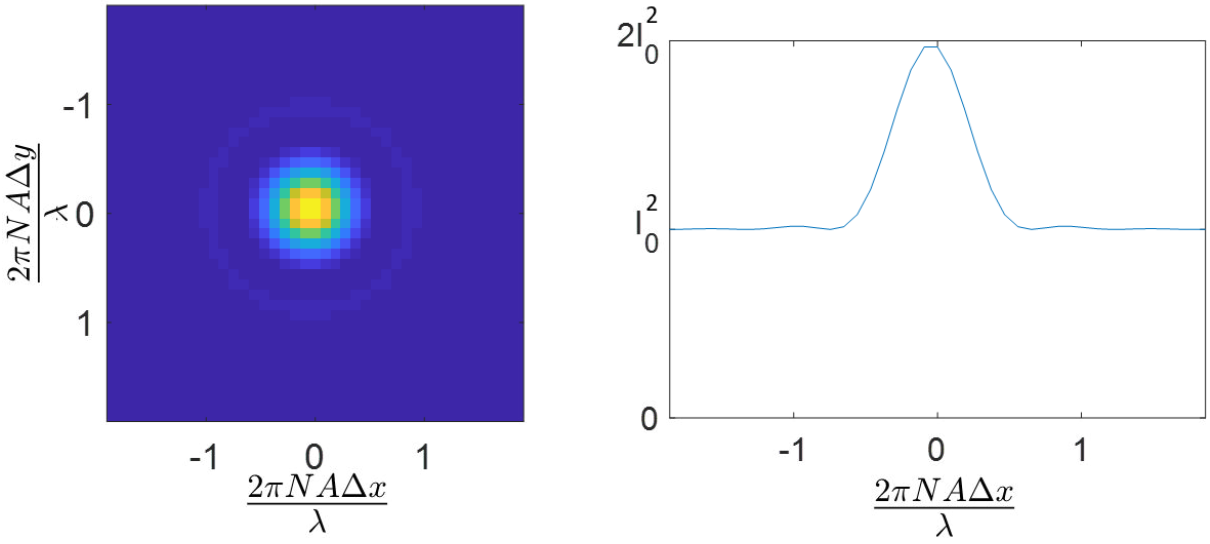

FIGURE 2.5 – *Fonction d'autocorrélation de l'intensité d'un speckle. L'image de gauche correspond à l'équation 2.12, la courbe quant à elle correspond à une coupe de cette auto-corrélation passant par son centre.*

Fonction d'inter-corrélation entre deux motifs de speckle translatés

Pour familiariser le lecteur avec les représentations et les résultats attendus en sortie de fibre carrée, nous allons commencer par le cas de l'inter-corrélation entre deux figures de speckle qui sont translatées de $\Delta\mathbf{r}_0$ l'une de l'autre, $I_1(\boldsymbol{r})$ et $I_2(\boldsymbol{r}) = I_1(\boldsymbol{r} - \Delta\boldsymbol{r}_0)$. C'est le cas qu'on attendrait en présence d'un effet mémoire parfait de translation. L'expression de l'inter-corrélation prendra alors la forme suivant :

$$\begin{aligned} C_{I_1,I_2}(\Delta\boldsymbol{r}, \Delta\boldsymbol{r_0}) &= \langle I_1(\boldsymbol{r}) \times I_2(\boldsymbol{r'}) \rangle \\ &= \langle I_1(\boldsymbol{r}) \times I_1(\boldsymbol{r'} - \Delta\boldsymbol{r_0}) \rangle \\ &= I_0^2 \left(1 + \mu(\frac{2\pi NA}{\lambda} ||\Delta\boldsymbol{r} - \Delta\boldsymbol{r}_0||)^2 \right) \end{aligned} \tag{2.13}$$

Les fonctions de corrélation d'intensité présentent un niveau de fond à la valeur moyenne I_0^2. Par la suite, nous utiliserons plutôt les fonctions de corrélations des fluctuations d'intensité $\delta\tilde{I}(\boldsymbol{r}) = \frac{I(\boldsymbol{r}) - <I>}{\sqrt{\langle [I(\boldsymbol{r}) - <I>]^2 \rangle}}$, et on trouve alors une fonction de corrélation

$$c_{\delta\tilde{I}_1,\delta\tilde{I}_2}(\Delta\boldsymbol{r}, \Delta\boldsymbol{r_0}) = \left[\mu \left(2\pi \frac{\mathrm{NA}}{\lambda} ||\Delta\boldsymbol{r_b} - \Delta\boldsymbol{r_0}|| \right) \right]^2 \tag{2.14}$$

qui est normalisée à 1 et qui tend vers 0 loin du pic. La fonction de corrélation en champ peut être normalisée (sachant que les champs sont déjà à moyenne nulle), de la même façon, pour obtenir

$$c_{\tilde{E}_1,\tilde{E}_2}(\Delta\boldsymbol{r}, \Delta\boldsymbol{r_0}) = \mu \left(2\pi \frac{\mathrm{NA}}{\lambda} ||\Delta\boldsymbol{r_b} - \Delta\boldsymbol{r_0}|| \right) \tag{2.15}$$

On constate donc que les fonctions d'inter-corrélation normalisées (en champ comme en intensité) sont simplement des versions décalées des fonctions d'auto-corrélation normalisées, dont la position du pic permet de déduire la valeur de la translation $\Delta\mathbf{r}_0$, comme l'illustre la figure 2.6.

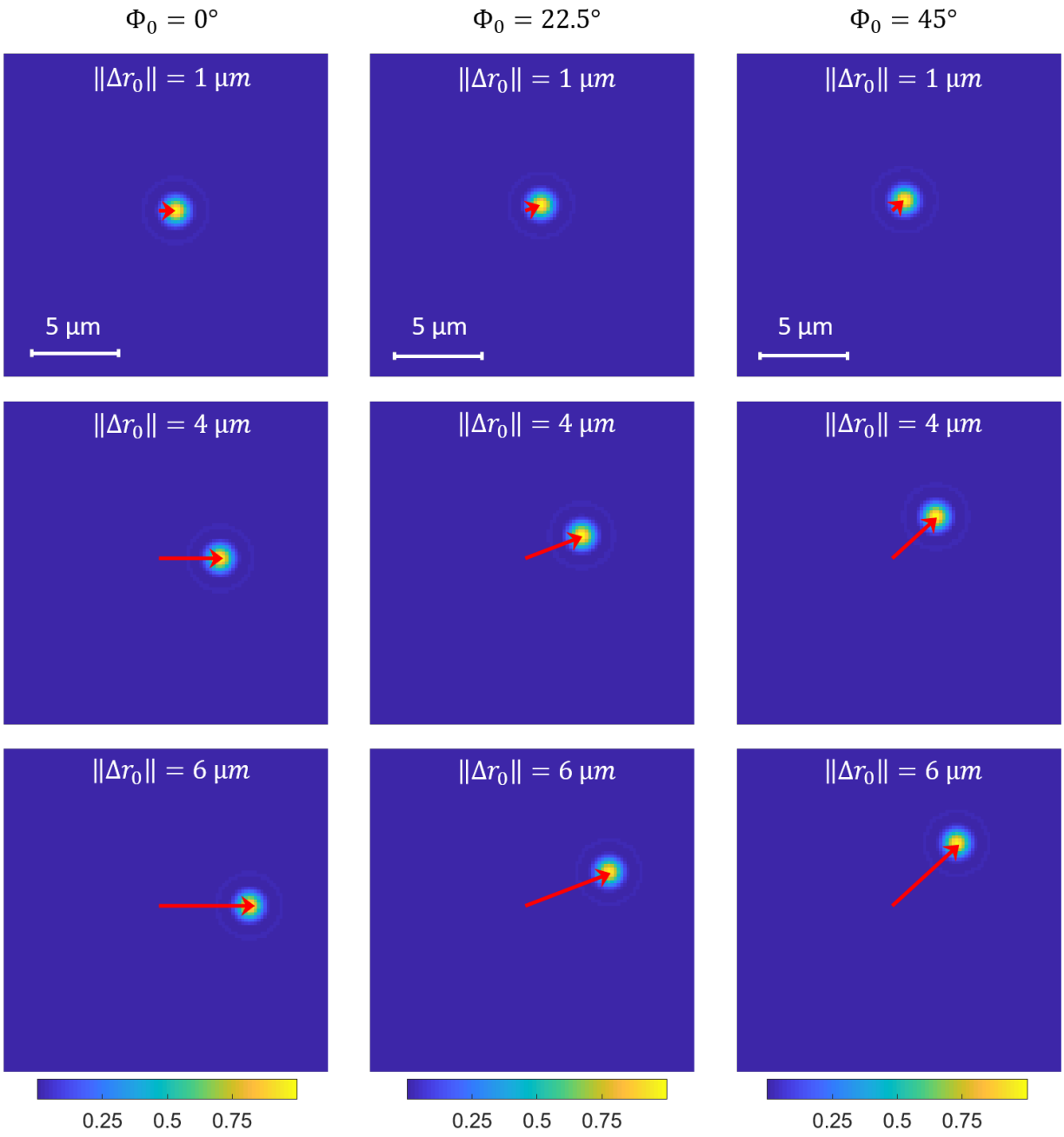

FIGURE 2.6 – *Inter-corrélation analytique en intensité entre un speckle et sa version translatée d'une distance* $||\Delta \mathbf{r_0}||$ *dans une direction* ϕ_0 *(angle formé entre la direction de translation du speckle représentée par la flèche rouge et l'axe horizontal).*

Fonction d'inter-corrélation entre deux motifs en sortie de fibre

Nous allons maintenant chercher une expression analytique décrivant l'inter-corrélation normalisée de deux figures de speckle en sortie du modèle idéal de fibre carrée, correspondant à deux illuminations translatées de $\Delta \boldsymbol{r_a}$ l'une par rapport à l'autre. En supposant que chacun des 4 champs de sortie qui apparaissent dans l'équation

$$E_{\text{out,2d}}(\boldsymbol{r}_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = \sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} E^{\varepsilon}_{\text{out,2d}}(\boldsymbol{r}_b - \Delta\boldsymbol{r}^{\varepsilon}_{\boldsymbol{a}}) \tag{2.16}$$

peut être assimilé à un champ de speckle pleinement développé et indépendant des autres champs, on peut calculer la fonction d'inter-correlation normalisée entre deux motifs d'intensité de sortie correspondant à des champs $E_{out,2d}(\boldsymbol{r}_b;0)$ et $E_{out,2d}(\boldsymbol{r}_b;\Delta\boldsymbol{r_a})$ correspondant à une translation $\Delta\boldsymbol{r_a}$ du motif d'entrée qui génère les figures de speckle en sortie. Après quelques calculs, on obtient pour les fonctions d'inter-corrélation en champ et en intensité :

$$\mathrm{c_E}(\Delta r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = \frac{1}{4}\sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} \mu\left(2\pi\frac{\mathrm{NA}}{\lambda}||\Delta\boldsymbol{r_b} - \Delta\boldsymbol{r}^{\varepsilon}_{\boldsymbol{a}}||\right) \tag{2.17}$$

$$\mathrm{c_I}(\Delta r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = |\mathrm{c_E}|^2(\Delta r_b;\Delta\boldsymbol{r_a}) = \frac{1}{16}\left[\sum_{\varepsilon=\{+,\mp,-,\pm\}} \mu\left(2\pi\frac{\mathrm{NA}}{\lambda}||\Delta\boldsymbol{r_b} - \Delta\boldsymbol{r}^{\varepsilon}_{\boldsymbol{a}}||\right)\right]^2 \tag{2.18}$$

On constate donc que les fonctions d'auto-corrélation en champ et en intensité sont constituées de la superposition de 4 fonctions d'autocorrelation d'un speckle pleinement développé, chacune translatée dans une des 4 directions $\Delta\boldsymbol{r}^{+}_{\boldsymbol{a}}$, $\Delta\boldsymbol{r}^{\pm}_{\boldsymbol{a}}$, $\Delta\boldsymbol{r}^{\mp}_{\boldsymbol{a}}$ et $\Delta\boldsymbol{r}^{-}_{\boldsymbol{a}}$.

Le figure 2.7 illustre l'allure de la fonction $\mathrm{c_I}(\Delta r_b;\Delta\boldsymbol{r_a})$ pour différentes valeurs de $\Delta\boldsymbol{r_a}$. Sur la figure 2.7, les différentes valeurs de $\Delta\boldsymbol{r_a}$ correspondent à différentes directions ϕ_a par rapport à un des côtés de la fibre carrée, et différentes distances $||\Delta\boldsymbol{r_a}||$ de translation. Lorsque la translation $\Delta\boldsymbol{r_a} = 0$, on retrouve l'auto-correlation d'un speckle unique, normalisée à 1. Dans le cas le plus général, on observe 4 pics correspondants aux 4 fonctions associées aux 4 vecteurs de translations, mais dont l'amplitude vaut 1/16 pour chaque pic. On retrouve que le motif d'intensité total est composé de 4 termes de même intensité, qui translatent, et de 12 termes croisés qui ne translatent pas. Donc chaque pic de correlation pèse 1/16 de la valeur maximale de l'autocorrélation. Lorsque la translation $\Delta\boldsymbol{r_a}$ est parallèle à l'un des axes du guide d'ondes, les pics se superposent et interfèrent, et conduisent à deux paires de pics dont les amplitudes sont de 1/4.

En conclusion de cette partie, notre modèle simplifié de fibre carré à parois réfléchissantes prédit l'existence d'une forme d'effet mémoire dans les fibres carrées, se traduisant par l'existence de 4 pics de corrélation dans les fonctions d'auto-corrélation, analogue au pic unique observé pour l'effet mémoire classique de translation. Le modèle est extrêmement simple, mais nous allons montrer que ses prédictions sont confirmées, au moins en partie, par des mesures expérimentales effectuées sur des fibres multimodes à saut d'indice à cœur carré.

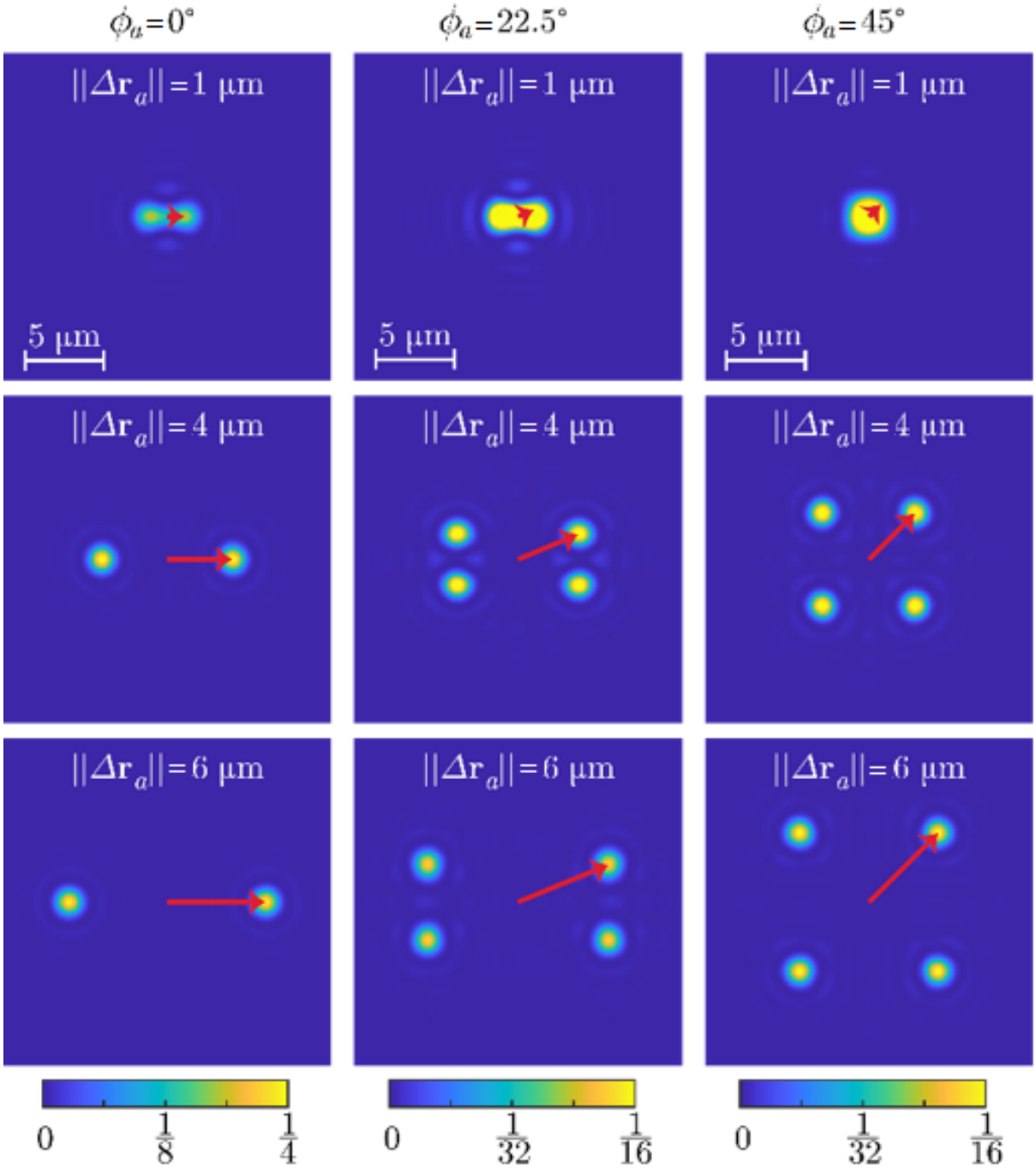

FIGURE 2.7 – *Inter-corrélation analytique en intensité exprimée sur les Δx_b et Δy_b à $||\Delta r_a||$ fixée obtenue pour différents ϕ_a (angle formé entre la direction de translation du faisceau incident représentée par la flèche rouge et une des extrémités du guide d'onde).*

2.2 Première observation expérimentale

2.2.1 Dispositif expérimental

Mise en place du dispositif

Afin d'observer expérimentalement l'effet mémoire dans une fibre carrée, nous avons besoin de faire translater le champ incident sur la face d'entrée de la fibre. Le plus simple est de translater la fibre, ce qui assure que le champ lui-même ne sera pas perturbé. Pour ce faire, nous avons placé la fibre, ainsi que toutes les optiques servant à en visualiser la face de sortie, sur une platine de translation, contrôlée par un moteur. Cette translation est limitée à une seule dimension (parallèle à la table optique), nous devons donc faire tourner la fibre pour choisir la direction ϕ_a de la translation.

Par ailleurs, comme expliqué précédemment, nous cherchons à injecter des champs aléatoires (speckle) en entrée de fibre, afin d'obtenir les champs en sortie les plus aléatoires possibles. Cela comporte également l'avantage de permettre d'obtenir aisément plusieurs réalisations, ce qui peut être utile pour réduire les fluctuations statistiques par moyennage. Le montage réalisé est schématisé sur la figure 2.8.

Le faisceau incident est délivré par un laser DPSS cw (Cobolt 08-DPL) émettant à 532 nm avec une puissance maximale de 100 mW. Ce faisceau est collimaté et passe à travers un diaphragme (Iris 1) puis un élément diffusant, composé de deux diffuseurs en verre dépoli (Thorlabs DG20-120 et DG20-220) empilés. Ces deux diffuseurs permettent d'éliminer presque complètement la lumière balistique (correspondant à la fraction de la lumière non diffusée dont la présence se traduirait par un point central lumineux dans le plan d'entrée de la fibre) et créent un champ aléatoire. Pour produire plusieurs réalisations de speckle, les diffuseurs sont placés dans une monture rotative.

Un télescope formé des lentilles L1 et L2 (f_1 = 50 mm et f_2 = 150 mm) conjugue le plan des diffuseurs au plan focal arrière de l'objectif d'injection dans la fibre (Olympus 10×, NA=0,25). L'Iris 1 permet donc d'ajuster le remplissage de la pupille de l'objectif, et ainsi l'ouverture du faisceau arrivant sur la fibre. Un second diaphragme (Iris 2) est positionné dans le plan focal avant de la lentille L2 qui est conjugué avec la face d'entrée de la fibre. Son rôle est de limiter l'extension spatiale du speckle à l'entrée de la fibre, afin que la lumière ne sorte pas de la fibre lors de la translation. Comme l'effet mémoire peut dépendre de la polarisation de la lumière (cet effet sera étudié plus loin), nous avons choisi d'utiliser une polarisation linéaire et parallèle à un axe de la fibre. C'est pourquoi un polariseur et une $\frac{\lambda}{2}$ ont été placés avant l'objectif pour contrôler la direction de polarisation du faisceau incident.

Pour pouvoir observer la face d'entrée de la fibre, un cube séparateur a été placé avant l'objectif. Ce séparateur envoie une fraction des rayons rétrodiffusés par la face d'entrée de la fibre vers une caméra CMOS (CMOS1,Basler ace acA1300-200um) et cela en passant à travers une lentille L4 (f_4 = 120 mm).

L'image de la face de sortie de la fibre, réalisée par un objectif (Olympus 40 × NA = 0,65) et une

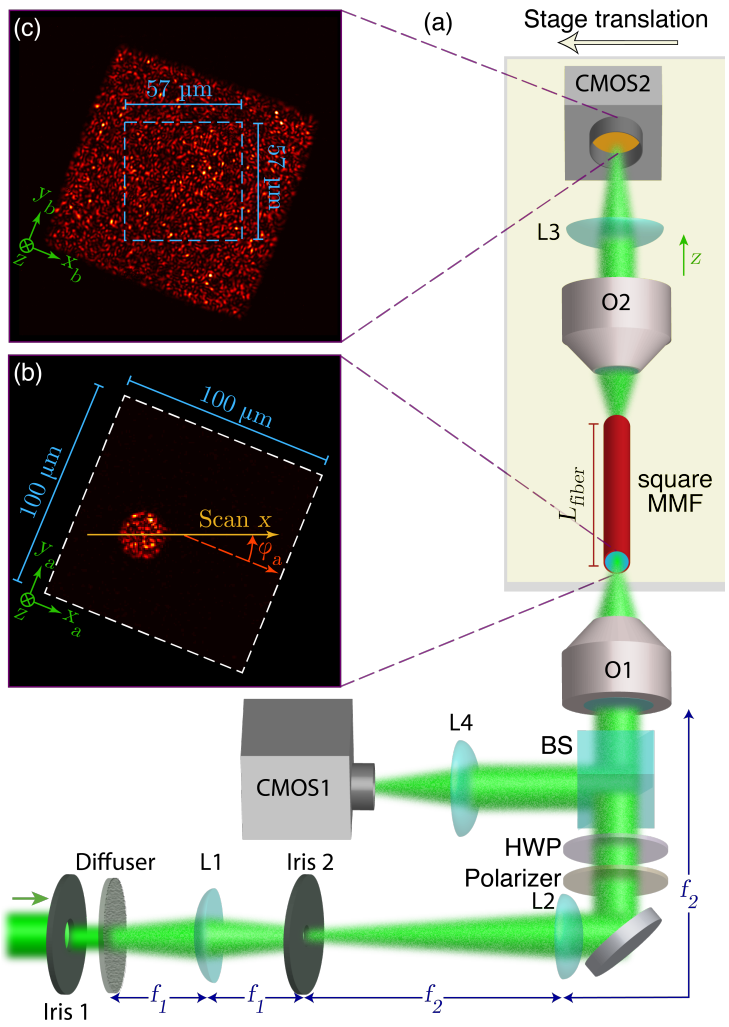

FIGURE 2.8 – *(a) Dispositif expérimental qui nous permet de faire translater un speckle sur la face d'entrée de la fibre et de visualiser le faisceau en entrée de fibre (b) et en sortie de fibre en (c).*

lentille L3 (f_3 = 100 mm), est formée sur une seconde caméra CMOS (CMOS2, Basler ace acA1300-200um). La fibre et ce système d'imagerie sont montés sur une platine motorisée (Physik Instrumente M-605), ce qui permet de les translater par rapport au faisceau incident.

Afin de pouvoir modifier librement l'angle ϕ_a formé entre la direction de translation du moteur et les axes de la fibre, nous avons fixé les deux extrémités de la fibre dans des montures rotatives que nous tournerons toutes les deux du même angle ϕ_a par rapport à l'horizontale (figure 2.9).

Les mesures présentées par la suite ont été acquises en effectuant une translation d'une distance de 50 µm avec un pas p de 0,5 µm. La position initiale du faisceau d'excitation est positionnée à environ 15 µm des bords de la fibre. On notera r_{a_0} la position relative du faisceau d'excitation sur la fibre. À chaque position r_{a_0} de ce faisceau, nous enregistrons une image de la face d'entrée et de la sortie de la fibre (soit 100 images d'entrée et de sortie).

Nous avons utilisé pour ces résultats une fibre carrée commerciale à saut d'indice, une fibre Ce-

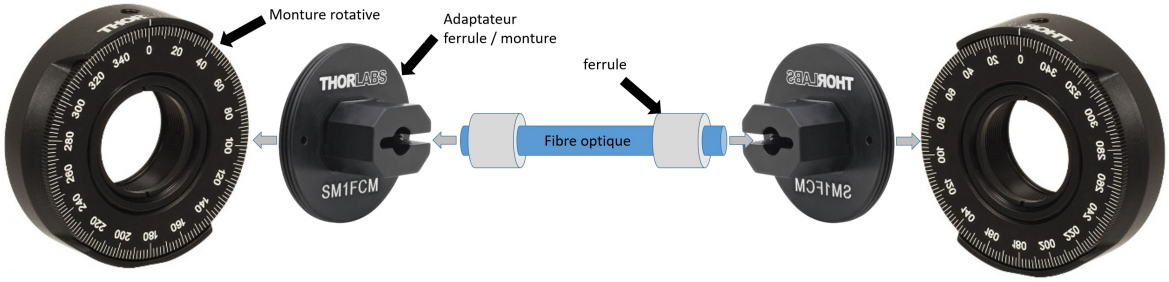

FIGURE 2.9 – *Schéma descriptif de la fixation de la fibre dans les montures rotatives. Les extrémités de la fibre sont fixées dans des ferrules à l'aide d'une colle epoxy, ces ferrules sont ensuite placées dans des adaptateurs SM1FCM eux-mêmes placés dans une monture rotative.*

ramOptec (cœur de 100 μm × 100 μm, NA = 0,22, longueur = 3 cm). À 532 nm, cette fibre possède environ 5000 modes par polarisation.

Mise en forme du faisceau en entrée de fibre

Nous détaillons ici les choix faits pour mettre en forme le faisceau à l'entrée de la fibre, dont une image est présentée sur la figure 2.10.

Comme illustré dans la section 2.1.2 , le champ en sortie de fibre ressemble à un speckle, en raison du mélange des nombreux modes se propageant dans la fibre. Pour que ce speckle soit le plus aléatoire et stationnaire possible, c'est-à-dire que la statistique du speckle est équivalente sur toutes les positions de la face de sortie (ce qui permettrait de se rapprocher du cas idéal décrit dans la section précédente), nous avons cherché à illuminer la face d'entrée de la fibre avec un faisceau "speckelisé", afin d'exciter aussi uniformément que possible les modes de la fibre. Cela est réalisé à l'aide de diffuseurs placés dans un plan conjugué du plan pupille de l'objectif.

L'Iris 1 permet de contrôler l'ouverture du faisceau et donc la taille des grains de speckle. Nous avons cherché à couvrir toute l'ouverture numérique de la fibre (0,22) et donc, en pratique, l'Iris 1 était ouvert pour que le faisceau soit limité par l'ouverture de l'objectif (0,25), ce qui donne un grain de speckle d'environ 1,1 µm. Nous voulions, par ailleurs, que le speckle incident soit contenu à l'intérieur de la fibre tout au long de la translation. C'est pourquoi l'Iris 2 a été positionné dans un plan conjugué de la face d'entrée de la fibre pour limiter l'extension du speckle. Pour des raisons pratiques, un pinhole de 200 µm a été utilisé, ce qui donne un faisceau de 24 µm de diamètre sur la face d'entrée de la fibre, comme montré sur la figure 2.10. Le motif incident contient donc entre 200 et 300 grains de speckle.

2.2.2 Analyse des motifs d'intensité en sortie de fibre

Zone d'analyse

A la fin d'une acquisition, nous disposons de 100 paires d'images de l'intensité en entrée et en sortie de fibre. Des exemples de ces images sont présentées sur la figure 2.11. L'intensité mesurée sur la face

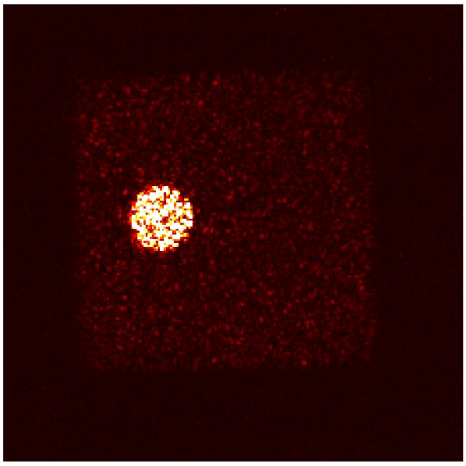

FIGURE 2.10 – *Image prise par la caméra de la face d'entrée de la fibre, la taille de la fibre est de 100×100 µm, le faisceau d'excitation a un diamètre de 20 µm.*

de sortie sera désignée par $I_{cam,out}(\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0})$, où $\boldsymbol{r_b}$ correspond à la position sur la face de sortie de la fibre (donc des pixels sur l'image) et $\boldsymbol{r}_{a_0}$ correspond à la position du faisceau d'excitation en entrée.

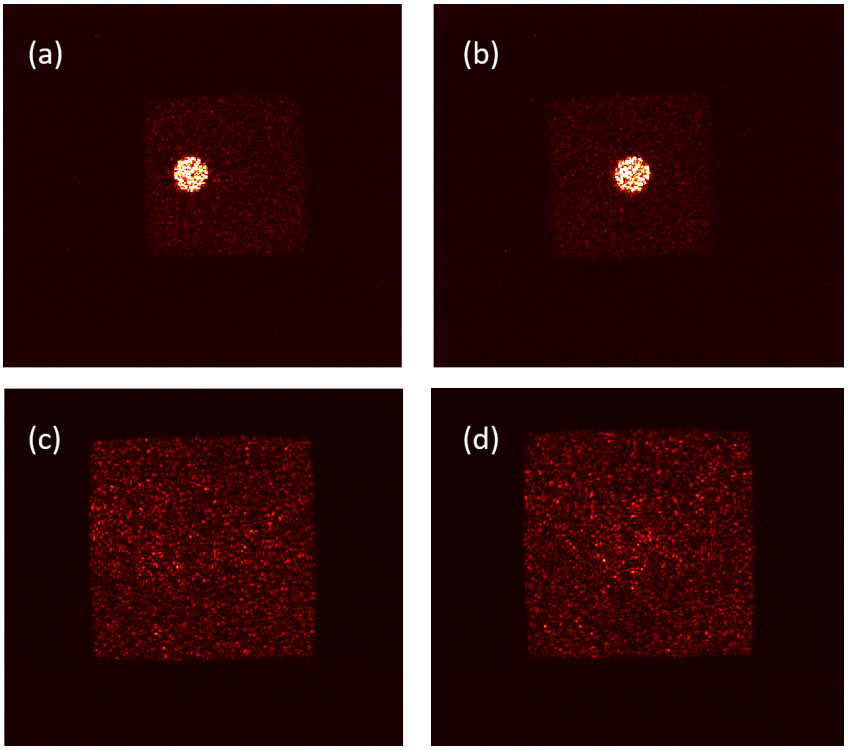

FIGURE 2.11 – *(a) et (b) : Images de la face d'entrée de la fibre prises à deux positions $\boldsymbol{r}_{a_0}$; (c) et (d) : Images correspondantes de la face de sortie de la fibre. On observe bien la translation de la fibre par rapport à la caméra d'entrée en (a) et (b) alors que la position de la fibre reste statique sur la caméra de sortie en (c) et (d), fibre et caméra étant toutes deux sur la platine de translation.*

Le calcul des corrélations est effectué sur une zone d'intérêt choisie sur l'image de sortie. Nous la prenons avec une taille de 256×256 pixels, ce qui correspond à une zone d'environ 57×57 µm sur la face d'entrée de la fibre (voir figure 2.12) centrées sur le centre de la fibre. La taille de cette zone lui

permet d'être incluse dans la face de la fibre, quelque soit l'angle de rotation ϕ_a de cette dernière, ainsi que d'éviter les bords (où l'intensité peut se décorréler plus facilement). Nous désignerons l'intensité mesurée dans cette zone d'intérêt par $I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0}) = I_{\text{cam,out}}(\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0}) \times \text{zone}(\boldsymbol{r_b})$, où la fonction zone$(\boldsymbol{r_b})$ vaut 1 dans la zone d'intérêt.

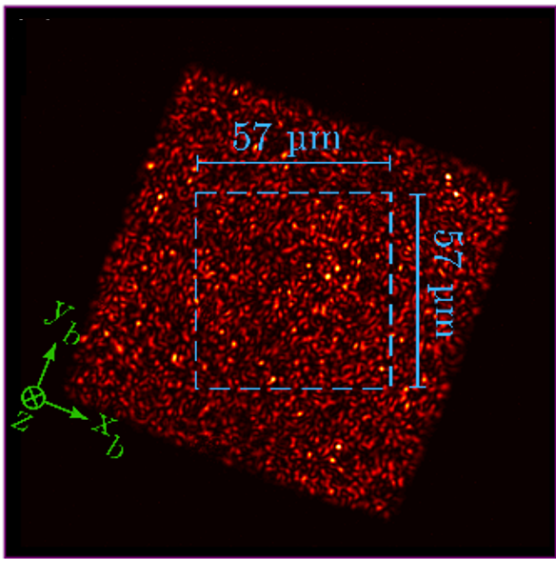

FIGURE 2.12 – *Image caméra de la face de sortie de fibre avec en bleu la zone d'intérêt de 57 *57 µm qui sera utilisée pour l'inter-corrélation.*

Estimation de la fonction d'inter-corrélation en intensité

Pour analyser les images en sortie de fibre, nous avons adapté l'expression de l'inter-corrélation (équation 2.12) présentée dans la section 2.1.3. Tout d'abord, la moyenne, qui était précédemment définie sur un grand nombre de réalisations, est ici une moyenne spatiale (sur $\boldsymbol{r_b}$). Nous calculons donc des inter-corrélations spatiales entre les images. Pour ramener le niveau de fond de l'inter-corrélation à 0 (valeur en l'absence de corrélation entre les images), nous devons au préalable soustraire à chaque image sa valeur moyenne :

$$\delta I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0}) = I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0}) - \bar{I}_{\text{mes}}(\boldsymbol{r}_{a_0}) \tag{2.19}$$

où $\bar{I}_{\text{mes}}(\boldsymbol{r}_{a_0}) = \iint I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0}) \text{d}\boldsymbol{r_b} / \iint \text{zone}(\boldsymbol{r_b}) \text{d}\boldsymbol{r_b}$ correspond à la valeur moyenne de l'image en sortie de fibre sur la zone d'intérêt pour une position $\boldsymbol{r}_{a_0}$ donnée.

Nous voulons également que le centre d'une auto-corrélation (inter-corrélation de deux images identiques) soit normalisé à 1. Pour ce faire, nous normalisons chaque image par son écart-type :

$$\delta I^{norm}_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0}) = \frac{\delta I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0})}{\sqrt{\left[\iint \delta I_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}; \boldsymbol{r}_{a_0})^2 \text{d}\boldsymbol{r_b}\right] / \iint \text{zone}(\boldsymbol{r_b}) \text{d}\boldsymbol{r_b}}} \tag{2.20}$$

Enfin, comme le support des images est fini, l'inter-corrélation est estimée sur un nombre de pixels qui décroît lorsque le décalage entre les images augmente. Cet effet est illustré sur la figure 2.13. Le biais

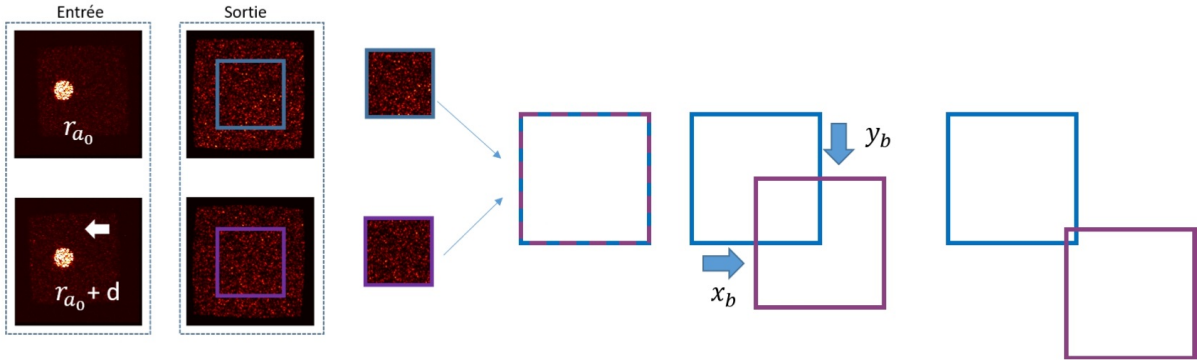

FIGURE 2.13 – *Schéma de l'inter-corrélation entre deux speckles de sortie de fibre, l'un obtenu pour une position $\boldsymbol{r}_{a_0}$ du faisceau d'entrée en bleu et l'autre pour une position $\boldsymbol{r}_{a_0} + d$ en magenta. Chaque valeur de l'inter-corrélation est la somme, pour un décalage donné, des produits pixel à pixel dans la zone d'intersection entre les 2 images*

induit est corrigé en normalisant les valeurs par l'auto-corrélation de la zone d'intérêt qui est illustrée sur la figure 2.14.

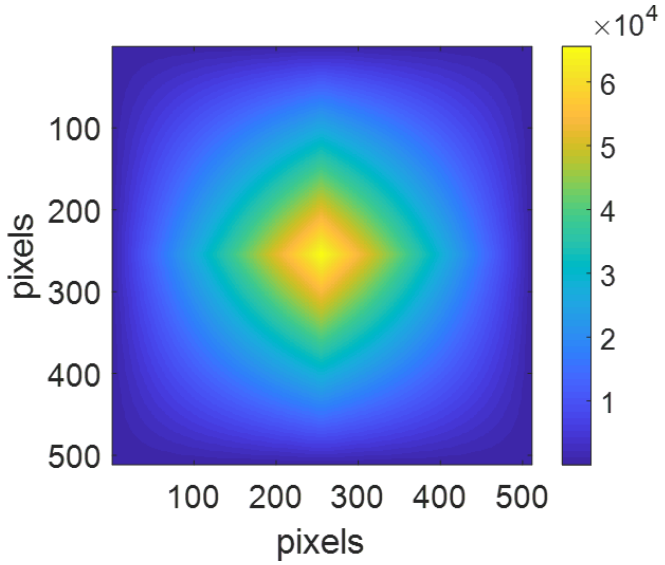

FIGURE 2.14 – *Inter-corrélation entre deux matrices de 1 faisant toutes deux 256×256 pixels.*

Ainsi, l'inter-corrélation entre 2 images acquises en sortie de fibre, pour des positions du champ en entrée de $\boldsymbol{r}_{a_0}$ et $\boldsymbol{r}_{a_0} + \Delta\boldsymbol{r_a}$, est calculée par :

$$\frac{\iint \delta I^{\text{norm}}_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b} + \Delta\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0} + \Delta\boldsymbol{r_a}) \delta I^{\text{norm}}_{\text{mes}}(\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0}) \mathrm{d}\boldsymbol{r_b}}{\iint \text{zone}(\boldsymbol{r_b} + \Delta\boldsymbol{r_b}) \text{zone}(\boldsymbol{r_b}) \mathrm{d}\boldsymbol{r_b}} \tag{2.21}$$

D'après les considérations de la section 2.1.3, on s'attend à une inter-corrélation qui ne dépend pas de $\boldsymbol{r}_{a_0}$ mais seulement de la translation $\Delta\boldsymbol{r_a}$. Nous moyennons donc l'expression précédente sur toutes les valeurs possibles de $\boldsymbol{r}_{a_0}$ pour un décalage $\Delta\boldsymbol{r_a}$ donné. Comme le montre la figure 2.15, ce moyennage est important pour réduire les fluctuations statistiques.

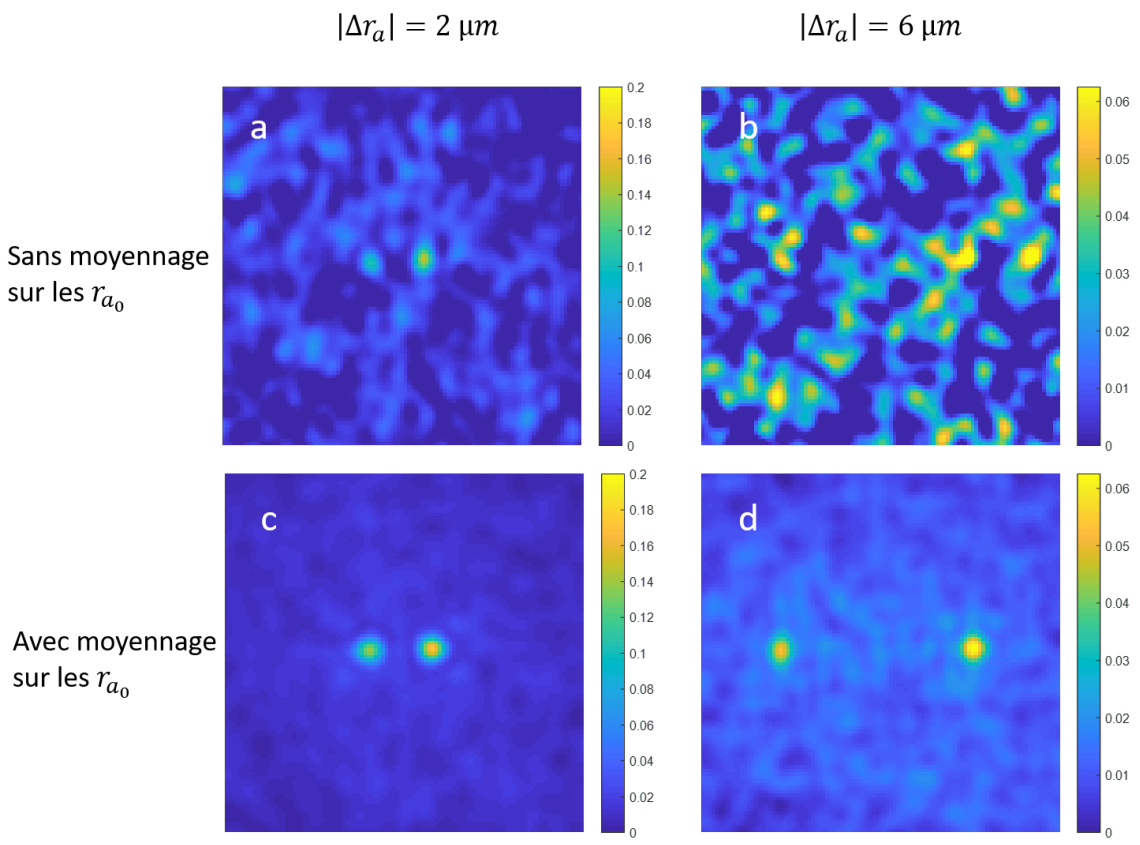

FIGURE 2.15 – *Les images a et b correspondent à des inter-corrélations calculées à partir d'une seule paire d'images, correspondant à des translations à l'entrée de* $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$ *= 2 et 6 µm (pas de moyennage sur les* $\boldsymbol{r}_{a_0}$*). Les images c et d correspondent à l'inter-corrélation moyennées sur tous les* $\boldsymbol{r}_{a_0}$ *possibles pour les mêmes translations en entrée.*

Finalement, l'inter-corrélation expérimentale, que nous considérerons par la suite, est obtenue par :

$$c_{exp}(\Delta \boldsymbol{r_b}; \Delta \boldsymbol{r_a}) = \frac{\langle \iint \delta I_{\text{mes}}^{\text{norm}}(\boldsymbol{r_b} + \Delta \boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0} + \Delta \boldsymbol{r_a}) \delta I_{\text{mes}}^{\text{norm}}(\boldsymbol{r_b}, \boldsymbol{r}_{a_0}) \mathrm{d}\boldsymbol{r_b} \rangle_{\boldsymbol{r}_{a_0}}}{\iint \text{zone}(\boldsymbol{r_b} + \Delta \boldsymbol{r_b}) \text{zone}(\boldsymbol{r_b}) \mathrm{d}\boldsymbol{r_b}} \tag{2.22}$$

Comparaison entre le modèle et les résultats expérimentaux

Maintenant que nous avons décrit la méthode d'acquisition et de traitement des données, nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus aux prédictions du modèle présenté dans la section 2.1.3.

Ce modèle prévoit deux caractéristiques importantes :

— Pour une translation du champ à l'entrée d'une direction et d'une distance données, les 4 speckles qui contribuent au champ en sortie translatent dans des directions symétriques par rapport aux axes de la fibre et d'une distance identique. Cela fixe donc la position des pics dans les inter-corrélations pour un $\Delta \boldsymbol{r_a}$ donné.

— Le modèle prévoit d'autre part l'amplitude des 4 pics, dans le cas d'un effet mémoire parfait (c'est

à dire que les 4 speckles en sortie de fibre translatent en restant inchangés). Dans le cas général, l'amplitude asymptotique d'un pic individuel, sur l'inter-corrélation normalisée en intensité c_I, est de $\frac{1}{16}$ (voir 2.1.3). Cependant, dans le cas particulier où la translation est parallèle à un côté de la fibre (ϕ_a=0° ou 90°), deux contributions translatent dans la même direction, ce qui porte la valeur du pic de corrélation à $\frac{1}{4}$.

Nous avons réalisé une série d'acquisitions pour différents angles ϕ_a de la direction de translation du champ incident par rapport à un axe de la fibre, cet angle étant ajusté par une rotation des deux extrémités de la fibre du même angle. La polarisation (linéaire) du faisceau incident est également ajustée de façon à rester toujours parallèle à un axe de la fibre. La fibre utilisée pour ces acquisitions est une fibre Ceramoptec ayant un cœur de 100 µm de côté, une ouverture numérique NA = 0,22 et une longueur de 3 cm.

Pour chaque direction ϕ_a et chaque distance $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$ de translation, nous calculons l'inter-corrélation expérimentale à l'aide de l'équation 2.22. Nous comparons, sur la figure 2.16, ces inter-corrélations (à droite) aux prédictions du modèle idéal (à gauche) pour plusieurs $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$ et ϕ_a. Il est à noter que les inter-corrélations présentées sont calculées à partir d'une seule acquisition et ne résultent pas du moyennage de plusieurs réalisations de speckle en entrée de fibre. Nous avons cependant vérifié que différentes réalisations de speckle donnent des résultats similaires.

On peut constater que l'allure globale est semblable, en particulier, les quatre pics prédits théoriquement sont bien présents sur les inter-corrélations expérimentales. Pour aller plus loin dans l'analyse, nous avons extrait les positions et les amplitudes de chaque pic sur les inter-corrélations expérimentales : pour un $\Delta \boldsymbol{r_a}$ donné, nous détectons un maximum de corrélation autour des positions théoriques des pics ($\Delta \boldsymbol{r_a}$, $\Delta \boldsymbol{r_a^{\mp}}$, $\Delta \boldsymbol{r_a^{\pm}}$, $\Delta \boldsymbol{r_a^{-}}$). Les fenêtres d'analyses ont une taille de 2,6 µm de côté (dans le plan de la fibre), centrées sur les positions théoriques, comme le montre la figure 2.17.

Nous extrayons, de chaque fenêtre, la valeur maximale (qui sera considérée comme l'amplitude du pic) et la position du pic avec une précision sous-pixel, à l'aide d'un ajustement par un modèle gaussien à 3 points dans les 2 directions. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.18 en fonction de la distance de translation $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$, pour les mêmes trois directions ϕ_a.

Sur cette figure, on constate tout d'abord que les pics se trouvent parfaitement aux positions prédites par le modèle aux erreurs de mesures près. En effet, lorsque $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$ devient grand, la détection du pic est plus incertaine pour deux raisons : d'une part, l'amplitude du pic décroît et d'autre part, le nombre de positions $\boldsymbol{r}_{a_0}$ sur lesquelles l'inter-corrélation est moyennée diminue (la longueur de translation totale étant de 50 µm), ce qui augmente les fluctuations statistiques.

Pour ce qui est de l'amplitude des pics, on retrouve, à courtes distances $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$, les fluctuations d'intensité liées aux interférences entre les différents pics qui étaient prédites par le modèle. Cependant

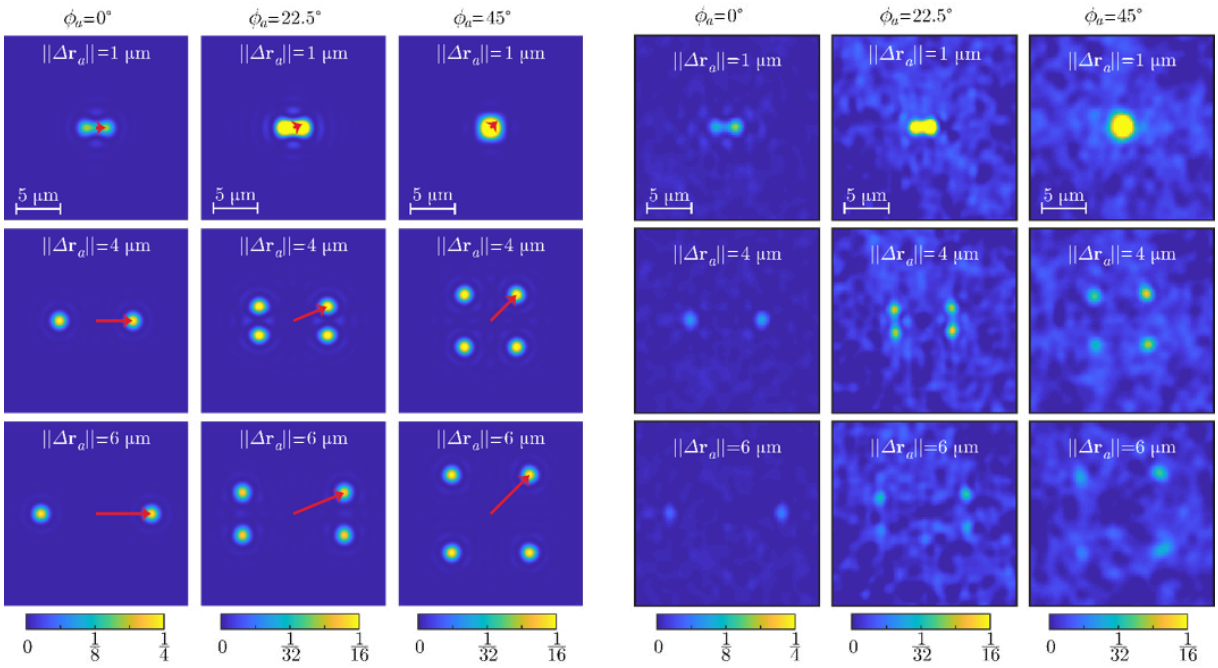

FIGURE 2.16 – *Comparaison des inter-corrélations en sortie de fibre carrée, prédites par le modèle idéal (à gauche) et mesurées expérimentalement (à droite) pour trois différentes distances ($||\Delta \boldsymbol{r_a}|| = 1,4,6\ \mu m$) et angles ($\phi_a$ ($\phi_a = 0°$, $\phi_a = 22°$, $\phi_a = 45°$) de translation du champ incident. Les flèches rouges désignent la direction de translation du faisceau incident. Les résultats expérimentaux ont été obtenus pour une fibre Ceramoptec d'une longueur de 3 cm. L'échelle de couleur a été adaptée dans le cas $\phi_a = 0°$ où l'amplitude attendue des pics est 1/4 au lieu de 1/16 pour le cas général.*

.

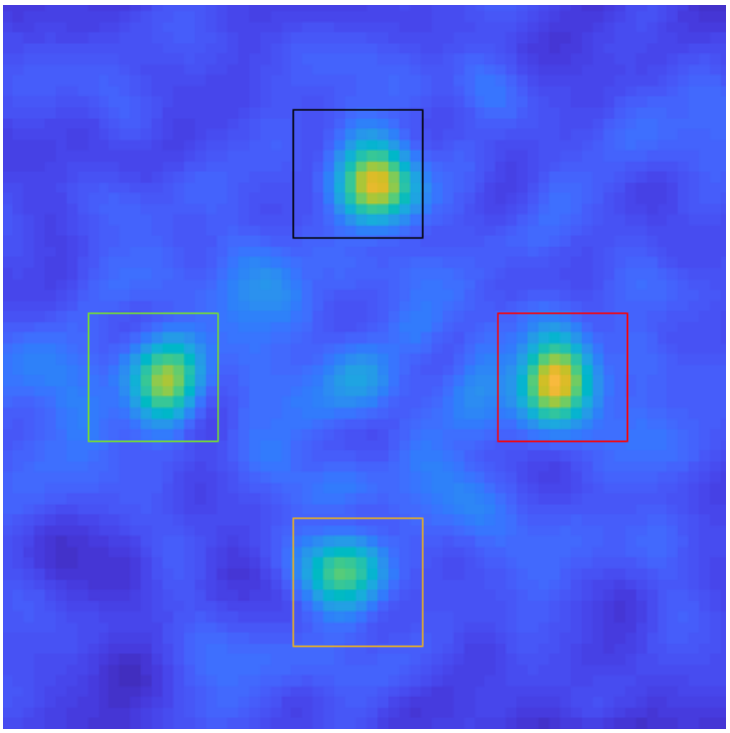

FIGURE 2.17 – *Inter-corrélation normalisée obtenue pour $\phi_a = 45°$ et $\Delta \boldsymbol{r_a} = 4\ \mu m$ avec les 4 zones d'intérêt centrées sur les 4 positions théoriques des pics.*

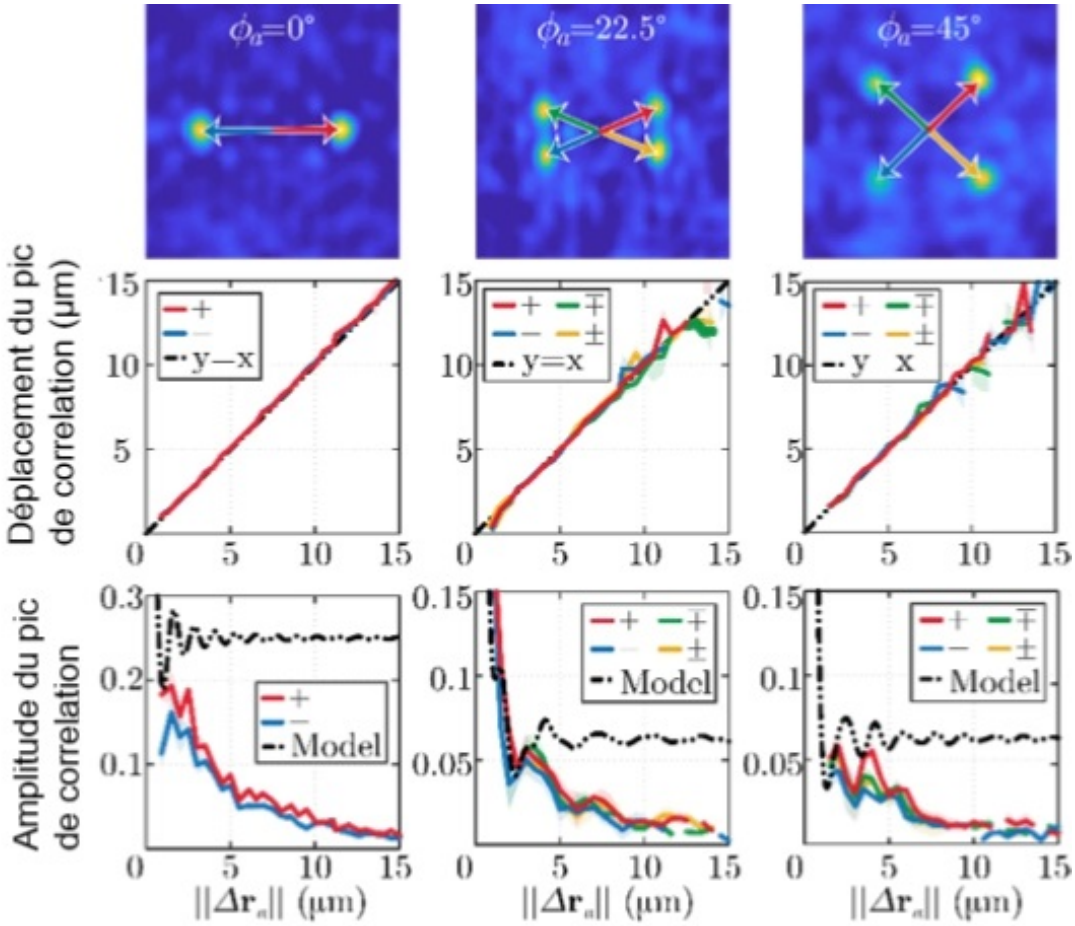

FIGURE 2.18 – *Les images (ligne du haut) correspondent aux inter-corrélations expérimentales obtenues pour une translation de* $||\Delta \boldsymbol{r_a}|| = 4$ *µm dans 3 directions différentes* $\phi_a = 0, 22,5$ *et* 45°. *Les courbes montrent les distances (ligne centrale) et les amplitudes des pics (ligne du bas) déduites des inter-corrélations expérimentales en fonction de la distance de translation* $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$, *pour les mêmes directions* ϕ_a. *Chaque courbe correspond au pic désigné par la flèche de la même couleur sur l'image d'en haut. La flèche rouge est dans la direction de translation du faisceau incident.*

l'amplitude expérimentale décroît rapidement, lorsque $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$ augmente, jusqu'à disparaître dans le niveau de fond pour des distances d'environ 10 µm. Cela montre que l'effet mémoire dans la fibre carrée a une persistance limitée. Cette déviation par rapport au cas idéal peut avoir plusieurs causes :

— La réflexion de la lumière sur l'interface cœur/gaine optique est différente de celle sur un miroir, car il apparaît un déphasage à la réflexion qui dépend de l'angle d'incidence.

— Les extrémités de la fibre ne sont pas lisses (clivage imparfait), ce qui perturberait le champ à l'entrée qui ne pourrait être translaté sans modification.

— La fibre présente des imperfections géométriques (forme du cœur non parfaitement carré) et elle est soumise à des contraintes mécaniques (torsion, flexion...) qui en modifient les propriétés optiques.

2.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons prédit, sur des arguments de symétrie, l'existence d'un effet mémoire en translation pour un guide d'onde carré à parois parfaitement réfléchissantes : toute translation d'un champ en entrée de ce guide induit, en sortie, la translation de 4 champs translatant de la même distance dans 4 directions symétriques de la direction de translation en entrée par rapport aux axes de la fibre.

Nous avons mis en évidence expérimentalement l'existence de cet effet dans une fibre optique multimode à cœur carrée, à l'aide d'un dispositif nous permettant de faire translater une fibre relativement à un faisceau incident (de type speckle) et d'observer l'intensité sur la face de sortie de cette fibre.

Cependant, nous avons constaté que la portée de cet effet mémoire est limitée et qu'il disparaît pour des distances de translation, $||\Delta \boldsymbol{r_a}||$, de l'ordre de 10 µm.

Notre objectif, dans la suite de ce travail, consiste à mieux caractériser la longueur de persistance de l'effet mémoire que nous avons mis en évidence, et d'étudier sa sensibilité à des changements de configuration de la fibre. Nous chercherons à améliorer aussi bien les méthodes d'acquisition et de traitement de données que les méthodes de préparations de la fibre, afin de quantifier de façon reproductible la portée de l'effet mémoire et sa dépendance à divers paramètres expérimentaux.

3

Procédures et montages expérimentaux

Sommaire

3.1 La fibre à cœur carré 39
3.1.1 Sélection de la fibre 39
3.1.2 Préparation de la fibre 40
3.1.3 Propriétés de la fibre 44
3.2 Montage optique et méthodes d'acquisition 48
3.2.1 Dispositif expérimental 48
3.2.2 Procédure d'alignement 50
3.2.3 Mesure des grandissements des montages 4f 51
3.2.4 Mesure du champ par holographie hors-axe 53
3.2.5 Description d'une séquence d'acquisition 55
3.2.6 Calculs des fonctions de corrélations normalisées 57
3.3 Validation du montage 58
3.3.1 Validation des translations du champ incident 58
3.3.2 Mesures sur fibre carrée 61
3.3.3 Conclusion 64

3.1 La fibre à cœur carré

3.1.1 Sélection de la fibre

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans cette thèse ont été obtenus en utilisant une fibre commerciale du groupe Ceramoptec : cette fibre a un cœur carré de 100 μm de côté et une ouverture numérique (NA) de 0.22. La figure 3.1 montre une section de cette fibre. Avant de converger vers l'utilisation de cette fibre en particulier, nous avons essayé différents modèles de fibres commerciales,

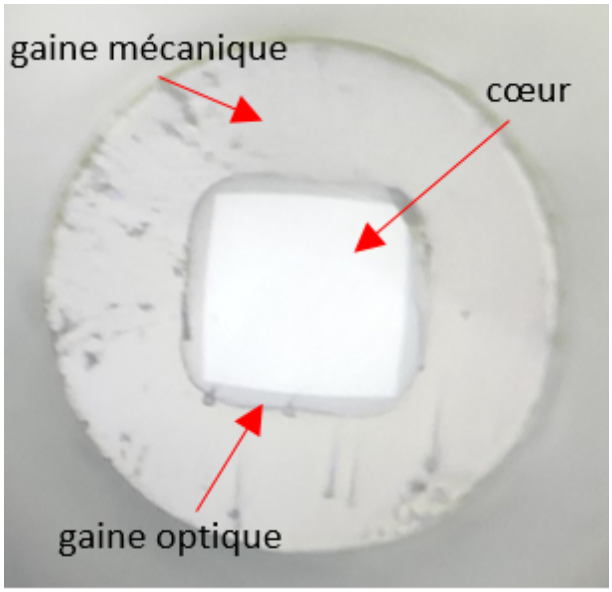

FIGURE 3.1 – *Photographie d'une fibre utilisée au cours de cette thèse, cette fibre est une fibre à saut d'indice ayant un cœur carré de 100 µm de côté et une gaine optique de 23 µm d'épaisseur et une ouverture numérique de 0,22. La gaine mécanique est en acrylate avec un rayon de 250 µm.*

résumés dans le tableau 3.1.

Fournisseur	Taille du cœur (μm)	NA
Ceramoptec	100	0.22
Ceramoptec	200	0.22
Thorlabs	150	0.39
Mitsubishi	100	0.20
Molex	60	0.2

TABLEAU 3.1 – *Ensemble des fibres à notre disposition*

Les fibres Thorlabs et Ceramoptec 200 µm ont été mises de côté, car leur cœur n'est pas parfaitement carré, comme le montre la figure 3.2. Nous n'avons pas pu utiliser la fibre Molex, car pour cette fibre, en particulier, nous avons eu des problèmes de préparation, sa gaine s'étant révélée extrêmement difficile à couper. Enfin le choix entre les 2 dernières fibres (ayant des caractéristiques physiques similaires) a été fait pour des raisons économiques et de facilité d'approvisionnement.

3.1.2 Préparation de la fibre

Clivage, polissage et fixation

Au cours des différentes mesures réalisées dans le chapitre 2, nous avons constaté une grande influence de la qualité du polissage de la fibre sur l'effet mémoire. Nous avons donc développé une procédure afin de les préparer de la façon la plus efficace et reproductible possible. Le protocole utilisé commence par le clivage. Nous disposons initialement d'un rouleau de fibre optique de plusieurs mètres.

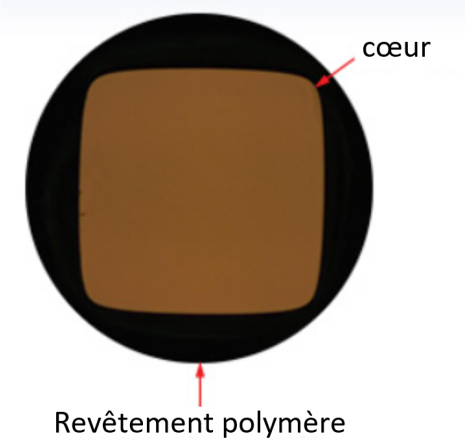

FIGURE 3.2 – *Image constructeur d'une des faces d'une fibre Thorlabs avec un cœur de 150 µm.*

Nous fixons la fibre optique à l'aide d'un scotch placé à l'extrémité d'une table. La portion de fibre optique qui dépasse de la table est alors sectionnée à l'aide d'une lame en diamant, comme montré sur la photographie 3.3.

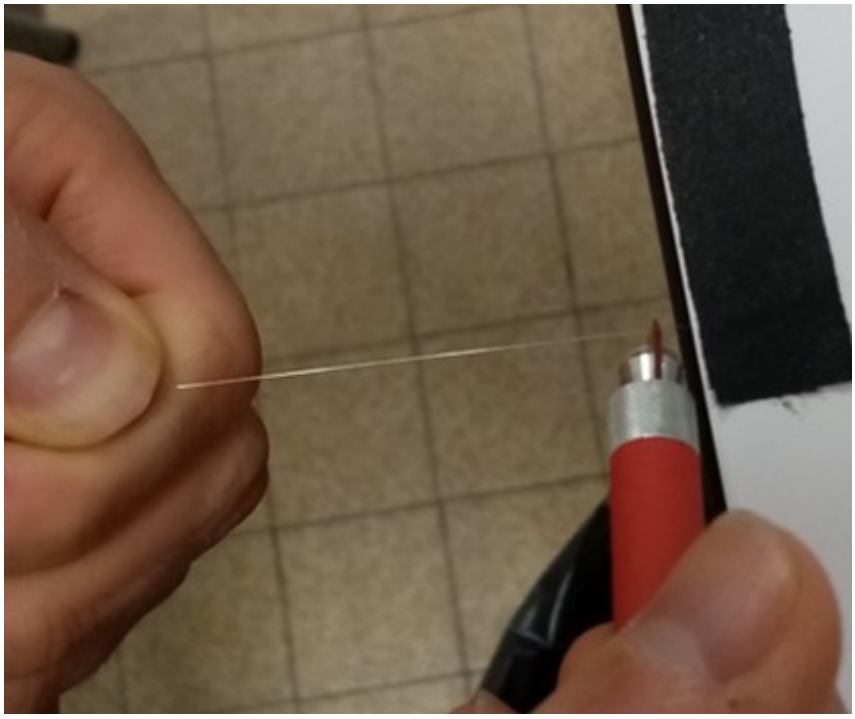

FIGURE 3.3 – *Photographie montrant le clivage d'une fibre optique à l'aide d'une lame en diamant*

Les faces de la fibre ainsi obtenues ne sont pas parfaites, il faut alors passer par une étape de polissage. Pour cela, on utilise successivement des papiers de polissage, dont les tailles de grains décroissent de 5 µm à 0.3 µm (Thorlabs LF5P en carbure de silicium, LF3P et LF1P en oxyde d'aluminium et LF03P en alumine calcinée). Lors du polissage, la fibre est placée dans une férule, elle-même placée dans un disque de polissage (photographie 3.4).

Le polissage est effectué en maintenant une légère pression sur la fibre tout en tenant la férule.

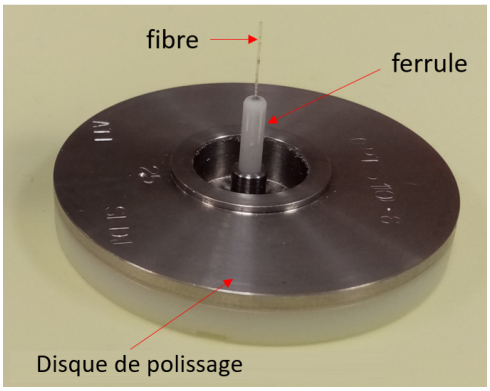

FIGURE 3.4 – *Photographie du dispositif qui permet de polir les extrémités de la fibre. Sur cette photographie on distingue la fibre optique placée dans la férule (partie blanche), elle-même placée dans un disque de polissage (en gris).*

Nous effectuons un mouvement en huit qui a pour conséquence l'ablation de la couche de surface sur la face de la fibre en contact avec le papier. Afin d'observer l'état d'avancement du polissage de la fibre, nous disposons d'un microscope portatif ayant un adaptateur à férule à son extrémité, représenté sur la photographie 3.5. Lorsque la face de la fibre a une apparence uniforme, nous pouvons passer à un

FIGURE 3.5 – *Photographie du microscope pour férule.*

papier ayant une taille de grains inférieure, jusqu'à atteindre la taille de grains de 0.3 µm, la plus petite à notre disposition. Nous obtenons alors une extrémité de la fibre parfaitement lisse à l'échelle optique (photographie 3.6).

Montage des fibres

Une fois le polissage effectué, il faut préparer la fibre pour qu'elle puisse être placée sur le montage optique. Pour ce faire, la fibre est placée dans une férule et nous appliquons sur chaque extrémité de la férule une colle epoxy ayant un temps de solidification de 2 heures à 20°C. Le diamètre de la gaine protectrice de la fibre est de 250 µm, alors le diamètre du trou de la férule est de 340 µm. Par conséquent, il est possible que la fibre ne soit pas parallèle à l'axe de la férule. Pour minimiser l'angle lors de la fixation, les portions de la fibre non fixées sont placées dans des férules que nous alignons avec une règle obligeant la fibre à être maintenue parfaitement droite lors de la fixation, comme le montre la figure 3.7.

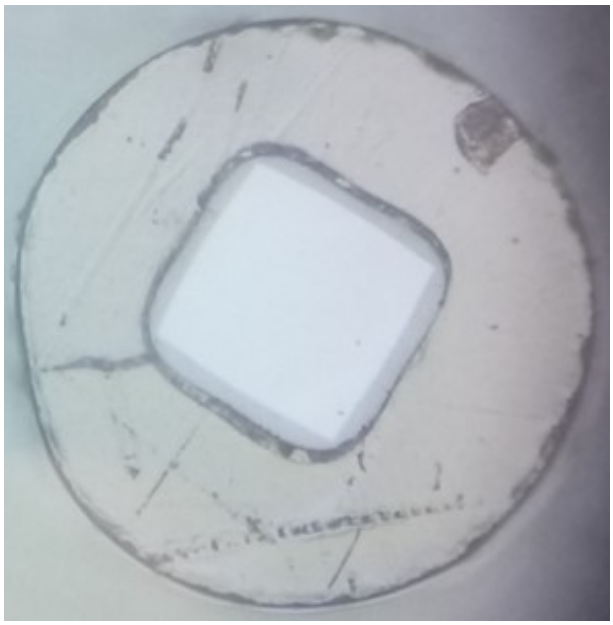

FIGURE 3.6 – *Photographie d'une extrémité de la fibre après polissage.*

FIGURE 3.7 – *Alignement de la fibre lors de la fixation : sur cette photographie seule la férule de gauche est collée à la fibre.*

FIGURE 3.8 – *Adaptateur pour férule utilisé dans le montage optique.*

Une fois les 2 heures écoulées, nous plaçons la férule, dans laquelle la fibre est fixée, dans un adaptateur (voir figure 3.8). Ce dernier peut ensuite être fixé dans n'importe quelle monture de 1 pouce.

Le montage de la fibre sur le banc optique est réalisé de différentes façons selon la longueur de la fibre utilisée, en raison de contraintes d'encombrement et de maintien de la fibre. Pour une fibre courte (< 4 cm), nous n'utiliserons qu'une seule férule qui sera placée au centre de la fibre. Pour de plus longues fibres, les deux extrémités sont fixées dans des deux férules séparées, qui sont ensuite montées dans deux adaptateurs. Une extrémité est placée dans le plan focal de l'objectif d'injection. L'autre extrémité est positionnée dans le même dispositif (férule et adaptateur) mais ne sera collée qu'une fois l'ensemble des objectifs alignés et cela afin de s'assurer qu'aucune rotation n'a lieu sur la fibre avant le début des acquisitions. Afin d'éviter toutes contraintes et déformations de la fibre liées à la gravité, un boy micrométrique est placé entre les 2 extrémités de la fibre pour la soutenir. Nous ajustons sa position verticale afin d'obtenir une fibre parfaitement droite (photographie 3.9).

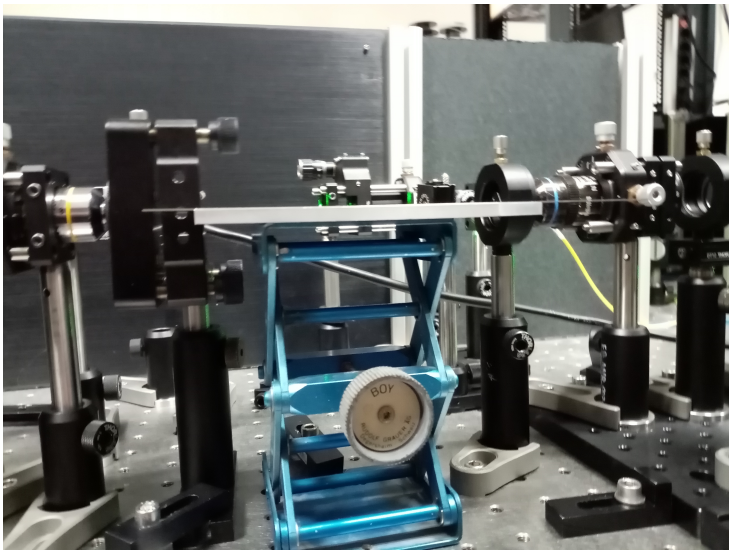

FIGURE 3.9 – *Soutien de la fibre par un boy micrométrique (en bleu).*

Nous avons appliqué ce protocole de préparation et de fixation à l'ensemble des fibres que nous étudions dans la suite.

3.1.3 Propriétés de la fibre

Propriétés géométriques de la fibre

La fibre du groupe Ceramoptec possède quelques défauts géométriques probablement causés par sa méthode de fabrication ou de conservation. Elle possède par exemple une courbure naturelle (figure 3.10). Celle-ci rend plus complexe l'installation de la fibre dans le montage optique, et doit être prise en compte lors de la caractérisation de la portée de l'effet mémoire en fonction de divers paramètres géométriques (cf chapitre 5). Un autre défaut présent dans cette fibre est l'existence d'une torsion naturelle. En effet, lorsque la fibre est positionnée pour que sa face d'entrée soit droite (les côtés des son cœur carré sont

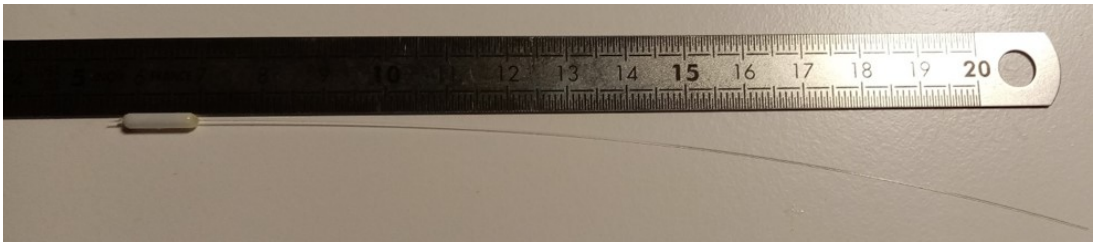

FIGURE 3.10 – *Flexion de la fibre observée sur une fibre de 19 cm*

verticaux et horizontaux), nous pouvons constater qu'en sortie le carré du cœur a effectué une rotation de plus 1°/cm de fibre, comme illustré sur la figure 3.11 .

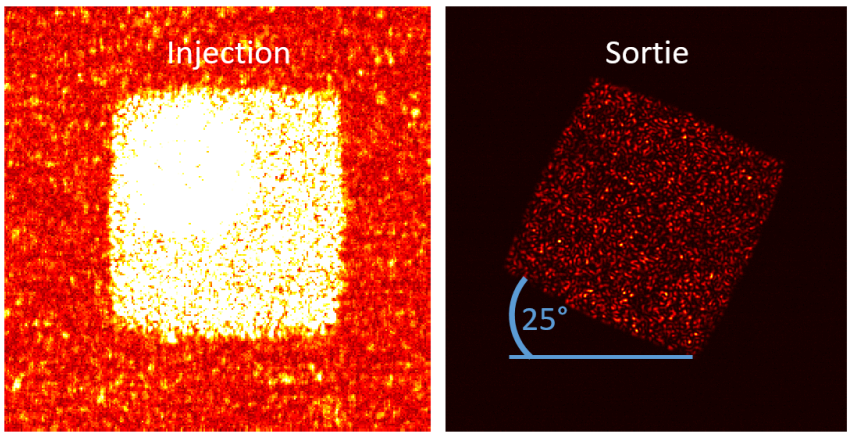

FIGURE 3.11 – *Torsion naturelle observée sur une fibre de 19 cm, l'image de gauche correspond au côté de la fibre fixée dans le plan focal d'injection, l'image de droite correspond à l'autre extrémité de la fibre vers l'objectif de sortie. L'extrémité de sortie est libre de se déplacer dans la férule.*

Dépolarisation induite par la propagation dans une fibre carrée

Nous avons étudié, dans le cas d'une polarisation incidente linéaire de direction variable, le taux et la direction de polarisation de la lumière en sortie. Pour cela nous avons mis au point le montage schématisé sur la figure 3.12. Sur ce montage, nous avons placé un polariseur (LPVISC100-MP2) et une lame $\frac{\lambda}{2}$ en entrée de la fibre, ce qui nous permet de tourner la polarisation linéaire. On injecte ensuite le faisceau incident dans la fibre à l'aide de l'objectif 1 (Olympus PLN 10X f = 18 mm). L'objectif 2 (Olympus UCPLFNL, f = 4.5 mm) et une lentille achromatique (L ayant une focale de 100 mm) permettent de former l'image en sortie de fibre sur une caméra (Basler aCA1300-200um) placée dans le plan de Fourier de la lentille L. Afin de sélectionner la polarisation du faisceau atteignant la caméra, nous avons placé un analyseur (LPVISE100-A) entre l'objectif 2 et la lentille L. La fibre est placée de façon à ce que les côtés de sa section (que nous nommerons par la suite "axes naturels de la fibre") soient droits par rapport au repère du laboratoire. On définit alors les angles θ_{pola} et θ_{ana} comme étant les angles entre l'axe horizontal de la fibre et, d'une part, la direction de polarisation de la lumière incidente (θ_{pola}) et, d'autre part, la direction de polarisation détectée par la caméra (θ_{ana}).

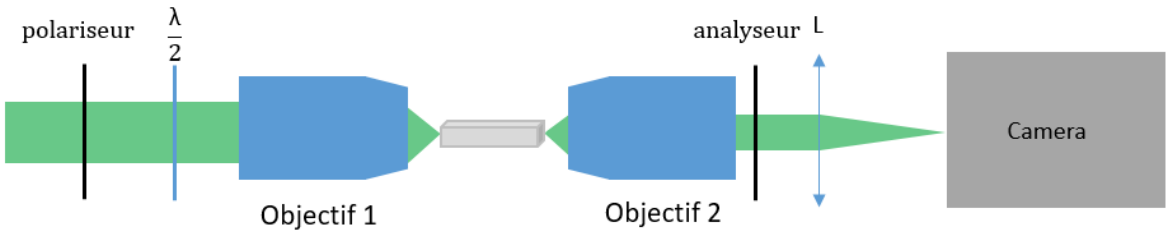

FIGURE 3.12 – *Schéma du montage permettant d'étudier le maintien de la polarisation lors de la propagation à travers une fibre.*

Au cours d'une mesure, nous choisissons tout d'abord une direction de la polarisation incidente θ_{pola}. Puis, pour chaque θ_{pola}, nous faisons varier l'angle de l'analyseur θ_{ana} et nous prenons une image d'intensité pour chaque position. Cette séquence est réalisée pour plusieurs angles θ_{pola} entre 0° et 90°. Nous avons extrait le niveau de fond moyen B, en calculant la valeur moyenne de l'intensité des pixels dans une zone extérieure à la fibre, pour chaque image. Le masque utilisé pour déterminer ce niveau de fond est montré sur la figure 3.13.

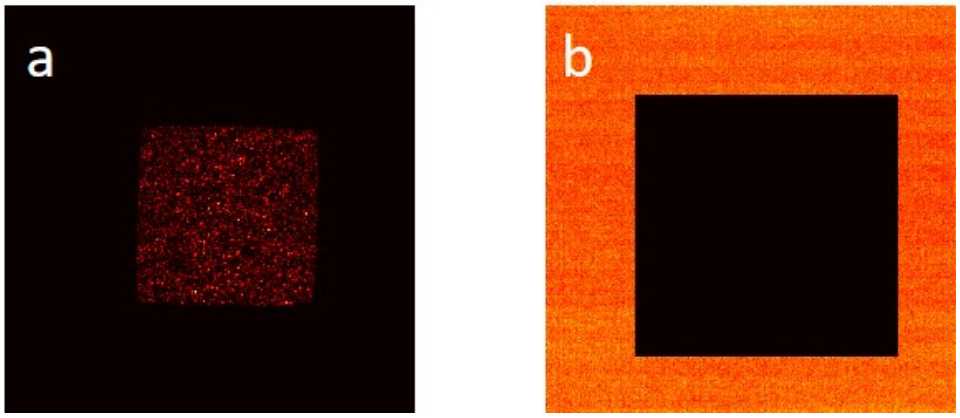

FIGURE 3.13 – *Méthode d'extraction du niveau de fond, (a) correspond à une image caméra de la fibre et (b) correspond à cette même image après qu'on ait placé un masque ne laissant passer que le niveau de fond*

Nous sélectionnons ensuite une zone d'intérêt, sur la caméra de 256 pixels de côté (57 μm sur le plan caméra), centrée sur la fibre sur laquelle nous calculons l'intensité moyenne $\bar{I}$. Pour chaque angle θ_{pola} en entrée, nous avons représenté sur la figure 3.14 la variation de l'intensité moyenne en sortie de fibre, ainsi que le niveau de fond donné par la caméra. Tout d'abord, nous constatons que, pour chaque courbe, le maximum d'intensité transmise correspond à $\theta_{ana} = \theta_{pola}$, ce qui signifie que la direction principale de polarisation est maintenue lors de la propagation dans la fibre droite. Pour quantifier la dépolarisation induite par la fibre, nous évaluons un taux de polarisation linéaire, défini par :

$$\tau(\theta_{pola}) = \frac{max_{\theta_{ana}}(\bar{I}_{corr}(\theta_{pola},\theta_{ana}) - min_{\theta_{ana}}(\bar{I}_{corr}(\theta_{pola},\theta_{ana})}{max_{\theta_{ana}}(\bar{I}_{corr}(\theta_{pola},\theta_{ana}) + min_{\theta_{ana}}(\bar{I}_{corr}(\theta_{pola},\theta_{ana})} \tag{3.1}$$

où $\bar{I}_{corr}(\theta_{pola},\theta_{ana}) = \bar{I}(\theta_{pola},\theta_{ana}) - B$ correspond à l'intensité moyenne du speckle en sortie de fibre corrigée du niveau de fond déterminé sur chaque image.

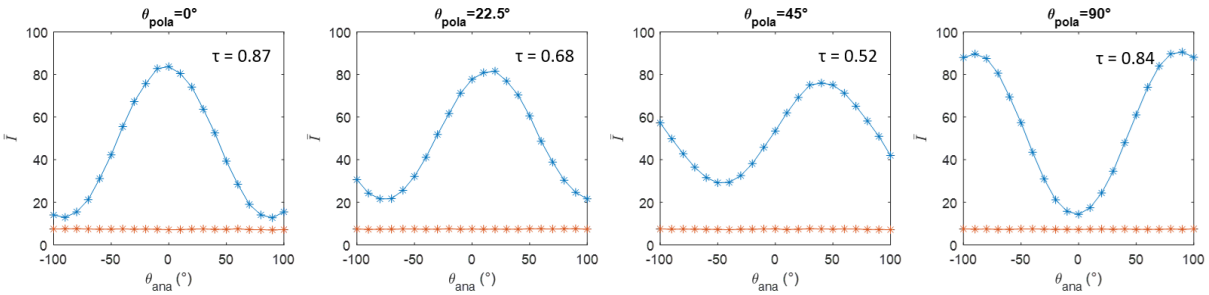

FIGURE 3.14 – *Variation de l'intensité moyenne en sortie de fibre en fonction de l'angle de l'analyseur θ_{ana} pour plusieurs angles de polarisation linéaire en entrée (θ_{pola}). Les points en rouge correspondent au niveau de fond estimé hors de la fibre B, les points en bleu correspondent à l'intensité moyenne $\bar{I}$, le taux de polarisation τ calculé est indiqué.*

On constate sur la figure 3.14 que le taux de polarisation vaut 84% et 87% lorsque la direction de polarisation du faisceau incident est parallèle à un côté du cœur de la fibre (0° et 90°), mais tombe à un minimum de 52 % lorsque la polarisation incidente est selon la diagonale du carré. Cela indique un meilleur maintien de la polarisation linéaire lors de la propagation, si la direction de celle-ci est le long d'un des côtés du carré . Pour nous assurer que les autres éléments du montage (objectifs de microscope, qualité de l'analyseur) ne contribuent pas à la dépolarisation constatée, nous avons enlevé la fibre et nous avons placé les objectifs de telle façon que leur plans focaux soient confondus, puis nous avons effectué les mêmes mesures que précédemment. Le résultat est montré sur la figure 3.15. Nous retrouvons un

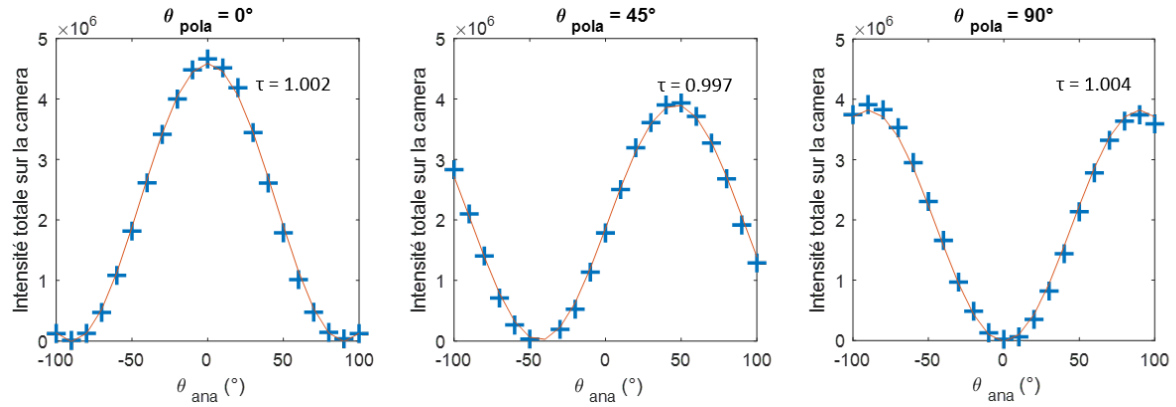

FIGURE 3.15 – *Évolution de l'intensité moyenne sur la caméra, sans la fibre, en fonction de l'angle de l'analyseur θ_{ana}, pour 3 polarisations incidentes (θ_{pola} = 0, 22.5 et 45°).*

taux de polarisation très proche de 1, ce qui signifie que l'influence des optiques sur la dépolarisation est négligeable. Le taux de polarisation mesuré en sortie de fibre (au mieux de 87%) est donc bien un effet de la propagation à travers la fibre.

Comme nous avons montré dans cette section qu'une polarisation linéaire est mieux maintenue lorsque sa direction est parallèle aux axes naturels de la fibre, nous fixerons donc pour toute la suite, et sauf indication contraire, une polarisation incidente selon un de ces axes (θ_{pola} = 0°).

3.2 Montage optique et méthodes d'acquisition

3.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental présenté dans le chapitre précédent nous permettait de faire translater un speckle relativement à la face d'entrée d'une fibre dans une seule direction. Pour changer la direction de translation par rapport aux axes de la fibre, il fallait tourner la fibre, ce qui avait pour conséquence de modifier la configuration de la fibre à chaque fois. Il n'était pas possible de réaliser un balayage en deux dimensions sur la face d'entrée de la fibre, ce qui sera indispensable pour les objectifs d'imagerie visés.

Afin de réaliser une étude plus complète de l'effet mémoire, nous avons mis au point un nouveau dispositif expérimental, illustré sur la figure 3.16. Il permet une translation du champ incident (amplitude et phase) dans les deux dimensions parallélement à la face d'entrée d'une fibre grâce à deux moteurs sur lesquels un diffuseur et un pinhole sont montés. Alors que les mesures du champ en sortie de fibre étaient uniquement des mesures d'intensité dans le chapitre précédent, ce nouveau montage inclut un bras de référence qui rend possible la mesure de l'amplitude et de la phase du champ en sortie de fibre, par holographie hors-axe.

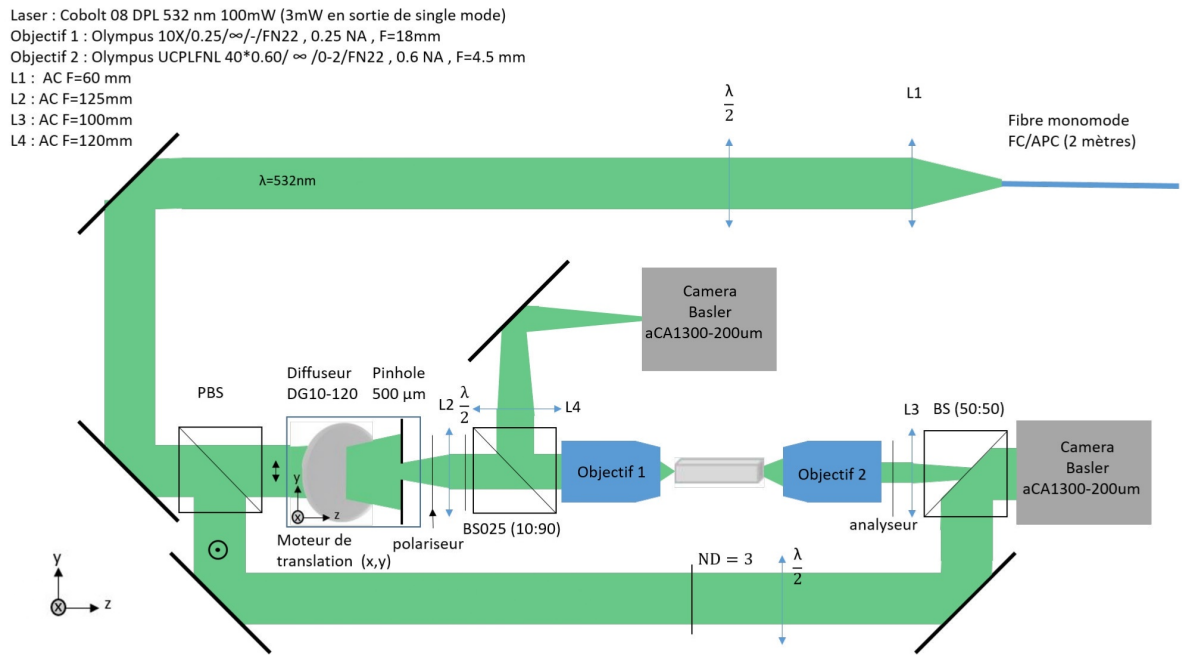

FIGURE 3.16 – *Montage expérimental. Les lentilles L2, L3 et L4 ont respectivement des distances focales de 125 mm, 100 mm et 120 mm. Les objectifs 1 et 2 ont des distances focales de 18 mm et 4.5 mm et des ouvertures numériques de 0.25 et 0.6 (supérieures à l'ouverture numérique de la fibre qui est de 0.22). Un faisceau de lumière cohérente à 532 nm de 16 mW arrive sur un PBS (séparateur de faisceau polarisé) permettant de séparer le faisceau en un faisceau principal et un faisceau de référence, la proportion d'intensité entre les 2 branches est contrôlée par une lame* $\frac{\lambda}{2}$ *placée en amont. Le faisceau principal passe par un diffuseur accolé à un trou circulaire de 500 µm. Un motif de speckle de 72 µm de diamètre est formé sur la face d'entrée de la fibre. Les caméras 1 et 2 enregistrent des images de l'entrée et de la sortie de la fibre.*

Le faisceau incident sur la fibre est mis en forme par un diffuseur accolé à un trou de 500 µm. Le trou est placé dans le plan focal de la lentille L2 en configuration 4f avec l'objectif 1. L'image du speckle traversant ce trou est formée dans le plan focal de l'objectif 1 avec un grandissement théorique $\gamma_1 = \frac{f_{objectif_1}}{f_2} = \frac{18}{125} = 0.144$. En plaçant la fibre dans le plan focal de l'objectif 1, on obtient donc un faisceau circulaire (un speckle) de 72 µm de diamètre. Cette dimension de faisceau d'injection a été choisie pour exciter le plus de modes possibles, tout en nous permettant une translation de près de 30 µm du motif incident sans sortir du cœur de la fibre.

Le diffuseur et le trou sont tous deux placés sur 2 moteurs de translation (PI M-122.2DD) identiques permettant une translation selon l'axe x et y, ce qui résulte en une translation du motif d'illumination sur l'intégralité de la face d'entrée de la fibre. En sortie de fibre, l'objectif 2 et la lentille L3 en configuration 4f ont pour but d'imager le champ sur la face de sortie de la fibre dans le plan de la caméra 2 (placée dans le plan focal de la lentille L3). Le grandissement de ce 2^{nd} montage 4f vaut $\gamma_2 = \frac{f_3}{f_{objectif_2}} = \frac{100}{4.5} = 22.22$.

Nous avons choisi ces distances focales afin d'échantillonner le speckle en sortie avec une grande résolution, ce qui est nécessaire pour l'holographie hors-axe et permet également de quantifier facilement les translations. En effet, avec ce grandissement, la largeur à mi-hauteur de l'intensité d'un grain de speckle en sortie de fibre est d'environ 8 pixels (voir figure 3.17). L'image de la fibre occupe, sur la caméra, un carré d'environ 480×480 pixels ($\frac{Largeur_{fibre} \times \gamma_2}{Largeur_{pixel}} = \frac{100 \times 22.22}{4.80} = 462.91$ pixels).

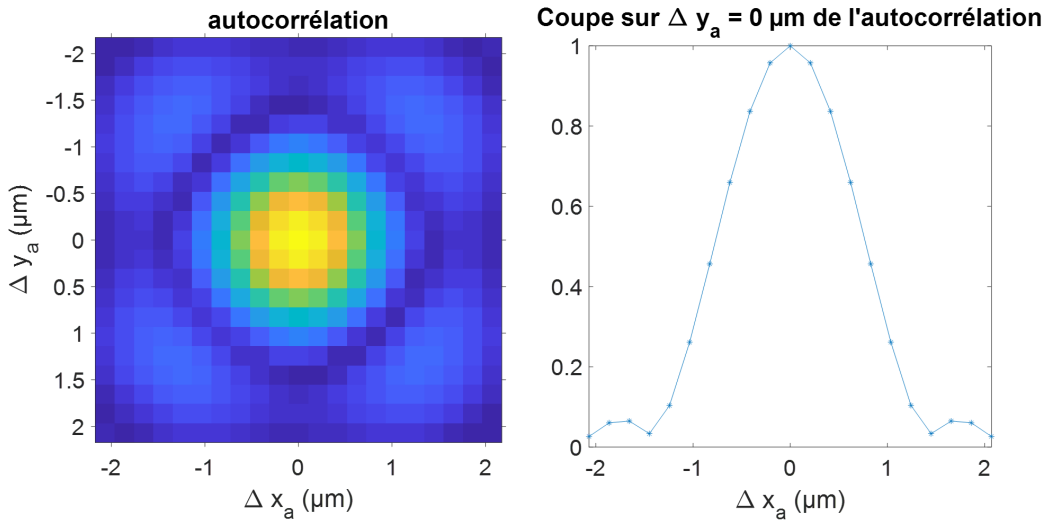

FIGURE 3.17 – *Auto-corrélation du motif de speckle en sortie de fibre : à gauche, module de l'auto-corrélation en 2 dimensions du champ (reconstruit à partir de l'image acquise par la caméra 2); à droite, coupe horizontale du module de cette auto-corrélation.*

Afin d'accéder au champ en amplitude et en phase en sortie de fibre par holographie hors axe, nous formons sur la caméra 2 l'interférence entre le faisceau de sortie de fibre et un faisceau de référence collimaté pour lequel nous pouvons ajuster l'angle d'incidence en utilisant les 2 miroirs présents sur le bras de référence.

Nous chercherons par la suite à étudier l'impact de la polarisation sur l'effet mémoire. La présence d'un polariseur, d'une lame $\lambda/2$ et d'un analyseur (comme vu précédemment à la figure 3.12) permet de contrôler la direction de polarisation incidente et de sélectionner la polarisation détectée en sortie de fibre. Par ailleurs, l'holographie hors-axe exige que la polarisation de la voie de référence soit identique à celle provenant de la fibre. Pour cela, nous jouerons sur une lame $\lambda/2$ montée sur le bras de référence.

3.2.2 Procédure d'alignement

Initialement, à partir du laser, nous mettons en forme un faisceau collimaté de diamètre 20 mm ayant une intensité maximale de 16 mW pour une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm. Nous allons maintenant décrire la méthode employée pour l'alignement des différents 4f du montage de la figure 3.16.

Sur le trajet du faisceau laser collimaté, nous avons commencé par positionner les éléments, du montage 4f, situés en sortie de la fibre carrée, formés par la lentille L3 et l'objectif 2, que nous appellerons par la suite *montage 4f d'imagerie*. Le but est d'ajuster la distance entre ces 2 optiques afin qu'elle soit bien égale à la somme de leurs distances focales. Nous vérifions, pour cela, que le faisceau après la traversée de l'objectif 2 puis de la lentille L3 reste collimaté. Nous avons utilisé un interféromètre à dédoublement (*shearing interferometer*), qui fait interférer les réflexions du faisceau sur les deux faces d'une lame de verre en coin, que nous avons placé après la lentille L3, puis la distance entre les 2 optiques a été réglée jusqu'à faire apparaître des franges parallèles au repère (comme montré sur la figure 3.18), ce qui signifie que le faisceau est parfaitement collimaté. Le montage 4f d'imagerie a été monté et aligné sur une plaque amovible, afin de pouvoir le déplacer par la suite sans toucher à son alignement. En effet, cette partie du montage sera déplacée en fonction de la longueur de la fibre que l'on cherche à étudier.

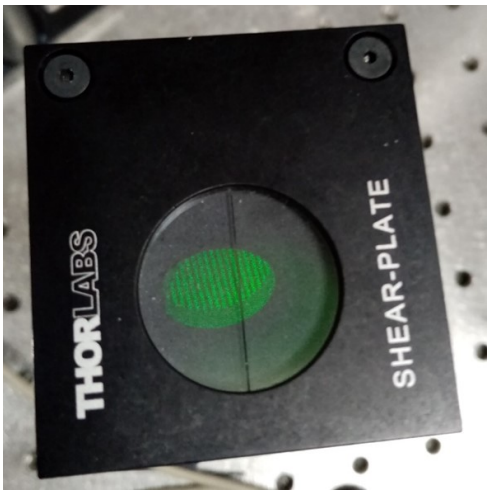

FIGURE 3.18 – *Photographie de l'interféromètre à dédoublement (shear plate) après alignement du montage 4f d'imagerie.*

L'étape suivante a consisté à placer la caméra 2 dans le plan focal image de la lentille L3 afin que l'image d'un objet situé dans le plan focal objet de l'objectif 2 apparaisse sur la caméra 2 (par la suite, la face de sortie de la fibre sera placée dans ce plan). Pour cela, nous dévissons l'objectif 2. Ainsi le faisceau

collimaté est directement focalisé par la lentille L3 ; il suffit alors de placer la caméra 2 afin d'obtenir un point focal sur celle-ci (l'intensité du faisceau ayant été fortement atténué au préalable).

Après avoir replacé l'objectif 2, nous pouvons maintenant positionner l'objectif 1. Dans un premier temps, le montage est mis en place sans la fibre carrée, car nous cherchons d'abord à valider le montage et à vérifier ses performances en terme de translation du champ incident (speckle) qui sera créé à l'entrée de la fibre. Nous plaçons donc les 2 objectifs pour que leur plans focaux soient confondus, ce qui permet d'imager directement avec l'objectif 2 le motif qui sera injecté dans la fibre par l'objectif 1. Pour positionner l'objectif 1, nous le rapprochons progressivement de l'objectif 2 jusqu'à obtenir un point focal sur la caméra.

Il ne nous reste alors plus qu'à placer la lentille L2 devant l'objectif 1, afin de former un montage 4f (l'ensemble comprenant la lentille L2 et l'objectif 1 sera par la suite appelé *montage 4f d'injection*). Si L2 est bien placée (et comme le faisceau incident sur L2 est collimaté), le faisceau sortant de l'objectif 1 sera collimaté, ainsi qu'après L3, puisque le montage 4f d'imagerie a déjà été réglé. Afin de réaliser ce réglage, nous plaçons un cube séparateur de faisceau entre la lentille L3 et la caméra 2 pour extraire une partie du faisceau qui est envoyée vers la *shear plate* (figure 3.18). Nous ajustons alors la distance entre L2 et l'objectif 1 jusqu'à obtenir un faisceau collimaté en sortie des deux montage 4f.

Pour mettre en place la voie d'imagerie de la face d'entrée de la fibre menant vers la caméra 1, nous plaçons un second cube séparateur de faisceau entre L2 et l'objectif 1. Nous injectons alors un faisceau collimaté par le cube séparateur précédemment placé à la sortie du 4f d'imagerie. Puis nous ajustons la position de la lentille L4 jusqu'à obtenir un faisceau collimaté en sortie de L4 (pour cela on utilise la *shear plate*). Ainsi un 3$^{\text{ème}}$ 4f est formé par l'objectif 1 et la lentille L4, que nous appellerons montage 4f d'entrée.

Par la suite, la face d'entrée de la fibre sera placée dans le plan focal de l'objectif 1. Pour en observer l'image sur la caméra 1, celle-ci doit être positionnée dans le plan focal de la lentille L4. Pour réaliser cette opération, à partir du montage décrit avant, il suffit de dévisser la lentille L3, ce qui permet de focaliser la faisceau par l'objectif 2 dans le plan focal de l'objectif 1. Nous ajustons donc la position de la caméra 1, pour obtenir un point focal sur celle-ci. La figure 3.19 montre la configuration du montage permettant de réaliser ce réglage.

3.2.3 Mesure des grandissements des montages 4f

Maintenant que nous avons décrit la procédure d'alignement du montage, nous présentons les estimations expérimentales des valeurs de grandissement des deux montages 4f.

Nous commençons par la mesure du montage 4f d'imagerie : une mire de microscopie (ayant des franges se répétant tous les 10 µm) est placée dans le plan focal commun aux objectifs 1 et 2. Son image

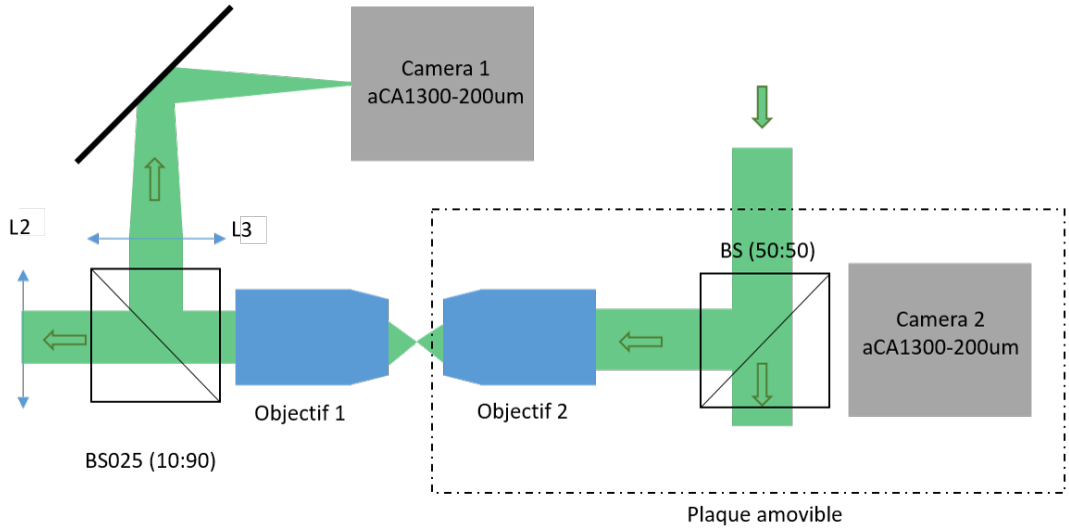

FIGURE 3.19 – *Alignement de la caméra d'imagerie de la face d'entrée (caméra 1).*

sur la caméra 2 est présentée sur la figure 3.20. Sur la caméra nous observons 27 marquages qui sont

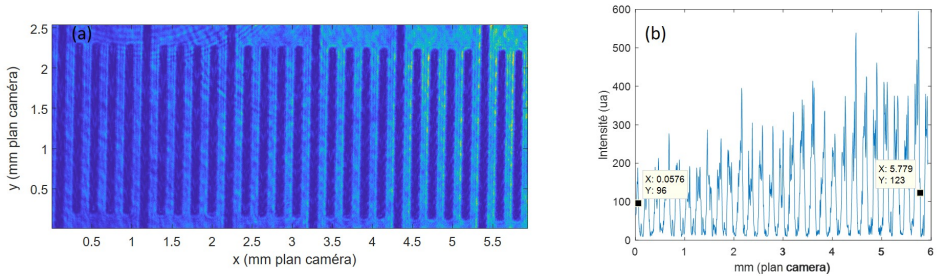

FIGURE 3.20 – *Mesure du grandissement du 4f d'imagerie. (a) Zoom de l'image sur la caméra 2 de la mire placée dans le plan focal de l'objectif 2 (distance entre les traits sur la cible 10 µm). (b) Coupe sur y = 1 mm de l'image en (a).*

distants de 5.72 mm. Nous en déduisons donc que le grandissement effectif du montage 4f d'imagerie ($\gamma_{out} = \frac{5.72}{10\times27\times10^{-3}}$) est de 21.18. Cette valeur est légèrement différente de la valeur prédite directement par les focales des lentilles, $\frac{f_{L3}}{f_{objectif\,2}} = \frac{100}{4.5} = 22.2$.

Pour mesurer le grandissement du montage 4f d'injection, nous plaçons la mire dans le plan focal de la lentille L1. L'image de la mire sur la caméra 2 se forme alors à travers les deux 4f du montage. On obtient l'image présentée sur la figure 3.21. Cette fois-ci les traits distants de 10 µm ne sont pas distincts ; on utilise donc les marquages distants de 50 µm.

Sur la caméra on observe 20 traits, qui sont distant de 3.04 mm. On en déduit que le grandissement total effectif des deux montages 4f est de $\gamma_{tot} = \frac{3.04}{20\times50\times10^{-3}} = 3.04$. Là aussi, la valeur est légèrement différente de la valeur déduite directement des focales, $\frac{f_{L3}}{f_{objectif\,2}}\frac{f_{objectif\,1}}{f_{L2}} = 22.2\times0.144 = 3.2$.

On déduit finalement le grandissement du montage 4f d'injection γ_1 qui est de $\gamma_1 = \frac{\gamma_{tot}}{\gamma_{out}} = 0.1435$, cette fois très proche de la valeur théorique attendue $\frac{f_{objectif\,1}}{f_{L2}} = 0.144$.

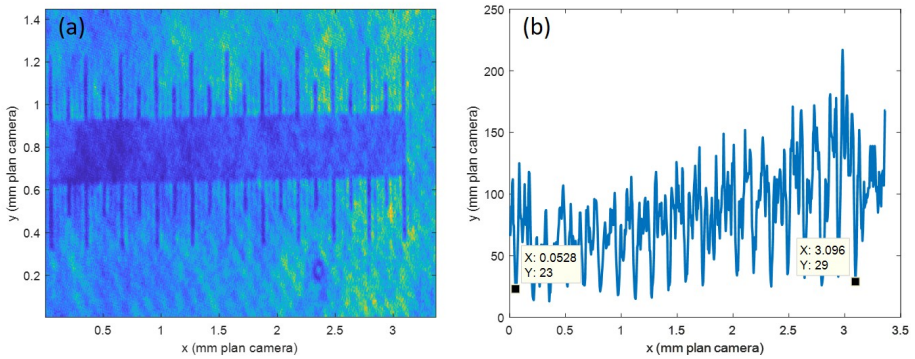

FIGURE 3.21 – *Mesure du grandissement total suite au passage à travers le 4f d'injection et le 4f d'imagerie.(a) Zoom d'une image sur la caméra 2 de la mire placée dans le plan focal de la lentille L1 (distance entre les traits visibles : 50 µm) ; (b) une coupe sur y = 0.6 mm de l'image en (a).*

Ces valeurs de grandissement seront par la suite utilisées pour déterminer les distances rapportées aux faces de la fibre. Ainsi les distances de translation du faisceau d'excitation et des motifs en sortie de fibre seront systématiquement données dans les plans des faces d'entrée et de sortie de la fibre.

3.2.4 Mesure du champ par holographie hors-axe

Afin de pouvoir mesurer le champ en sortie de fibre en module et phase, nous utilisons l'holographie hors-axe, que nous présentons brièvement ici.

Un cube séparateur, placé en amont des moteurs qui portent le diffuseur et le pinhole, réflechit une partie du faisceau collimaté qui servira de référence. La puissance relative entre celui-ci et le faisceau injecté dans la fibre est ajustable à l'aide d'un polariseur et d'un atténuateur (ND) placé sur le bras de référence (figure 3.16). Nous disposons de miroirs sur le bras de référence nous permettant de faire varier l'angle d'arrivée sur la caméra du faisceau de référence, représenté sur les figures 3.22 et 3.23.

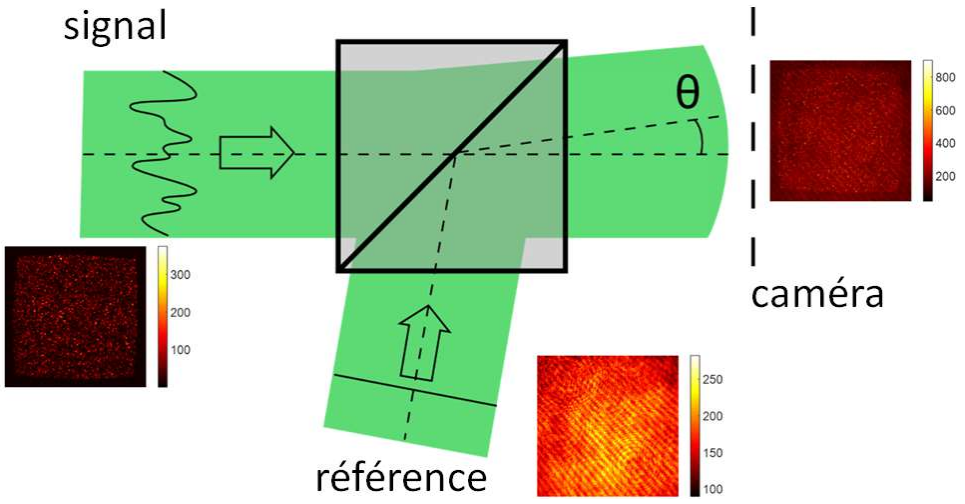

FIGURE 3.22 – *Schéma représentant le principe de la formation de l'interférogramme entre le bras signal et le bras de référence, l'interférogramme est représenté ici au niveau de la caméra.*

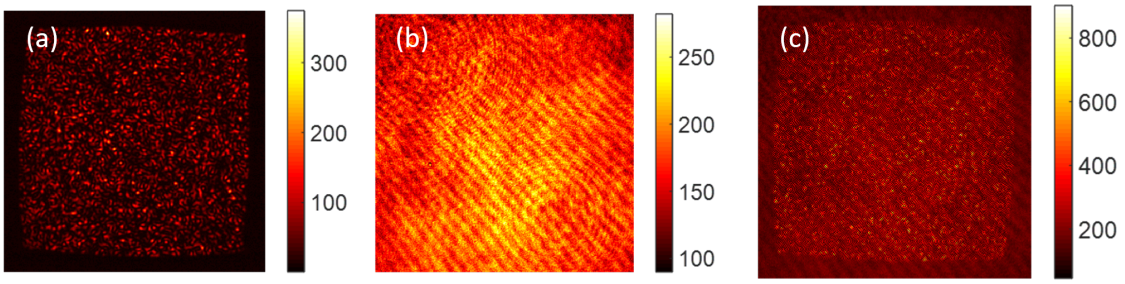

FIGURE 3.23 – *Image caméra du faisceau signal (a), de la référence en (b) et de l'interférogramme issu de l'interférence entre ces deux faisceaux.*

L'intensité de l'interférogramme ainsi mesurée sur la caméra correspond à l'expression 3.2.

$$I_{inter}(r) = \underbrace{|E_R(r)|^2 + |E_S(r)|^2}_{0} + \underbrace{E_S(r)E_R(r)^*}_{+1} + \underbrace{E_S(r)^*E_R(r)}_{-1} \tag{3.2}$$

Nous cherchons ici à extraire le champ issu du faisceau signal ($E_S(r)$), celui-ci étant présent dans l'ordre +1. Pour cela nous passons dans l'espace de Fourier. On voit alors apparaître les ordres 0, +1 et -1 bien distincts [50] (les ordres 1 et -1 étant alors centrés à une "distance" $k_d = ksin(\theta)$ de l'ordre 0, avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et θ l'angle entre les 2 faisceaux), comme le montre la figure 3.24.

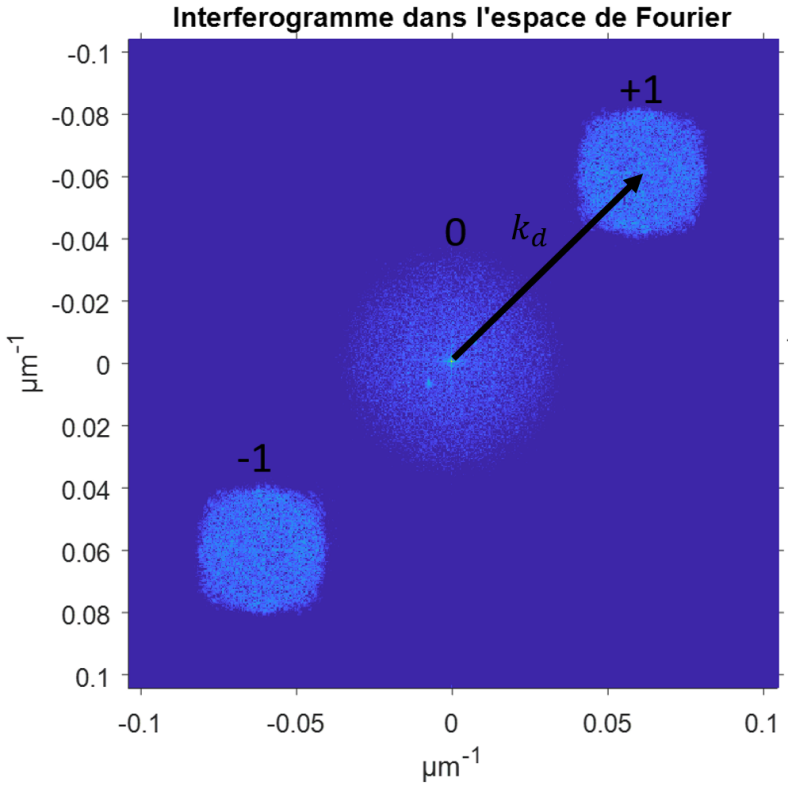

FIGURE 3.24 – *Transformée de Fourier de l'interférogramme : on voit ici apparaître les 3 ordres de l'équation 3.2.*

L'information qui nous intéresse étant située dans l'ordre +1, nous allons l'isoler. Pour cela, avant toute acquisition nous avons ajusté l'angle θ entre les deux faisceaux afin de placer l'ordre +1 sur la diagonale de l'interférogramme dans l'espace de Fourier et à une distance suffisante de l'ordre 0, afin que les ordres +1 et 0 ne se superposent pas. Nous avons ensuite relevé la position du centre et le rayon de l'ordre +1, nous le replaçons alors au centre de l'interférogramme et lui appliquons un filtre circulaire de type Tukey [51], afin de ne garder que la transformée de Fourier de ce terme (figure 3.25).

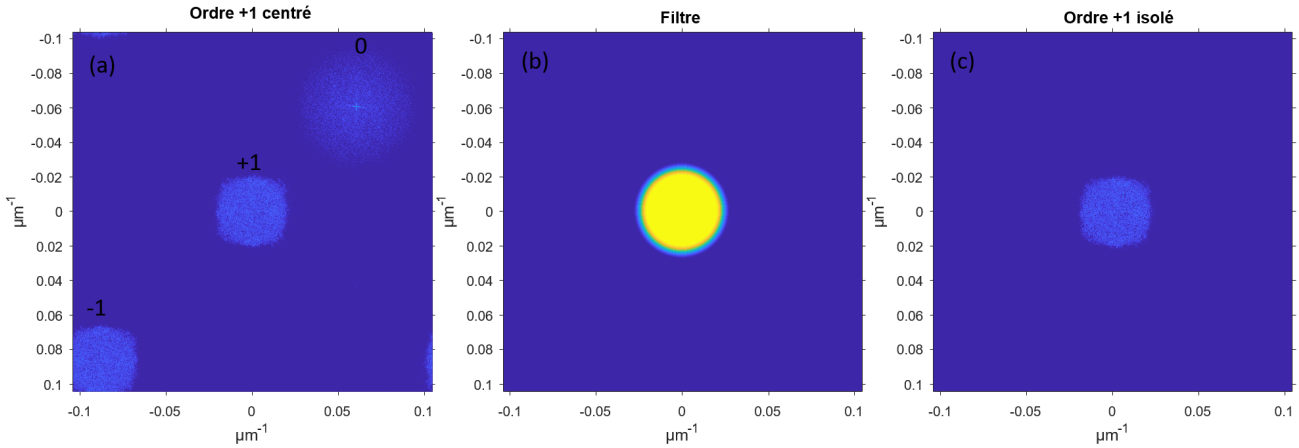

FIGURE 3.25 – *Méthode d'extraction du 1er ordre de la transformée de Fourier de l'interférogramme. (a) Ordre +1 est repositionné au centre. (b) Filtre Tukey utilisé pour isoler l'ordre +1 ayant un rayon 20% supérieur au contenu spectral de cet ordre. (c) Ordre +1 recentré et isolé.*

Nous effectuons ensuite une transformée de Fourier inverse du spectre de l'ordre +1 qui a été recentré. La figure que nous obtenons, correspondant à l'ordre +1 de l'interférogramme (Eq. 3.2), peut être affectée par les variations d'intensité du champ de référence (qui sont généralement de faible amplitude). Afin de s'affranchir de cet effet, nous divisons par la racine carrée de l'intensité de la référence ($|E_R(r)| = \sqrt{I_R(r)}$) le terme d'ordre +1 extrait par la procédure d'holographie numérique. Ce terme d'intensité du faisceau référence a été préalablement acquis en enregistrant une image sur la caméra 2 après avoir bloqué le faisceau d'excitation entre la lentille L3 et l'objectif 1. Finalement, le champ signal E_s extrait par cette procédure d'holographie numérique hors-axe est illustré sur la figure 3.26.

Lors d'une acquisition complète, nous répéterons ce processus d'extraction du champ pour chaque position du motif en entrée de la fibre, afin d'obtenir le champ correspondant en sortie de fibre.

3.2.5 Description d'une séquence d'acquisition

Maintenant que nous avons décrit le dispositif expérimental, nous expliquons dans cette section comment se déroule une acquisition complète et quelle est la nature des données ainsi obtenues. Comme décrit précédemment, le montage permet à présent un plein contrôle sur la translation à deux dimensions du faisceau d'excitation en entrée de la fibre. Nous avons choisi une séquence de balayage de type *raster* où le motif parcourt chaque ligne dans le même sens, du haut en bas, comme illustré sur la figure 3.27.

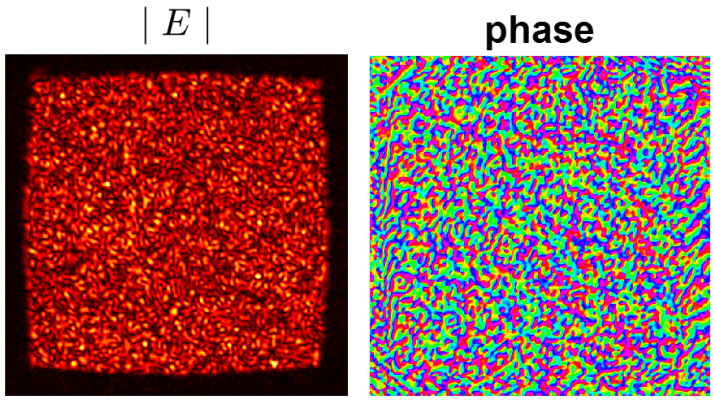

FIGURE 3.26 – *L'image de gauche et de droite correspondent respectivement au module et à la phase du champ en sortie de fibre, obtenus par holographie hors axe.*

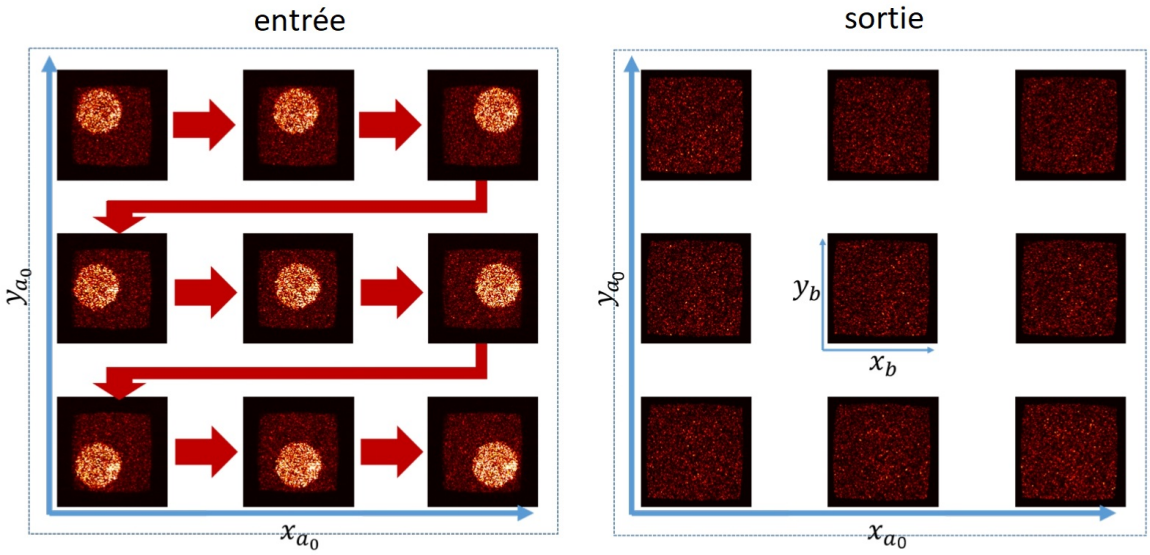

FIGURE 3.27 – *Image en entrée et en sortie de la fibre pour un scan raster de 3×3 positions*

L'information sur l'effet mémoire se trouve dans la matrice des champs en sortie, $E_{out}(\mathbf{r}_b;\mathbf{r}_{a_0})$, qui est une matrice à 4 dimensions. Deux dimensions correspondent à la position du faisceau incident à l'entrée de la fibre $\mathbf{r}_{a_0} = (x_{a_0}, y_{a_0})$ et deux dimensions à la position de chaque pixel sur la face de sortie de fibre $\mathbf{r}_b = (x_b, y_b)$.

Lors d'une acquisition typique qui dure environ 10 minutes, le champ à l'entrée effectuera un scan de 31×31 pas avec un intervalle entre deux pas de 1 µm en x_a et y_a, soit un déplacement total de 30 µm. Cela permet au faisceau incident, d'une étendue de 70 µm de diamètre, de ne pas mordre hors du cœur de la fibre lors du balayage. Par ailleurs, la longueur de ce déplacement est bien supérieur à la persistance attendue de l'effet mémoire, puisque celle-ci semble se limiter à une dizaine de microns, comme observé dans le chapitre précédent (voir figure 2.18).

3.2.6 Calculs des fonctions de corrélations normalisées

Nos images de sortie sont désormais stockées dans une matrice à 4 dimensions $x_{a_0}, y_{a_0}, x_b, y_b$, qui contient les champs de sortie E_{out} extraits pour chaque position (x_{a_0}, y_{a_0}) du faisceau incident. Nous pouvons réécrire l'expression de l'inter-corrélation normalisée, qui prendra alors la forme de l'équation 3.3 si on l'effectue sur ces champs :

$$C_E(\Delta \boldsymbol{r_b}, \Delta \boldsymbol{r_a}) = \left\langle \frac{\langle E_{\text{out}}(\mathbf{r}_b + \Delta \boldsymbol{r_b}; \mathbf{r}_{a_0} + \Delta \boldsymbol{r_a}) E_{\text{out}}{}^*(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0}) \rangle_{\boldsymbol{r_b}}}{\sqrt{\langle |E_{\text{out}}(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0} + \Delta \boldsymbol{r_a})|^2 \rangle_{\mathbf{r}_b}} \sqrt{\langle |E_{\text{out}}(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0})|^2 \rangle_{\mathbf{r}_b}}} \right\rangle_{\mathbf{r}_{a_0}} \tag{3.3}$$

Pour des raisons de vitesse de calcul, toutes les corrélations sont calculées directement sur les matrices à 4 dimensions dans l'espace de Fourier : nous effectuons des transformées de Fourier rapides à N-D sur chaque matrice, puis le produit entre la TF d'une matrice et la conjuguée de la TF de l'autre, avant de réaliser une TF inverse pour revenir dans l'espace réel.

Par la suite, pour certains cas, nous ne pourrons pas effectuer d'holographie hors axe, pour des raisons de configuration expérimentale (où le maintien de la voie de référence se révèle trop complexe). Nous ne disposerons alors que des acquisitions de l'intensité du motif en sortie de fibre, données directement par la caméra 2 (fig. 3.16).

Pour le calcul des inter-corrélations en intensité, il nous faudra soustraire à chaque image d'intensité sa valeur moyenne (supposée stationnaire), comme expliqué dans le paragraphe 2.2.2 pour que l'inter-corrélation ait une valeur nulle pour des images non corrélées (dans le cas des inter-corrélations en champ, cette étape est omise car la valeur moyenne des champs complexes est toujours nulle). L'inter-corrélation normalisée pour des mesures en intensité prendra alors la forme suivante :

$$C_I(\Delta \boldsymbol{r_b}, \Delta \boldsymbol{r_a}) = \left\langle \frac{\langle \delta I_{\text{out}}(\mathbf{r}_b + \Delta \boldsymbol{r_b}; \mathbf{r}_{a_0} + \Delta \boldsymbol{r_a}) \delta I_{\text{out}}(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0}) \rangle_{\boldsymbol{r_b}}}{\sqrt{\langle \delta I^2_{\text{out}}(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0} + \Delta \boldsymbol{r_a}) \rangle_{\boldsymbol{r_b}}} \sqrt{\langle \delta I^2_{\text{out}}(\mathbf{r}_b; \mathbf{r}_{a_0}) \rangle_{\boldsymbol{r_b}}}} \right\rangle_{\mathbf{r}_{a_0}} \tag{3.4}$$

avec $\delta I(\boldsymbol{r}_b, \boldsymbol{r}_a) = I(\boldsymbol{r}_b, \boldsymbol{r}_a) - < I(\boldsymbol{r}_b, \boldsymbol{r}_a) >_{\mathbf{r}_b}$

En appliquant cette inter-corrélation sur des simulations de speckles de sortie de fibre dans le cas d'un scan raster du faisceau d'entrée de 3×3 positions, on obtient alors la figure 3.28.

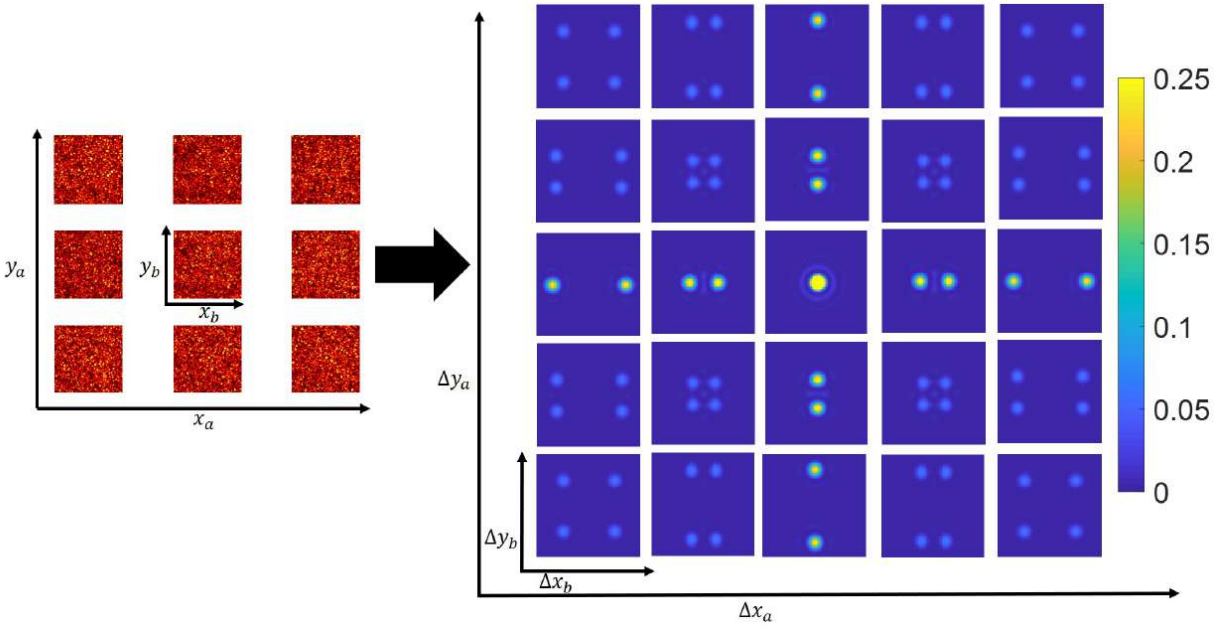

FIGURE 3.28 – *Simulation de 4 speckles, de sortie de fibre, attendues pour* 3×3 *positions du faisceau d'entrée (raster scan) et leur inter-corrélation correspondante (en intensité).*

3.3 Validation du montage

3.3.1 Validation des translations du champ incident

Nous allons maintenant chercher à vérifier qu'une translation du diffuseur entraîne bien une translation du champ inchangé dans le plan focal de l'objectif 1, en amplitude et en phase. Pour cela, la configuration expérimentale correspond à faire coïncider le plan focal de l'objectif 1 avec le plan focal de l'objectif 2 (sans fibre). On observe alors sur la caméra 2 l'interférogramme entre l'image du champ qui sera injecté dans la fibre, et le faisceau de référence (figure 3.29).

Nous effectuons alors une translation des moteurs sur lesquels se trouvent le diffuseur et le pinhole, afin d'induire la translation du champ dans le plan focal de l'objectif 1. Nous avons choisi d'effectuer une translation de 120 µm$\times$120 µm avec des pas de 6 µm (les distances sont données ici dans le plan focal commun de l'objectif 1 et l'objectif 2), afin d'avoir une distance de translation totale supérieure à la taille de la fibre. Des exemples de champs extraits par holographie hors axe sont présentés sur la figure 3.30 pour 4 positions du faisceau incident.

Nous calculons alors les inter-corrélations normalisées entre les champs obtenus pour toutes les positions translatées et le champ mesuré pour la position centrale ($x_{a_0} = y_{a_0} = 0$). Nous n'effectuons donc pas de moyennage sur les positions $\mathbf{r}_{a_0}$, contrairement aux traitements effectués pour les mesures avec fibre. En effet, le moyennage sur l'espace se faisant en 2 dimensions, nous avons accès à un très grand nombre de paires d'images correspondant à une translation $\Delta\mathbf{r}_a$ donnée, contrairement au cas des

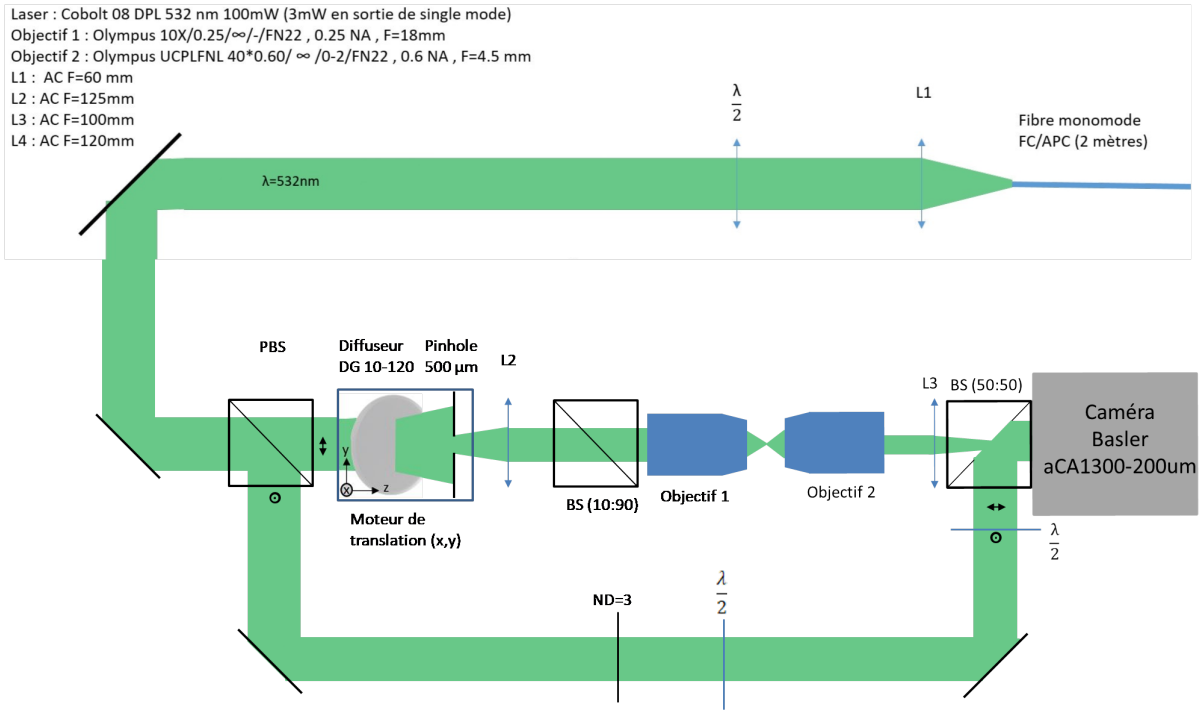

FIGURE 3.29 – *Dispositif expérimental permettant de valider la translation du champ incident.*

translations 1D du chapitre 2 qui nécessitaient un moyennage d'ensemble sur plusieurs réalisations de speckle.

L'inter-corrélation ainsi obtenue s'apparente à un pic qui translate et dont l'amplitude maximale mesure la similitude du champ translaté avec le champ initial au centre. La figure 3.31 montre les inter-corrélations calculées pour les quatre positions extrêmes du balayage. Nous avons vérifié que les pics d'inter-corrélation sont centrés sur une position pouvant être considérée comme égale à la position attendue compte tenu de la précision des moteurs et de la calibration des grandissements. Nous avons alors mesuré la valeur maximale du pic d'inter-corrélation pour toutes les positions de translation x_a et y_a : ces valeurs sont représentées sur la figure 3.32.

La variation de l'amplitude maximale du pic nous permet de quantifier la stabilité du motif d'excitation au cours de la translation. Une amplitude de 1 correspondant au cas de la translation parfaite. Nous avons ainsi constaté que pour des translations similaires à celles qui ont été effectuées lors des mesures sur fibre (translation de 30 µm), les valeurs d'inter-corrélation restent supérieures à 0.9. Pour une translation de plus grande distance, l'amplitude du pic de corrélation décroît, atteignant une valeur autour de 0.86 pour le déplacement le plus grand que nous avons effectué (60 µm de part et d'autre du centre). Cette légère perte de corrélation peut être attribuée aux aberrations du banc optique lorsque les éléments sont utilisés hors axe. Pour référence, nous avons effectué une inter-corrélation normalisée entre deux motifs de speckle indépendants : nous avons obtenu une amplitude maximale d'inter-corrélation égale à 5.10^{-2}.

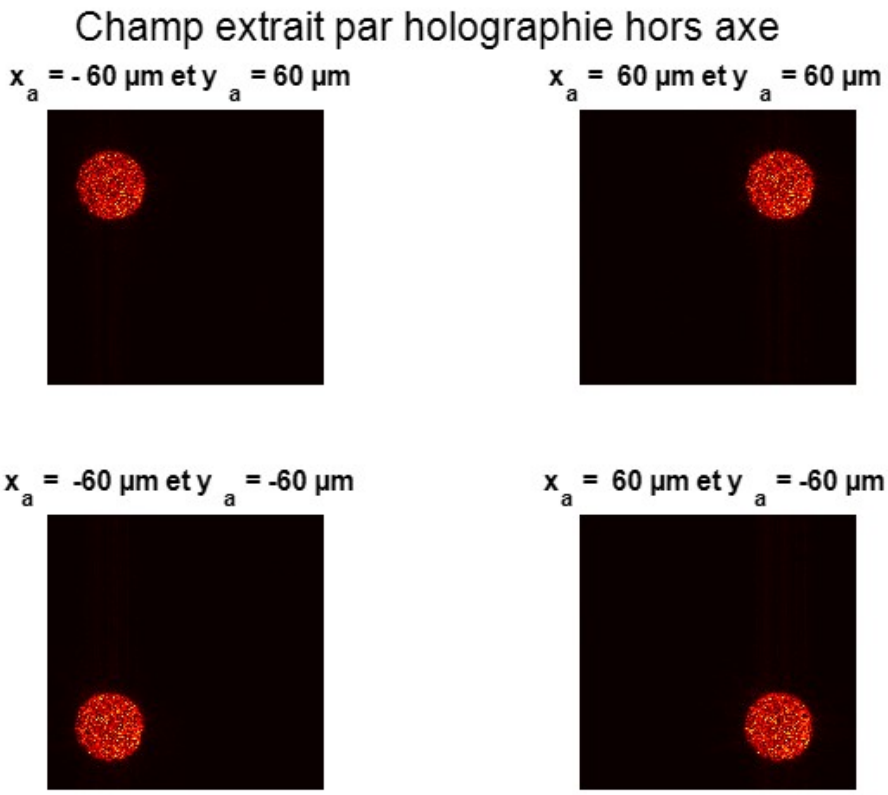

FIGURE 3.30 – *Module du champ extrait par holographie hors axe pour les 4 positions extrêmes du déplacement de l'ensemble diffuseur-pinhole.*

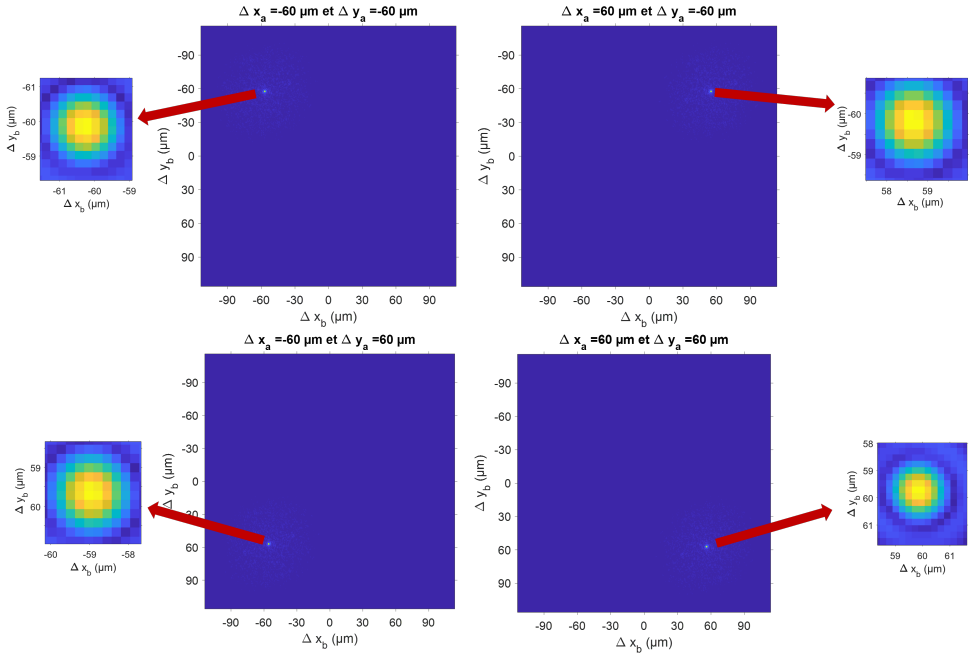

FIGURE 3.31 – *Inter-corrélation normalisée entre les champs de la figure 3.30 et le champ obtenu pour la position centrale du faisceau incident* $x_{a_0} = y_{a_0} = 0$.

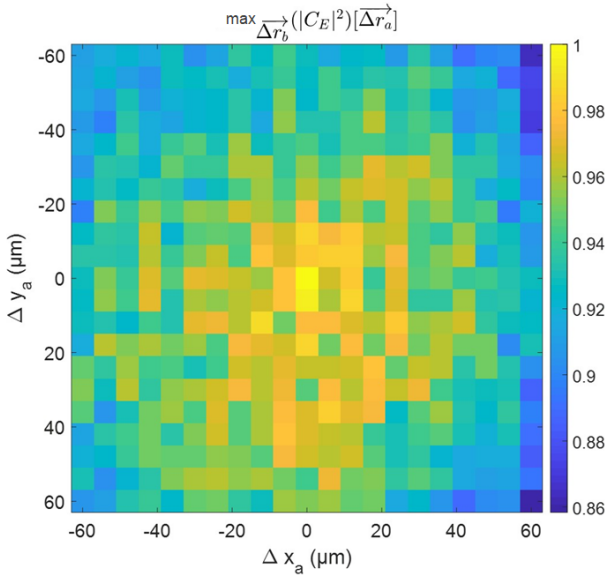

FIGURE 3.32 – *Carte représentant la valeur au pic du module au carré de l'inter-corrélation du champ incident pour toutes les positions balayées, relativement à la position centrale (distance de translation* $\Delta\mathbf{r}_a$*).*

Nous pouvons donc conclure que notre dispositif permet effectivement de faire translater un champ en amplitude et en phase, avec un perte de corrélation n'excédant pas 10 % pour des translations de l'ordre de 30 µm. Ce résultat assure que les pertes de corrélation que l'on va observer dans les fibres sont imputables pour l'essentiel à la fibre elle-même plutôt qu'à des imperfections liées à la translation elle-même. De plus, la distance de translation dans le plan de la fibre correspond à la distance attendue, aux erreurs des moteurs près et de calibration des grandissements.

3.3.2 Mesures sur fibre carrée

Maintenant que nous avons montré que le dispositif expérimental permet une translation fidèle d'un champ en amplitude et en phase dans le plan focal de l'objectif 1, nous présentons un résultat typique obtenu sur une fibre. Nous plaçons les 2 faces de la fibre dans les plans focaux des objectifs 1 et 2 afin de pouvoir translater un motif d'illumination sur la face d'entrée de la fibre et former l'image de la face de sortie sur la caméra 2, comme représenté sur la figure 3.33. Comme discuté précédemment, nous reconstruisons les champs complexes en sortie de fibre par holographie hors axe avant d'en calculer les inter-corrélations en 4 dimensions. Par rapport à l'expérience présentée dans le chapitre 2, il y a deux différences majeures : nous pouvons à présent accéder à l'ensemble des directions de translation Φ_a en un seul balayage en 2 dimensions, sans avoir à tourner la fibre ; les corrélations sont calculées à partir des champs complexes et non plus des intensités. Une comparaison des inter-corrélations obtenues avec ce nouveau montage et celui du chapitre 2 pour les mêmes distances Δr_a et directions Φ_a est présentée sur la figure 3.34.

Nous observons donc que le nouveau dispositif (Fig. 3.33) permet d'obtenir des résultats compa-

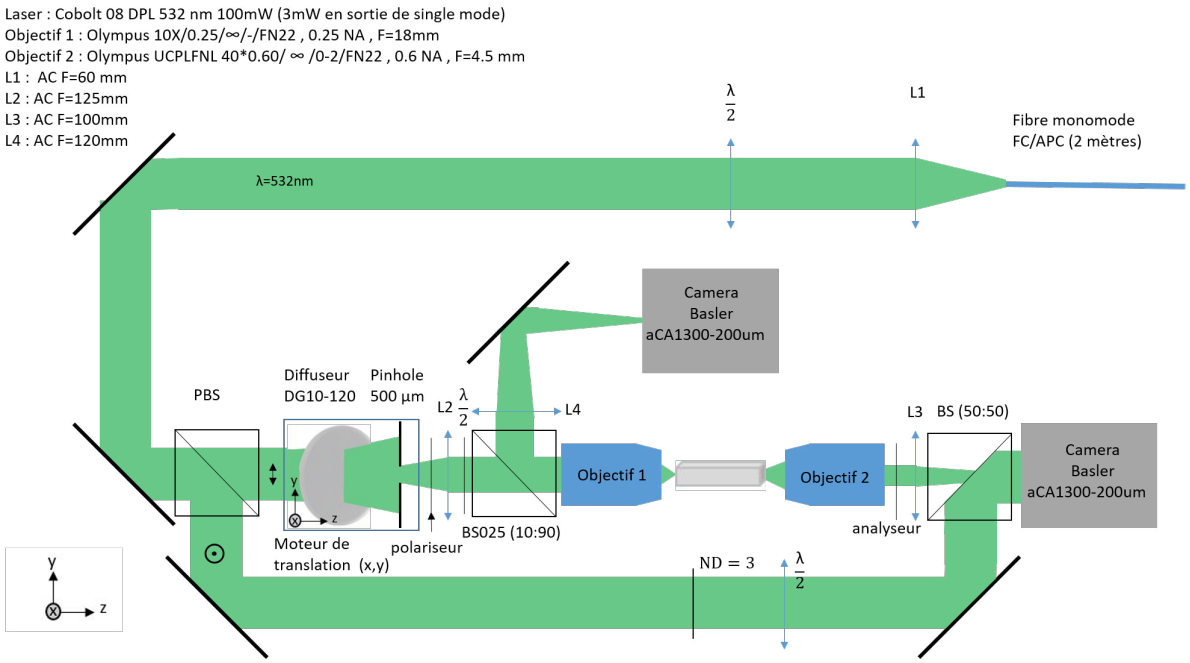

FIGURE 3.33 – *Dispositif expérimental permettant de visualiser la face de sortie et d'entrée de la fibre au cours de la translation d'un faisceau excitateur à l'entrée de la fibre.*

rables à ceux présentés au chapitre 2. En effet, la translation du champ en sortie de fibre est constituée de 4 versions symétrisées de la translation du champ à l'entrée de la fibre, correspondant aux réflexions sur les parois de la fibre. La décroissance des pics de corrélation indique une modification des 4 motifs de speckle, lorsque la distance de translation augmente, comme vu précédemment.

De façon très claire, il apparaît également sur la Fig. 3.34 que les inter-corrélations issues des mesures en champ présentent un niveau de fond plus bas que celles issues des mesures en intensité. Nous discuterons de ce point plus en détail dans le chapitre suivant.

Pour aller vers une quantification de l'effet mémoire observé, nous avons déterminé la valeur maximale de chacun des quatre pics à un $\Delta\mathbf{r}_a$ donné : pour cela, nous nous appuyons sur la connaissance des positions attendues de ces pics et nous déterminons la valeur maximale par une procédure d'ajustement dans une région d'intérêt de 4 µm de côté autour de ces positions théoriques. La figure 3.35 illustre le contenu d'une telle zone d'intérêt, sur lequel est effectué une détection d'amplitude de pic.

Nous obtenons ainsi une carte de l'évolution de l'amplitude des pics en fonction de Δx_a et Δy_a, pour chacun des 4 pics : un exemple est donné sur la figure 3.36. Dans le cas d'une fibre suffisamment longue (au-delà d'environ 2 cm, ce qui sera le cas pour toutes les mesures figurant dans ce manuscrit), les hauteurs des 4 pics sont sensiblement égales. C'est pourquoi par la suite pour chaque carte d'évolution d'amplitude des pics nous afficherons celle qui correspond un pic se déplaçant dans la même direction que le faisceau d'excitation. Sur la figure 3.36, nous retrouvons une valeur 1 au centre (le coefficient étant normalisé au centre par construction) et des valeurs plus élevées pour une translation selon les axes

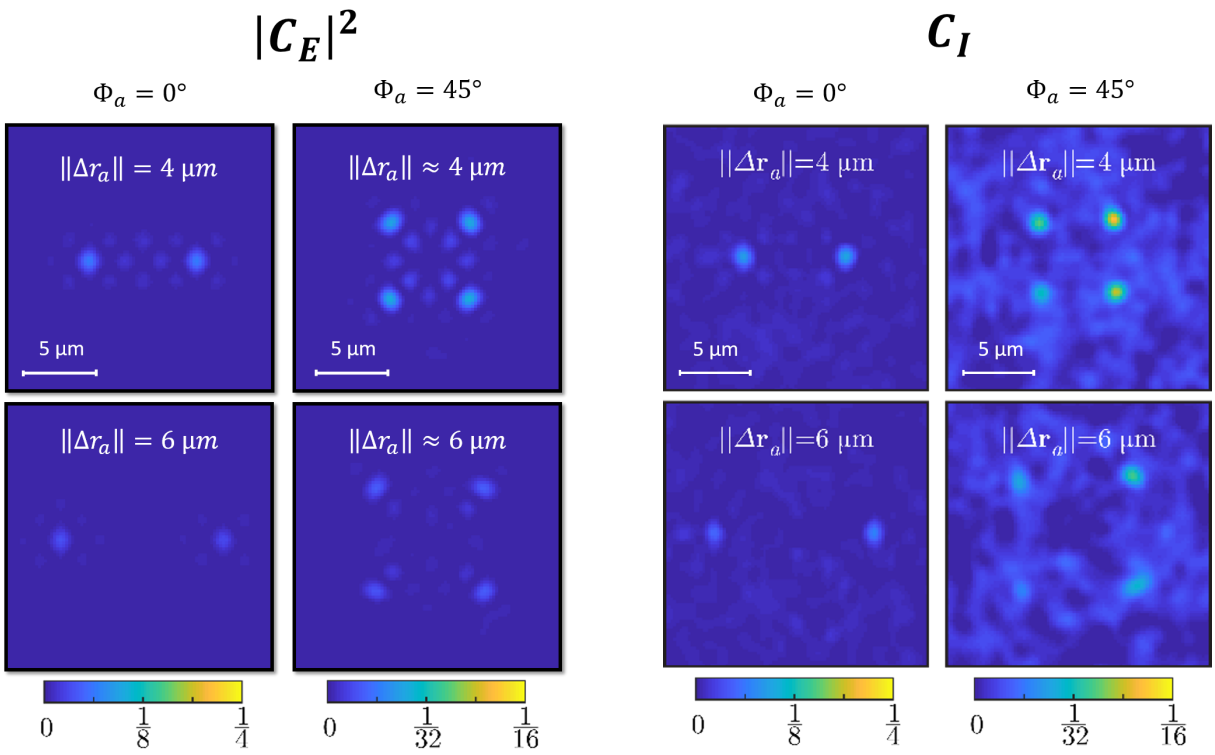

FIGURE 3.34 – *Comparaison des résultats obtenus avec le dispositif de la Fig. 3.16 (fibre de 10 cm) et ceux obtenus avec le dispositif de la Fig. 2.8 (fibre de 3 cm). Les 4 images de gauche correspondent au module au carré des inter-corrélations du champ en sortie de fibre, mesuré avec le nouveau montage pour différentes translations du faisceau d'excitation* ($\Delta\mathbf{r}_a = [4,0]$, $\Delta\mathbf{r}_a = [6,0]$, $\Delta\mathbf{r}_a = [3,3]$ *et* $\Delta\mathbf{r}_a = [4,4]$ μm*), les 4 images de droite correspondent aux inter-corrélations des motifs en intensité, mesurés avec le précédent montage pour des translations de faisceau d'excitation dans les directions* $\Phi_a = 0$ *et* $45°$ *et pour des distances de translation de 4 et 6* μm.

naturels de la fibre (c'est-à-dire pour $\Delta x_a = \Delta y_a = 0$) que pour les autres directions de translation. En effet, dans ces cas, les pics se somment de façon cohérente par paire, comme discuté dans le chapitre 2. Nous observons également une décroissance de l'amplitude du pic lorsque la distance de translation $|\Delta\mathbf{r}_a|$ augmente, due à la portée limitée de l'effet mémoire, déjà observée au chapitre précédent.

Nous adopterons pour toute la suite cette représentation de l'amplitude des pics en fonction de la translation $\Delta\mathbf{r}_a$, car la portée limitée de l'effet mémoire y apparaît de façon très visuelle, sous la forme d'une croix diminuant progressivement en intensité. De plus si l'on veut étudier le comportement de l'effet mémoire pour une direction de scan particulière Φ_a, il nous suffit d'effectuer une coupe dans la direction souhaitée de cette carte, comme le montre la figure 3.37.

On constate sur ces courbes qu'il n'y a que très peu de fluctuations statistiques dans nos conditions de mesures et que l'effet mémoire reste observable jusqu'à des distances de translation $|\Delta\mathbf{r}_a|$ de l'ordre de 10 μm. Par la suite, nous chercherons à caractériser de façon quantitative la perte d'effet mémoire, en ajustant les données par un modèle dans lequel est inclus une distance caractéristique qui nous permettra de chiffrer l'effet mémoire.

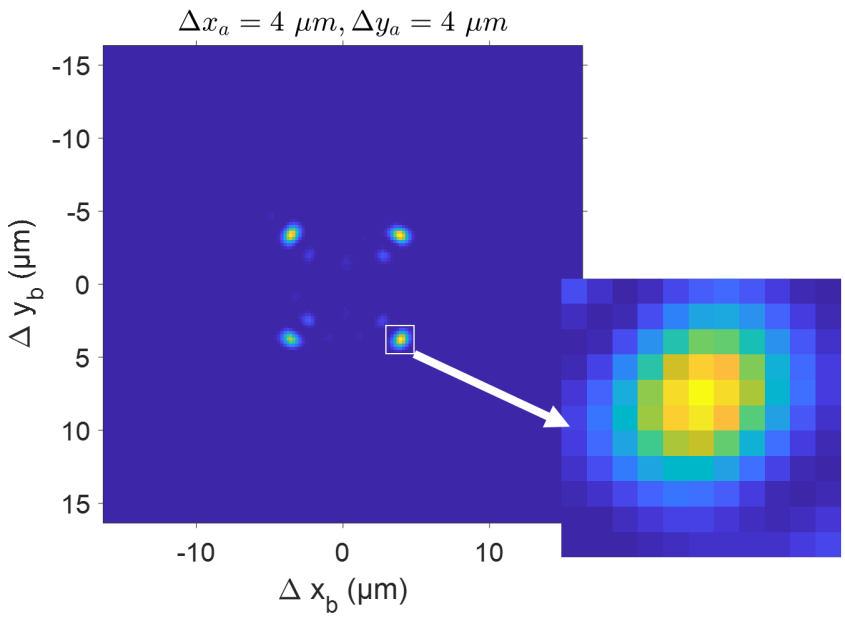

FIGURE 3.35 – *Inter-corrélation (à Δx_a et Δy_a = 4 µm) obtenue sur une mesure en champ pour une fibre de 10 cm. Le zoom sur l'un des pics correspond à la zone d'intérêt utilisée pour l'extraction de la valeur maximale de l'un des pics.*

3.3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le protocole de préparation de fibre, ainsi que le développement d'un banc de mesure qui permet : i) une translation fidèle d'un champ de type speckle sur la face d'entrée d'une fibre dans les deux directions latérales, en amplitude et en phase ; ii) l'acquisition, par holographie hors axe, du champ en amplitude et en phase sur la face de sortie de la fibre.

En comparaison du montage du chapitre 2, où la fibre était tournée pour avoir accès à différentes directions de translation Φ_a, nous disposons maintenant en une seule acquisition de toutes les déplacements $\Delta\mathbf{r}_a$ en 2 dimensions.

Nous avons présenté le calcul de l'inter-corrélation des champs complexes en 4 dimensions mesurés en sortie de fibre et montré que nos conditions de mesures donnent lieu à des inter-corrélations avec très peu de fluctuations statistiques. Les amplitudes des pics de corrélations peuvent être représentés en fonction de $\Delta\mathbf{r}_a$ sous forme d'une carte très caractéristique ayant l'apparence d'une croix.

Dans le chapitre suivant, nous détaillerons une méthode de quantification de la portée de l'effet mémoire, qui sera utilisée dans le dernier chapitre pour étudier la sensibilité de l'effet mémoire à différentes déformations de la fibre.

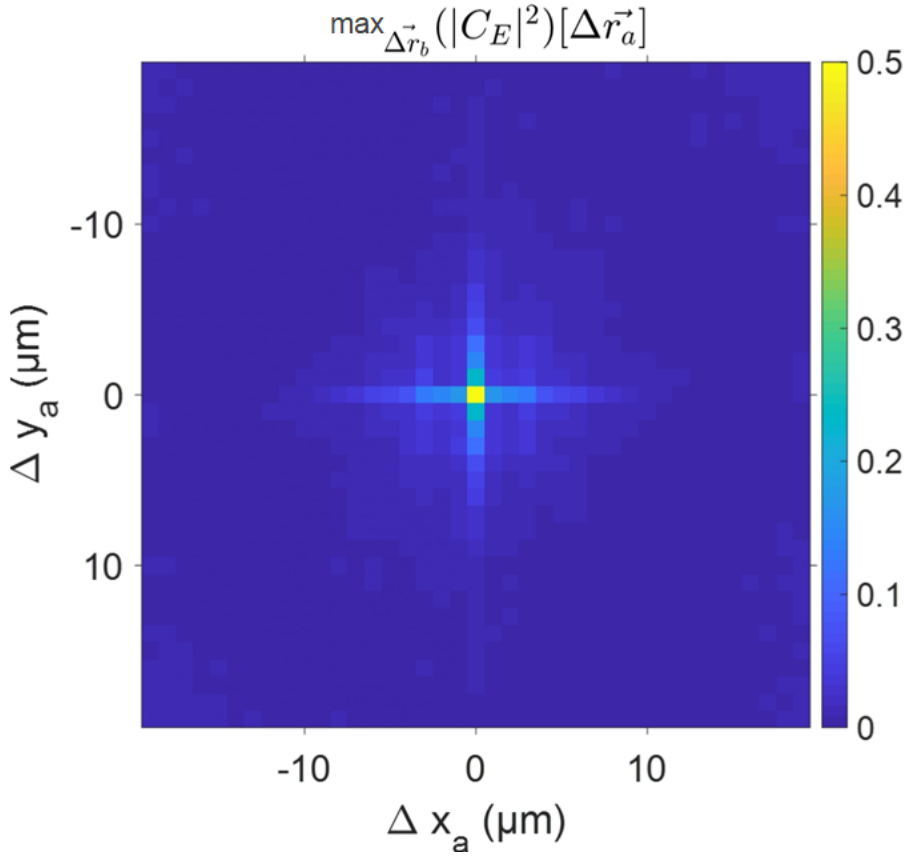

FIGURE 3.36 – *Évolution de la valeur maximale (en module au carrée) d'un pic de la fonction d'inter-corrélation en champ, en fonction de* $\Delta\boldsymbol{r_a}$ *pour une fibre de 10 cm.*

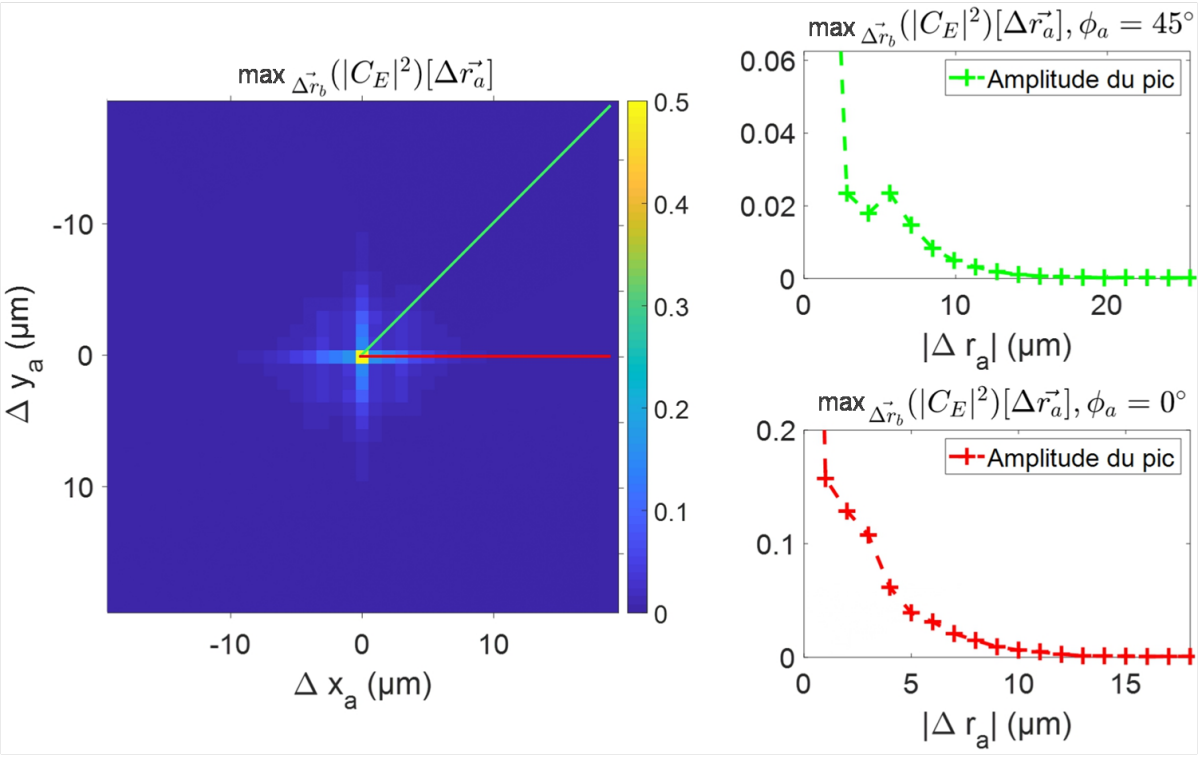

FIGURE 3.37 – *Carte de l'évolution de l'amplitude maximale du pic de corrélation avec des coupes pour une translation du faisceau incident dans deux directions* $\Phi_a = 0°$ *(courbe du haut) et* $\Phi_a = 45°$ *(courbe du bas).*

4

Mesure quantitative de l'effet mémoire

Sommaire

4.1 Définition de la portée de l'effet mémoire l_{ME} 67
4.1.1 Modèle d'effet mémoire fini 67
4.1.2 Procédure d'ajustement 69
4.1.3 Reproductibilité des résultats 69
4.2 Mesure de l_{ME} à partir d'une mesure en intensité 74
4.2.1 Comparaison entre $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}$ et C_I 75
4.2.2 Comparaison des valeurs de l_{ME} obtenues à partir de $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}-\beta_{|E|^2}$ et $C_I-\beta_I$ 78
4.3 Conclusion 78

4.1 Définition de la portée de l'effet mémoire l_{ME}

4.1.1 Modèle d'effet mémoire fini

Dans cette partie, nous allons chercher à modifier de façon heuristique les prédictions de notre modèle de fibre carrée idéale pour prendre en compte un effet mémoire fini, c'est-à-dire une diminution de l'amplitude des pics de corrélations avec la distance de translation.

Le modèle idéal présenté au chapitre 2 permet de prédire l'amplitude de la corrélation à la position de chacun des 4 pics selon l'expression suivante (l'amplitude théorique est la même pour les 4 pics) :

$$|C_E|^2(\Delta\boldsymbol{r}_a,\Delta\boldsymbol{r}_a)=\frac{1}{16}\left[\mu(0)+\mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2|\Delta x_a|)+\mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2|\Delta y_a|)+\mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2||\Delta\boldsymbol{r_a}||)\right]^2 \tag{4.1}$$

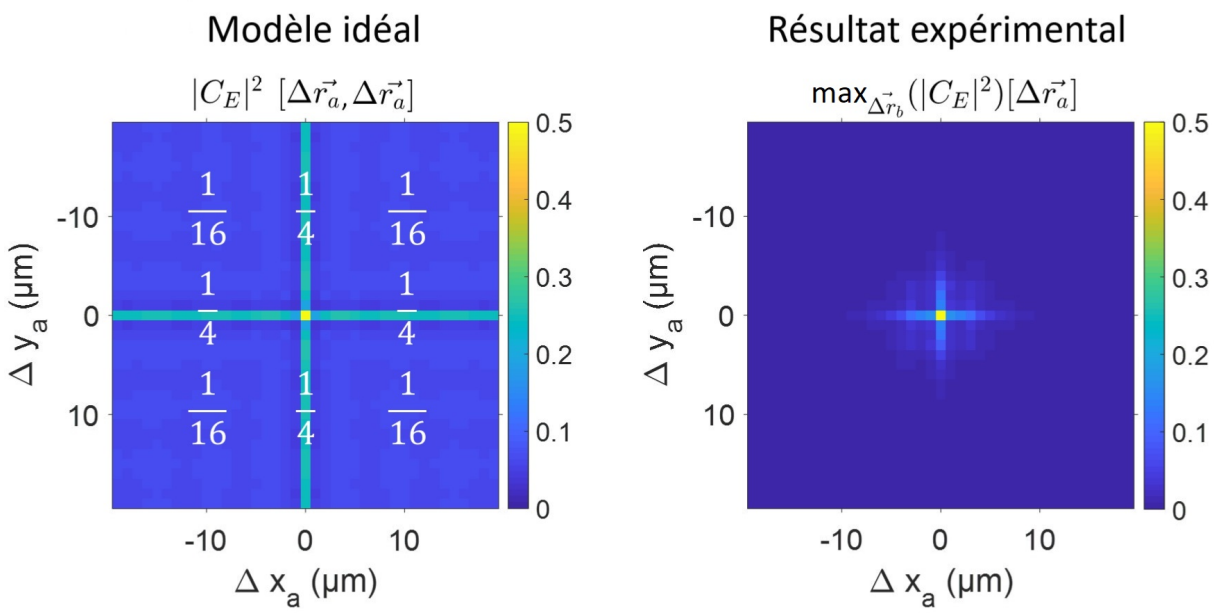

FIGURE 4.1 – *L'image de gauche correspond au modèle de la variation de la valeur maximale de la valeur absolue d'un pic dans la fonction d'inter-corrélation, ce modèle vaut 1/4 sur les axes de la fibre et 1/16 ailleurs. L'image de droite correspond à la variation de la valeur maximale de la valeur absolue d'un pic dans la fonction d'inter-corrélation expérimentale obtenue pour une fibre de 10cm.*

Cette fonction théorique est représentée par la croix introduite au chapitre précédent, avec une amplitude qui vaut 1 au centre, 1/4 sur les axes de la fibre (hors centre), et 1/16 ailleurs. L'effet mémoire se traduit donc, hors phénomène d'interférence entre pics, par une amplitude *constante* et de valeur 1/16, et l'effet mémoire est donc parfait. La valeur 1/16 résulte de la présence de 4 termes qui translatent simultanément, mais cette valeur reste bien constante pour toute distance de translation. Or comme nous l'avons constaté expérimentalement au cours des chapitres 2 et 3, l'amplitude des pics dimininue lorsque la distance de translation augmente, quelle que soit la direction considérée. La figure 4.1 met en regard les prédictions du modèle idéal et un exemple de résultats expérimentaux. Il est donc clair que si le modèle de fibre idéal prédit l'existence et la position des pics, il ne permet pas de décrire l'effet mémoire fini observé expérimentalement.

Pour décrire de la façon la plus simple possible les résultats expérimentaux, nous proposons d'introduire dans la fonction précédente une décroissance exponentielle de l'amplitude des pics en fonction de la distance de translation, indépendamment de sa direction. Nous faisons donc l'hypothèse que l'amplitude des pics mesurée expérimentalement peut être décrite par l'expression suivante :

$$|C_E|^2(\Delta\vec{\boldsymbol{r}}_a, \Delta\vec{\boldsymbol{r}}_a) = \frac{1}{16}\Big[\Big(\mu(0) + \mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2|\Delta x_a|) + \mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2|\Delta y_a|) + \mu(\frac{2\pi NA}{\lambda}2||\Delta\boldsymbol{r_a}||)\Big)e^{-\frac{|\Delta\boldsymbol{r_a}|}{l_{ME}}}\Big]^2 \tag{4.2}$$

Dans cette expression, la décroissance exponentielle est caractérisée par une longueur caractéristique

que nous noterons l_{ME} (pour "longueur d'effet mémoire"). Pour $\|\Delta \boldsymbol{r_a}\| = l_{ME}$, la fonction de corrélation en champ tombe à $e^{-1} = 37$ % de la valeur sans perte d'effet mémoire et la fonction de corrélation en intensité tombe à $e^{-2} = 13$ % de la valeur sans perte d'effet mémoire. La figure 4.2 représente cette fonc-

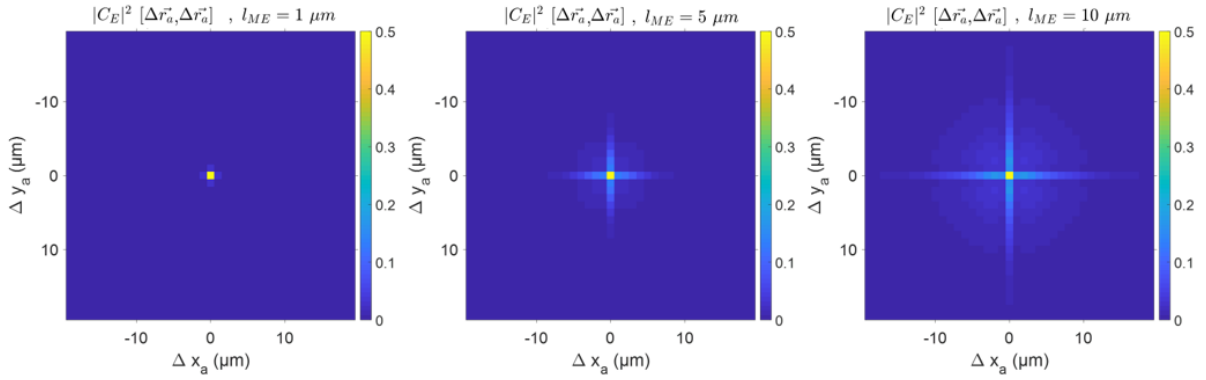

FIGURE 4.2 – *Variation de la valeur maximale d'un pic dans la fonction d'inter-corrélation, avec plusieurs valeurs du paramètre d'atténuation* $l_{ME} = 1,\ 5$ *et 10* μm.

tion modifiée, pour différentes valeurs du paramètres l_{ME}. Les allures observées, comparées au résultat expérimental de la figure 4.1, confirment qualitativement qu'il doit exister une valeur de l_{ME} permettant d'ajuster au mieux le nouveau modèle aux données expérimentales. Parmi les trois valeurs représentées, $l_{ME} = 5\ \mu m$ semble par exemple prédire assez bien les données de la figure 4.1.

Nous allons donc par la suite utiliser ce modèle pour définir de façon systématique une estimation de l_{ME} à partir des données expérimentales, à l'aide d'une procédure d'ajustement que nous détaillons dans la section suivante.

4.1.2 Procédure d'ajustement

Maintenant que nous avons mis au point un modèle décrivant la diminution d'amplitude des pics de corrélation, nous allons chercher à faire correspondre les cartes d'évolutions d'amplitude d'un des pics mesuré expérimentalement avec le modèle incluant une décroissance exponentielle, cela afin de pouvoir définir quantitativement la portée de l'effet mémoire par la valeur de l_{ME} (voir figure 4.3). Pour cela nous utilisons un code d'ajustement (fonction *lsqcurvefit* de Matlab) qui va trouver la valeur du paramètre l_{ME} qui minimise l'écart entre le modèle 4.2 et les mesures. On constate ainsi que les mesures expérimentales et les courbes du modèle analytiques correspondent, ce qui confirme la pertinence du modèle pour quantifier la perte d'effet mémoire.

4.1.3 Reproductibilité des résultats

Maintenant que nous avons mis au point une méthode qui permet de définir la portée de l'effet mémoire par un paramètre quantitatif déduit des mesures expérimentales, nous allons chercher à estimer la reproductibilité des valeurs de l_{ME}.

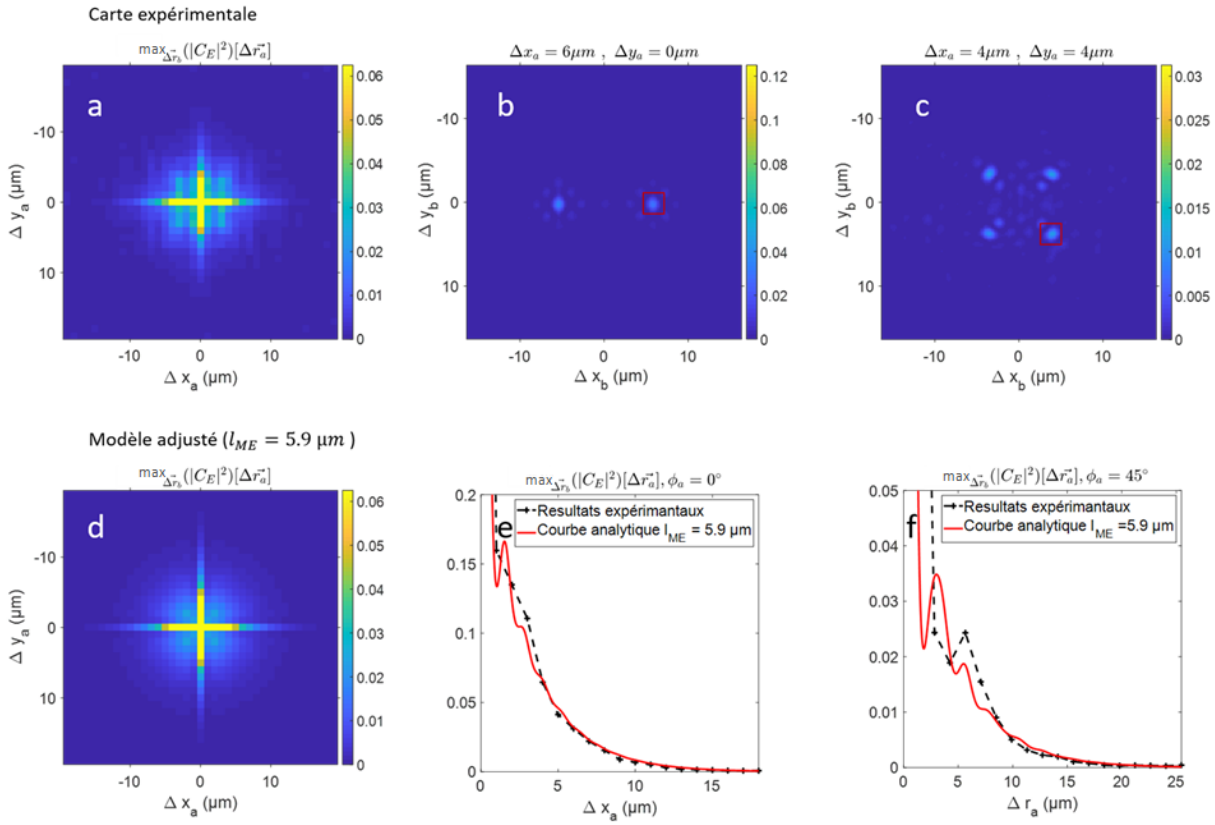

FIGURE 4.3 – *Méthode d'extraction d'amplitude du pic et de détermination d'un l_{ME}. La figure (a) correspond à la variation de la valeur maximale d'un pic dans la fonction d'inter-corrélation expérimentale obtenue pour une fibre de 10cm, elle a été obtenue en prenant la valeur maximale d'une zone d'intérêt centrée à la position théorique d'un des pics pour l'ensemble des $\Delta \boldsymbol{r_a}$, la figure (b) et (c) nous montre la zone d'intérêt (carré rouge) prise pour $\Delta \boldsymbol{r_a} = (6\ \mu m, 0)$ et $(4\ \mu m, 4\ \mu m)$. La figure (d) représente le modèle pour lequel nous avons ajusté le paramètre l_{ME} afin de le faire correspondre à la carte expérimentale (a). Les courbes des figures (e) et (f) correspondent à des coupes pour les directions de translation $\Phi_a = 0°$ et $45°$ des figures (a) et (d).*

Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé un grand nombre d'acquisitions sur des fibres de 10 cm. La figure 4.4 rassemble quelque résultats obtenus sur ces fibres. On constate que la portée de l'effet mémoire mesurée deux fois sur une même fibre à un mois d'intervalle est relativement stable ($l_{\mathrm{ME}} = 5.6\mu$m et $l_{\mathrm{ME}} = 5.5\mu$m, rectangle bleu). On constate également que l_{ME} varie d'une fibre à l'autre pour des fibres de même longueur. L'intervalle de temps entre les acquisitions pouvant être élevé (octobre 2021 pour le rectangle bleu, mars 2022 pour le rectangle rouge et fin juin 2022 pour le rectangle vert), il est vraisemblable que des paramètres expérimentaux aient pu varier, par exemple la façon de maintenir les fibres, ou de les préparer. On ne peut donc pas conclure exactement sur l'origine des différences observés sur les valeurs de l_{ME}, mais ces résultats montrent une variabilité de 4.9 μm à 5.9 μm pour des fibres de même longueurs, c'est-à-dire une variabilité relative de l'ordre de 15 à 20 %.

Afin de tenter d'estimer une reproductibilité "à l'identique" des mesures, nous avons préparé 4 fibres d'environ 3 cm, dont trois ont été préparées à l'identique par moi-même, et la quatrième fibre a été

préparée par une tierce personne. La figure 4.5 rassemble les résultats obtenus. On constate que même pour trois fibres préparées à l'identique par une même personne, les valeurs de l_{ME} varient de 6.7 μm à 9.0 μm, correspondant à une variation relative de l'ordre de 25%. A ce stade, nous n'avons pas d'explication de cette importante variabilité des valeurs de l_{ME} obtenues pour des fibres qui sont censées être identiques et mesurées de façon équivalente. On remarque cependant que les valeurs de l_{ME} obtenues pour les fibres de 3 cm sont un peu plus élevée que pour les fibres de 10 cm, la différence étant significative.

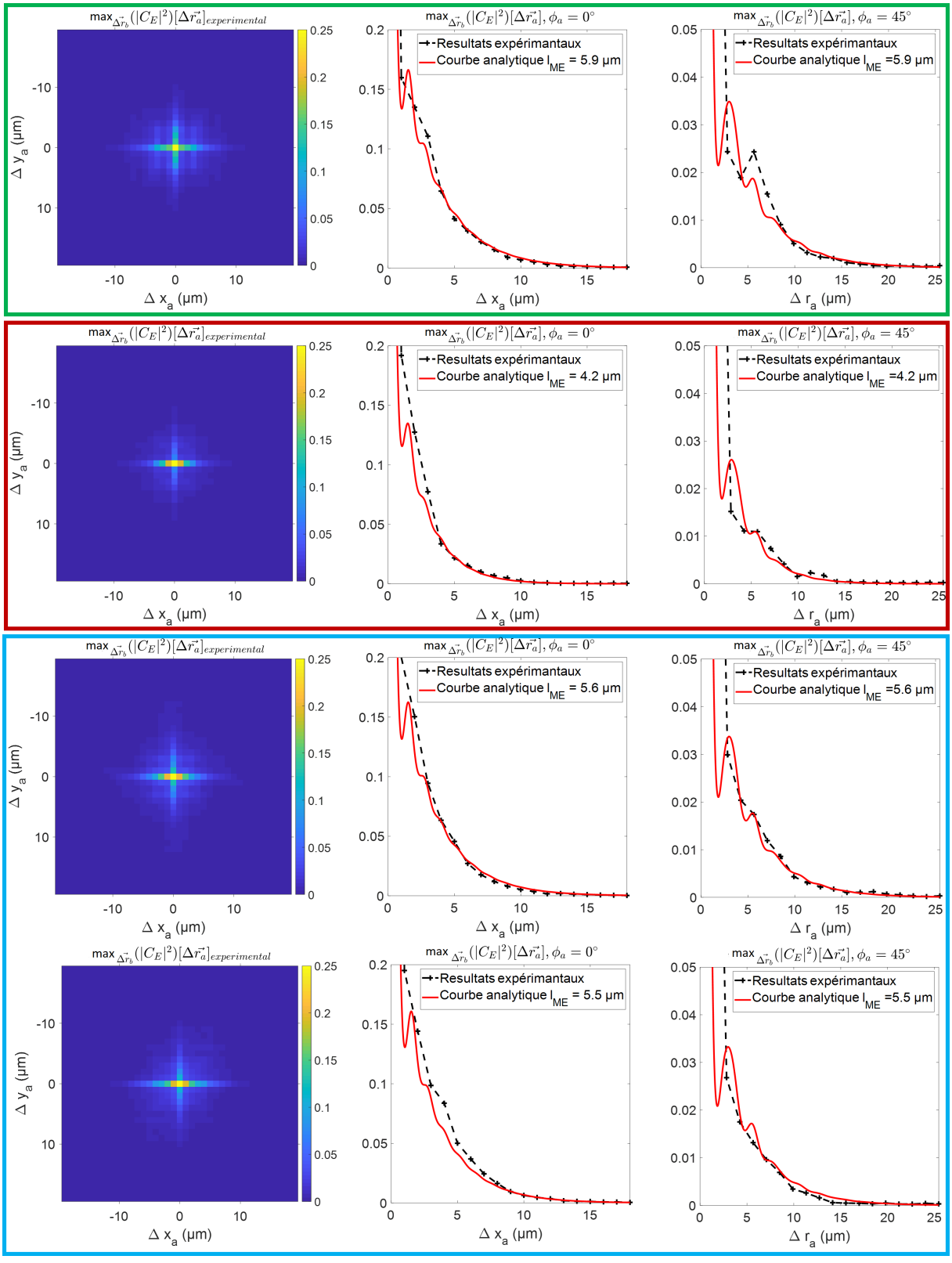

FIGURE 4.4 – *Amplitude des pics de corrélation mesurés expérimentalement sur 3 fibres de longueur L = 10 cm. Colonne de gauche : carte de l'amplitude des pics. Colonne centrale : amplitude du pic de corrélation pour une translation dans la direction $\Phi_a = 0°$, pour les résultats expérimentaux et le modèle analytique ajusté. Colonne de droite : résultats obtenus pour une direction de translation $\Phi_a = 45°$. Chaque rectangle de couleur correspond à une fibre différente, le rectangle bleu correspond à deux acquisitions réalisées sur la même fibre mais à un mois d'intervalle.*

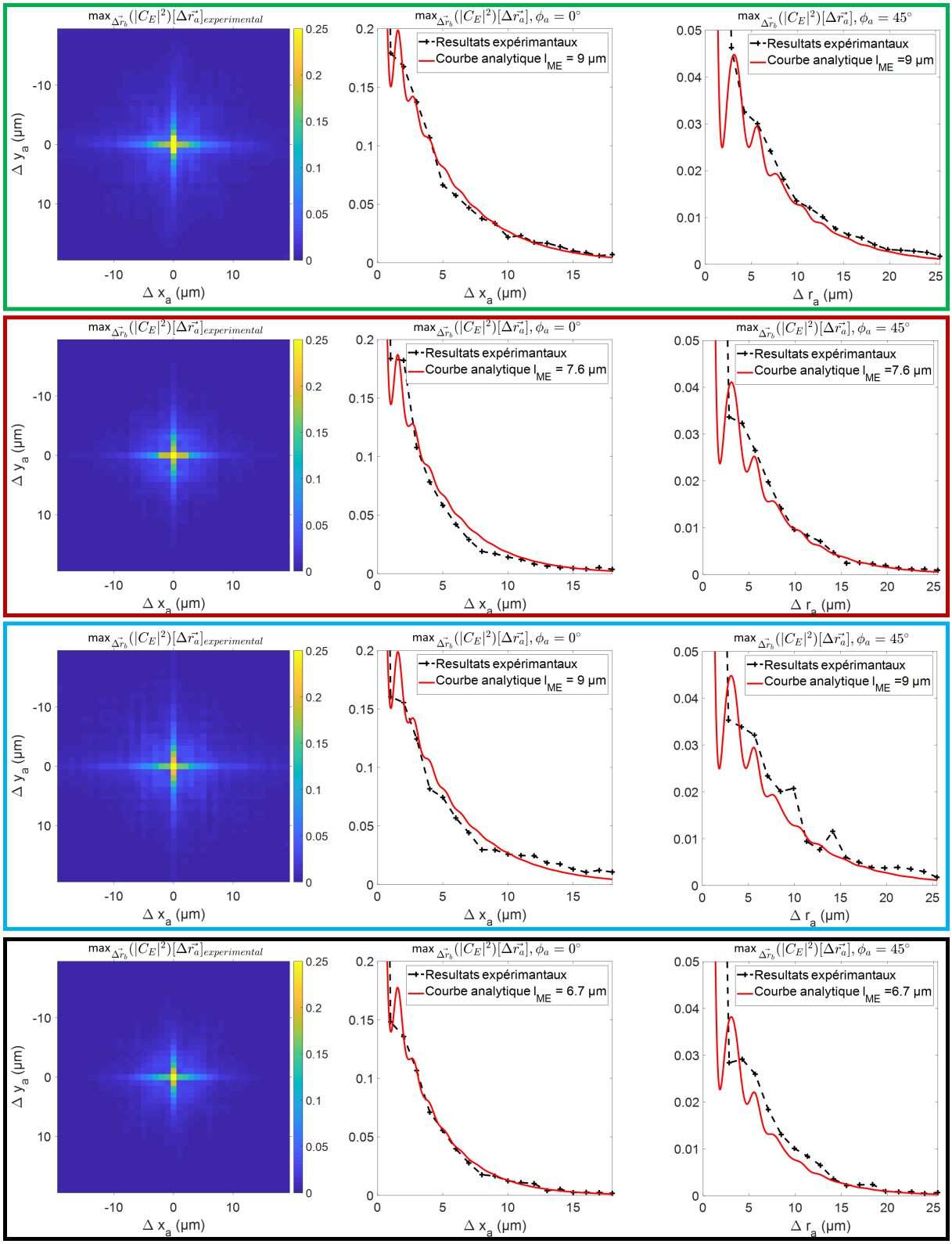

FIGURE 4.5 – *Amplitude des pics de corrélation mesurés expérimentalement sur 4 fibres de longueur L = 3 cm. Colonne de gauche : carte de l'amplitude des pics. Colonne centrale : amplitude du pic de corrélation pour une translation dans la direction $\Phi_a = 0°$, pour les résultats expérimentaux et le modèle analytique ajusté. Colonne de droite : résultats obtenus pour une direction de translation $\Phi_a = 45°$. Chaque ligne (rectangle de couleur) correspond à une fibre différente Chaque rectangle de couleur correspond à une fibre différente.*

4.2 Mesure de l_{ME} à partir d'une mesure en intensité

Nous avons montré précédemment que nous pouvions mesurer un paramètre de portée d'effet mémoire dans une fibre carrée à partir du module carré du coefficient de corrélation en champ ($|C_E|^2$). Nous nous posons à présent la question de la possibilité d'estimer ce coefficient à partir d'un coefficient de corrélation en intensité, grandeur qui ne nécessite pas d'effectuer une holographie numérique (c'est notamment la grandeur que l'on avait mesurée lors des premiers résultats obtenus au chapitre 2). En théorie, $|C_E|^2 = C_I$, mais nous allons voir qu'il est plus difficile d'estimer C_I que $|C_E|^2$ en terme d'estimateur statistique.

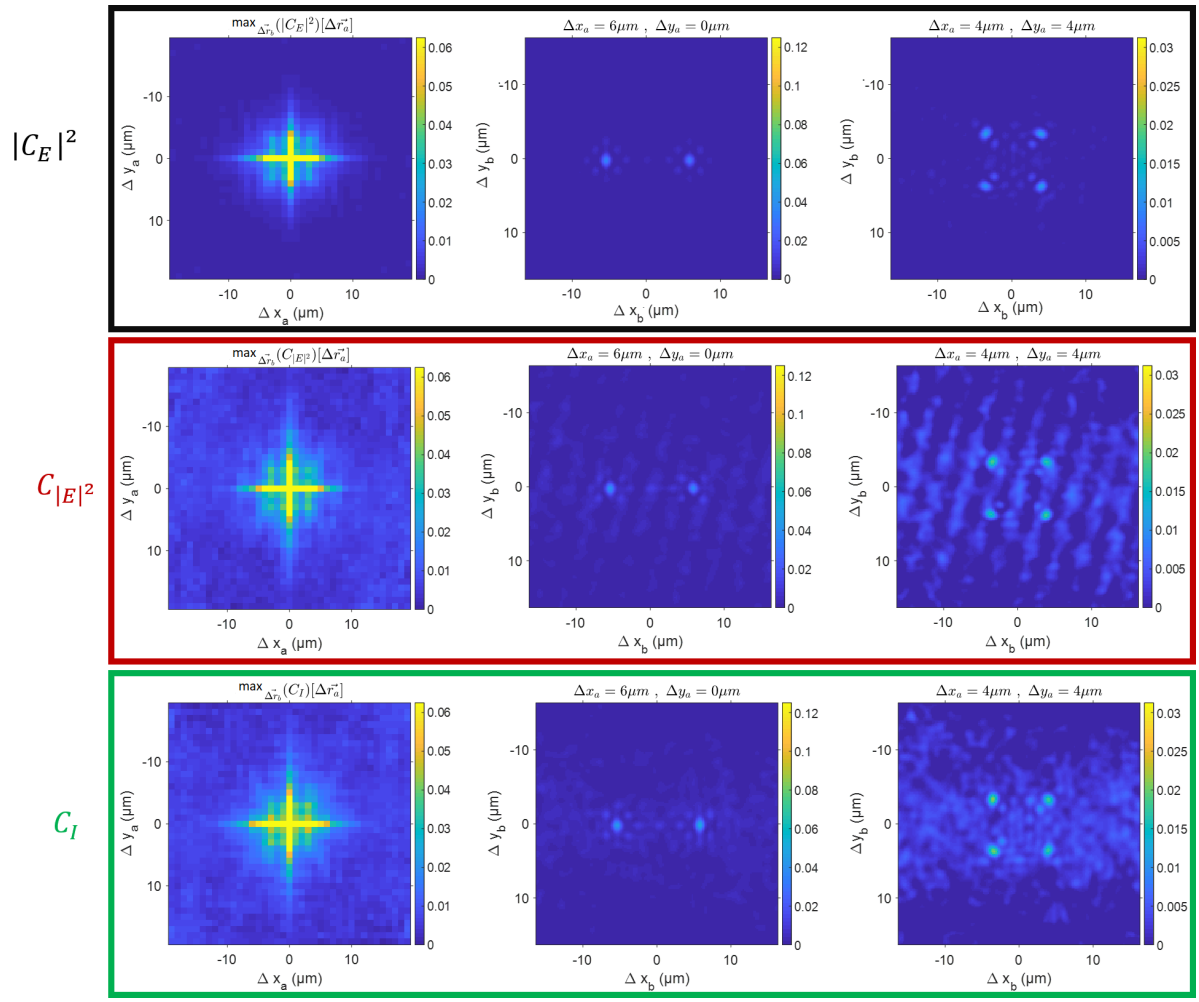

FIGURE 4.6 – *Comparaison des corrélations en champ et des corrélations en intensité, obtenues sur une fibre de 10 cm. La colonne de gauche correspond aux cartes d'amplitude des pics de corrélation. Les 2 autres colonnes correspondent aux cartes de corrélations obtenues pour deux translations $\Delta \boldsymbol{r}_a$. Les trois lignes correspondent respectivement aux coefficients de corrélation $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}$ et C_I. $|E|^2$ correspond à l'intensité déduite des mesures interférométriques du champ, et I correspond à l'intensité mesurée directement à la caméra, sans faisceau de référence.*

4.2.1 Comparaison entre $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}$ et C_I

On peut estimer de deux façons les corrélations en intensité, soit par la corrélation des mesures directes de l'intensité (sans holographie numérique), nous la notons C_I, soit par une corrélation des mesures de $|E|^2$ déduites des mesures de champ par holographie numérique, nous la notons $C_{|E|^2}$. Si la procédure d'holographie est parfaite, on doit avoir $C_{|E|^2} = C_I$. Pour estimer les valeurs $C_{|E|^2}$ et C_I, nous avons réalisé successivement 2 mesures sur la même fibre, l'une avec le bras de référence afin de mesurer le champ à partir de l'interférogramme, et l'autre en mesurant directement l'intensité en sortie de fibre avec le faisceau de référence bloqué. De plus, pour des statistiques de speckle, on s'attend à ce que $|C_E|^2 = C_{|E|^2} = C_I$. La figure 4.6 montre les résultats de corrélations obtenus pour les trois types de coefficients de corrélation, dont on constate clairement la similarité. On devine néanmoins sur ces images un niveau de fond significatif sur les données associées à $C_{|E|^2}$ et C_I. Afin d'analyser plus précisément ces résultats, nous effectuons des profils d'amplitude des pics de corrélation pour $\Phi_a = 0°$ et $\Phi_a = 45°$, représentées sur la figure 4.7.

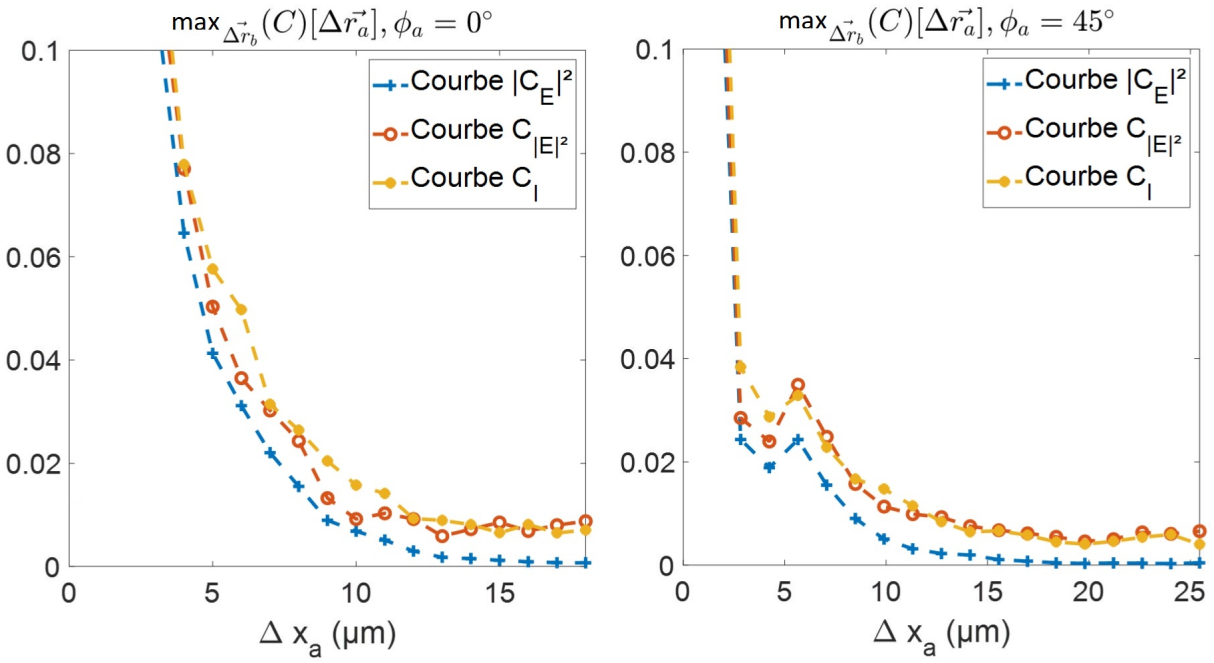

FIGURE 4.7 – *Profils des amplitudes des pics de corrélation le long des directions* $\Phi_a = 0°$ *et* $\Phi_a = 45°$, *pour les corrélations* $|C_E|^2$, $C_{|E|^2}$ *et* C_I.

Ces courbes confirment que $C_{|E|^2}$ et C_I sont similaires, mais présentent néanmoins des différences qui semblent de nature aléatoire. Mais elles indiquent surtout que les valeurs de $C_{|E|^2}$ et C_I présentent un décalage (noté offset par la suite) vers le haut, qui est cohérent avec le fait que les valeurs de corrélations semblent se superposer à un niveau de fond qui est celui que l'on observe plus globalement sur la 4.6.

Ce niveau de fond non nul observé sur les corrélations d'intensité est lié au fait que l'estimation des fonctions de corrélation est réalisée sur un nombre trop faible de moyenne spatiale, sachant qu'une seule

réalisation de speckle a été translatée en face d'entrée. Nous avons en effet pu vérifier expérimentalement (résultats de Dorian Bouchet) que si l'on moyenne également sur un grand nombre de réalisations de speckle, le niveau de fond tendait bien vers 0 sur ces cartes de corrélations 2D. Pour notre montage à translation 2D mécaniques, le temps de balayage pour une réalisation de speckle et de transfert des données est de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes, et en pratique, nous n'avons pas moyenné sur les réalisations de speckle.

Contrairement à l'estimation des corrélations d'intensité, qui semble donc clairement biaisée quand le nombre de moyennage est trop faible, le coefficient de corrélation en champ ne présente pas de biais statistique, avec un fond qui est bien à valeur moyenne nulle, alors que le nombre de moyennage est exactement le même que pour les calculs de corrélation d'intensité. Cette différence de comportement des estimateurs de corrélation en champ ou en intensité est très vraisemblablement liée à la différence de statistique des grandeurs en champ (statistique gaussienne) et en intensité (statistique exponentielle). Mais ce point n'a pas été étudié plus en détail.

Il est clair que si on cherche à ajuster des valeurs expérimentales de corrélation d'intensité qui présente un offset à un modèle exponentiel qui n'en présente pas, l'ajustement va être mauvais et la valeur obtenue de l_{ME} sera faussée. À titre d'illustration, sur les données de la figure 4.6, la procédure d'ajustement donne $l_{\mathrm{ME}} = 5.9\ \mu m$ à partir des coefficients $|C_E|^2$, $l_{\mathrm{ME}} = 7.5\ \mu m$ à partir des coefficients $C_{|E|^2}$ et $l_{\mathrm{ME}} = 8.2\ \mu m$ à partir des coefficients C_I, si on ajuste sans tenir compte des offsets observés.

Les corrélations en champ tendant vers 0 (hors pics de corrélation) comme attendu, nous les considérons donc comme les valeurs de référence. Pour un protocole d'acquisition donné (même nombre de points d'acquisition, même taille de scan, etc), l'offset est a priori le même pour toutes les estimations des corrélations en intensité, et peut donc être calibré. Une fois déterminé, il peut alors être utilisé pour retrouver à partir de mesures de coefficient de corrélation en intensité les valeurs que l'on aurait obtenu à partir des champs complexes.

Nous avons choisi de déterminer cette valeur d'offset à partir des valeurs de pic de corrélation de $|C_E|^2$, c'est-à-dire exactement aux positions où l'effet mémoire se manifeste. En principe, si ce décalage est additif, on pourrait aussi le déterminer en mesurant simplement le niveau de fond hors des pics. Mais rien ne garantit que ce décalage soit bien additif, et dans l'objectif de prédire la même valeur de l_{ME} à partir de $|C_E|^2$ ou de $C_{|E|^2}$ et C_I, nous avons choisi de calibrer l'offset à partir des amplitudes des pics. Nous avons donc de plus limité l'estimation de l'offset à un disque limité à une distance de translation de 10 μm où les pics restent détectables avant d'atteindre le niveau de fond.

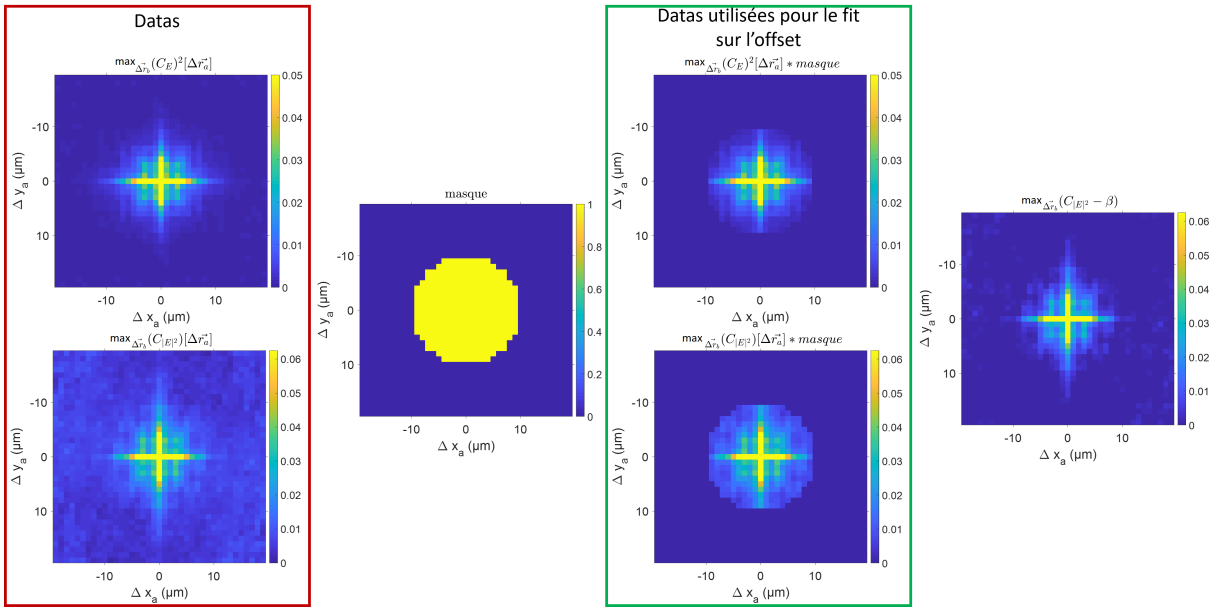

FIGURE 4.8 – *Procédure d'estimation du biais (offset) affectant les estimations des corrélations d'intensité. Le rectangle rouge situé à gauche correspond aux cartes d'amplitude obtenues sur les corrélations de type* $|C_E|^2$ *et les* $c_{|E|^2}$*, auxquelles on applique un masque circulaire. L'ajustement du décalage est limité à une zone d'intérêt circulaire de rayon 10* µm *(masque jaune).*

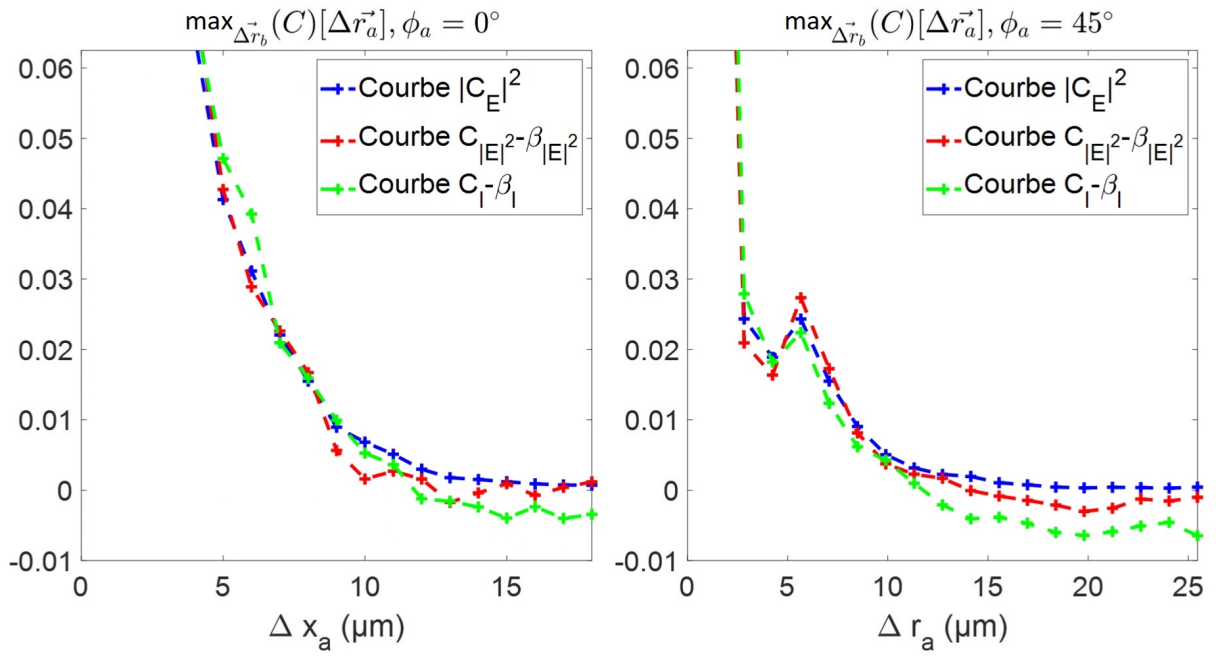

FIGURE 4.9 – *Profils des amplitudes des pics de corrélation pour les directions* $\Phi_a = 0°$*et* $\Phi_a = 45°$*, après correction d'un offset sur les coefficients de corrélation en intensité. La procédure d'ajustement de de l'offset,sur des distances maximales de 10* µm*, donne* $\beta_{|E|^2} = 0.0076$ *et un offset* $\beta_I = 0.0105$.

L'offset (noté $\beta_{|E|^2}$ ou β_I par la suite) a été déterminé en minimisant l'écart quadratique entre $|C_E|^2$ et le coefficient de corrélation en intensité correspondant, à l'intérieur du disque de rayon 10 μm. La figure 4.8 illustre cette procédure, et la figure 4.9 confirme qu'un décalage vertical permet bien de recaler les valeurs des pics de $C_{|E|^2}$ et C_I sur les valeurs des pics de $|C_E|^2$, à l'intérieur de la zone de translation de 10 μm. On constate donc aussi que le décalage n'est pas le même pour des grandes distances de translation, puisque les courbes se redécalent pour les translations supérieures 10 μm. On trouve un offset $\beta_{|E|^2} = 0.0076$ et un offset $\beta_I = 0.0105$.

4.2.2 Comparaison des valeurs de l_{ME} obtenues à partir de $|C_E|^2$, $C_{|E|^2} - \beta_{|E|^2}$ et $C_I - \beta_I$

Si on ajuste les données $C_{|E|^2} - \beta_{|E|^2}$ et $C_I - \beta_I$ au modèle, dans la zone de rayon 10 μm (puisque l'offset a lui-même été ajusté spécifiquement sur cette zone), on trouve $l_{\mathrm{ME}} = 5.9\ \mu m$ à partir des coefficients $|C_E|^2$, $l_{\mathrm{ME}} = 6.3\ \mu m$ à partir des coefficients $C_{|E|^2} - \beta_{|E|^2}$ et $l_{\mathrm{ME}} = 6.4\ \mu m$ à partir des coefficients $C_I - \beta_I$, qui sont très proches au regard des reproductibilités discutées (écart relatif inférieur à 8 %), voir figure 4.10.

4.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons introduit une description analytique de l'amplitude des pics de corrélation avec une décroissance exponentielle, qui permet de définir une grandeur l_{ME} mesurant la portée de l'effet mémoire en ajustant le modèle aux données expérimentales. Sur le principe, on peut déduire cette valeur de l_{ME} à la fois à partir des corrélations en intensité ou des corrélations en champ. Mais l'estimation des corrélations en intensité est biaisée (et donc la valeur de l_{ME}) si le nombre de réalisations est trop faible, alors que l'estimation des corrélations en champ n'est pas biaisée. Nous avons montré qu'on peut si besoin calibrer le biais sur les corrélations en intensité pour retrouver une valeur de l_{ME} proche de celle obtenue à partir des corrélations en champ. Enfin nous avons constaté que des fibres ayant une préparation aussi identique que possible pouvait conduire à des valeurs significativement différentes de l_{ME}, pour des raisons qui restent à clarifier, vraisemblablement liées soit au protocole de préparation des fibres, soit au protocole de fixation de celles-ci.

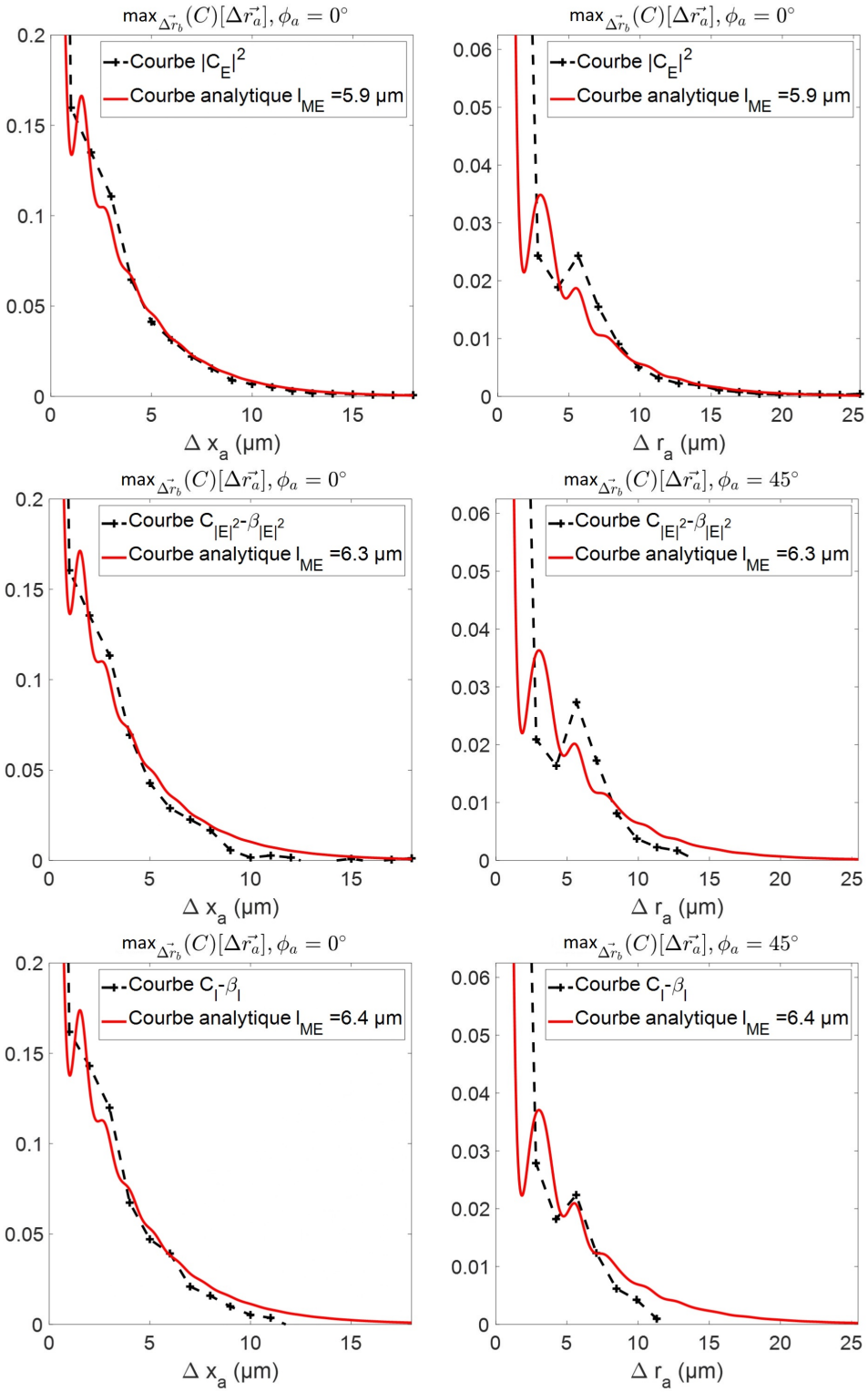

FIGURE 4.10 – *Profils des amplitudes des pics de corrélation pour les directions* $\Phi_a = 0°$*et* $\Phi_a = 45°$*, pour les trois types de coefficients de corrélation. Les coefficients de corrélation en intensité sont décalés des valeurs de* β *estimées précédemment. Courbes en pointillés noirs : valeurs expérimentales. Courbes en rouge : modèle ajusté.*

5

Robustesse de l'effet mémoire

Sommaire

5.1 Résistance de l'effet mémoire à de petites perturbations 81
5.2 Effet de la polarisation 84
5.3 Sensibilité de l_{ME} aux paramètres géométriques de la fibre 87
5.3.1 Longueur de la fibre 87
5.3.2 Torsion 91
5.3.3 Influence de la flexion sur l'effet mémoire. 95
5.4 Conclusions 99

Ce chapitre a pour but de caractériser l'impact de différents facteurs (polarisation de la lumière incidente, déformations de la fibre) sur la portée de l'effet mémoire, pour en évaluer la robustesse. Nous utiliserons la méthodologie décrite dans les deux chapitres précédents pour quantifier cette portée. Comme nous avons montré qu'une inter-corrélation calculée sur les champs complexes donne un résultat sans biais statistique même avec une seule réalisation de speckle, nous effectuerons autant que possible des mesures de champs.

5.1 Résistance de l'effet mémoire à de petites perturbations

Tout d'abord, nous avons cherché à perturber légèrement la conformation de la fibre, jusqu'à obtenir une modification du speckle de sortie de fibre. Cela nous indique que l'opérateur mathématique qui relie le champ d'entrée de fibre au champ de sortie (qui est généralement dénommée "matrice de transmission") a été modifiée. Nous examinerons donc si la portée de l'effet mémoire est également affectée par

cette petite perturbation.

Pour cela, nous avons réalisé deux mesures en champ sur une fibre de 10 cm fixée à ses 2 extrémités. Entre les 2 mesures, nous avons légèrement poussé le centre de la fibre à l'aide d'un morceau de papier jusqu'à observer une modification du speckle de sortie : les deux motifs de speckle sont montrés sur la figure 5.1.

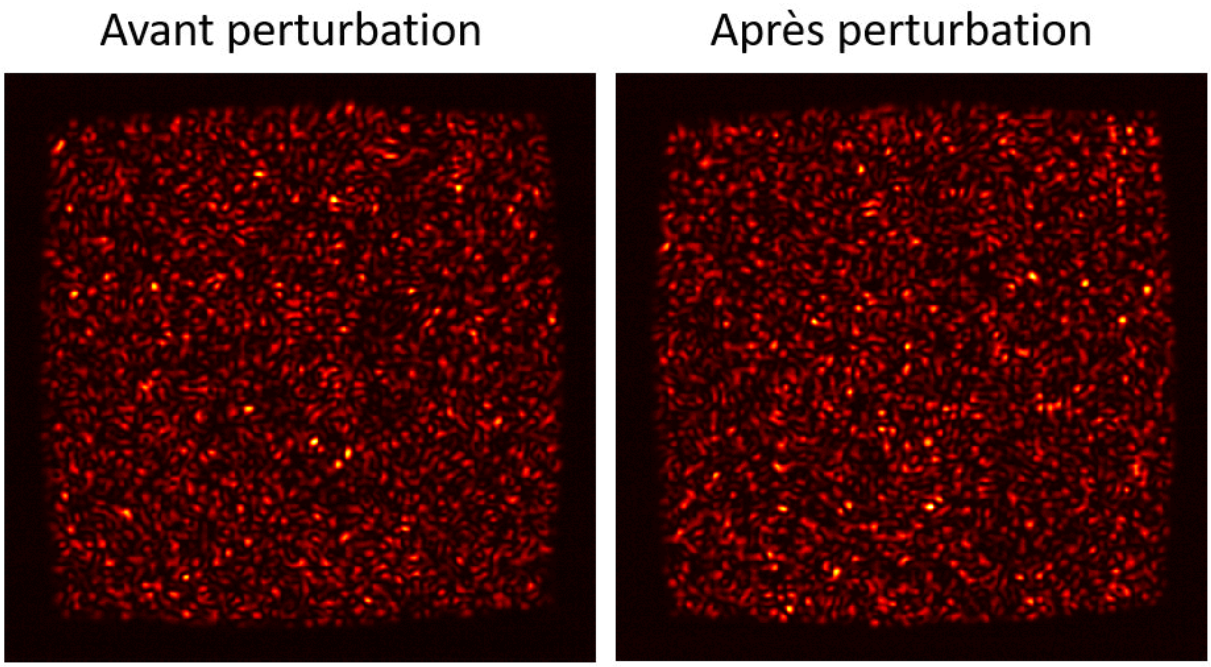

FIGURE 5.1 – *Speckles de sortie de fibre (en intensité) obtenus pour une même position* $\mathbf{r}_a$ *du faisceau d'entrée avant et après perturbation.*

On constate que les 2 motifs de speckle semblent totalement différents. Afin de confirmer cette impression visuelle, nous pouvons calculer l'inter-corrélation normalisée de ceux-ci, qui est représentée sur la figure 5.2. L'absence de structure de cette dernière et sa faible valeur maximale (seulement 0.07) confirme bien que les champs en sortie de fibre sont décorrélés. Cela confirme que nous avons apporté assez de perturbation pour modifier significativement la matrice de transmission de la fibre. Ainsi, une méthode d'imagerie basée sur une calibration précise de la fibre serait fortement perturbée par cette légère déformation.

Mais une méthode statistique, rendue possible par l'existence d'un effet mémoire, ne reposerait pas sur le détail des figures de speckle, mais seulement sur leur corrélation. Pour voir si une telle méthode d'imagerie serait affectée par la même perturbation, nous avons mesuré la portée de l'effet mémoire pour les deux configurations de la fibre. Nous avons alors obtenu les cartes d'amplitude des pics d'inter-corrélation pour les deux configurations de la fibre représentées sur la figure 5.3. Ces deux cartes sont très proches, ainsi que le confirment les valeurs de l_{ME} obtenues, 4.46 µm avant perturbation et 4.38 µm après perturbation. A l'échelle de la précision de nos mesures, il n'y a donc pas de différence entre ces

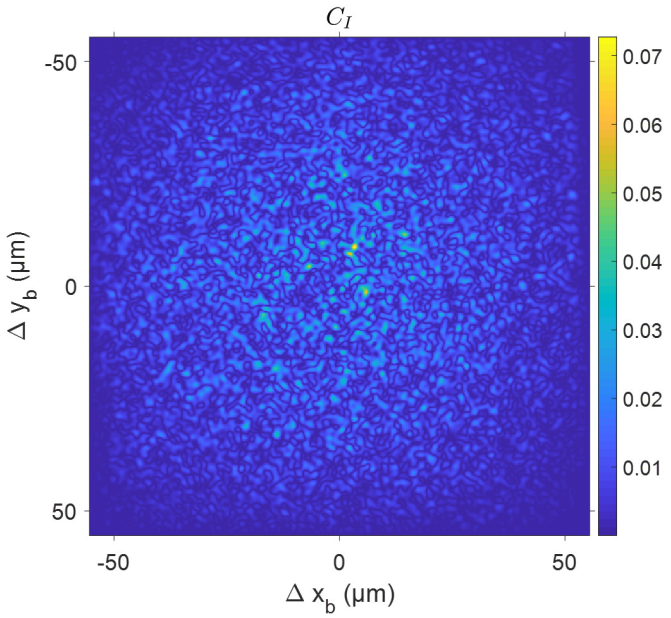

FIGURE 5.2 – *Inter-corrélation des deux figures de speckle représentées sur la figure précédente (Fig. 5.1).*

deux configurations du point de vue de l'effet mémoire.

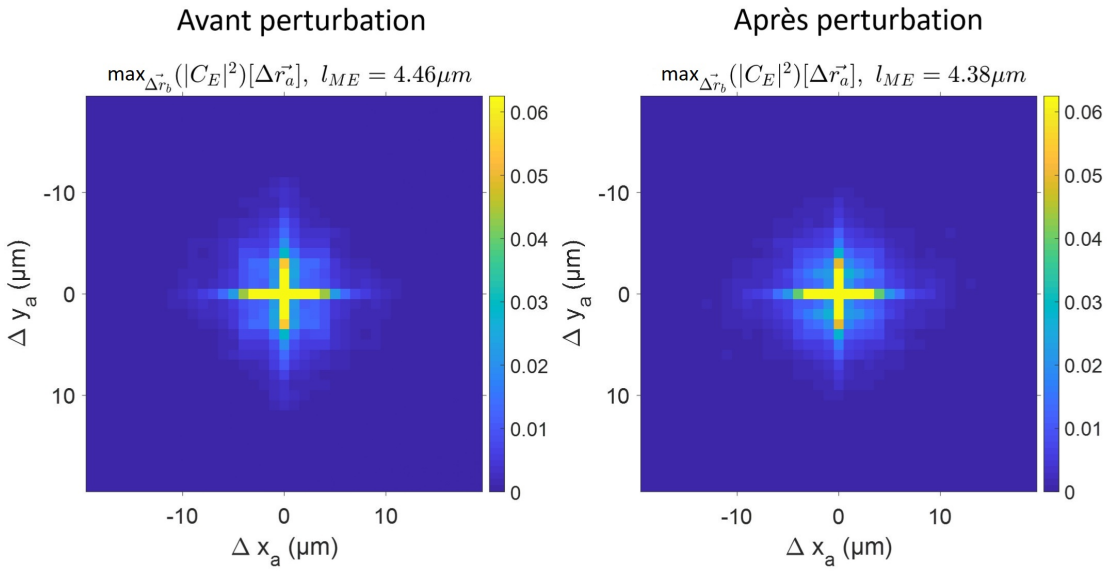

FIGURE 5.3 – *Amplitudes du pic d'inter-corrélation obtenues pour une même fibre avant et après une faible perturbation. La portée de l'effet mémoire est inchangée, alors que les speckles en sortie sont complètement décorrélés.*

En conclusion, nous avons observé qu'une perturbation suffisamment importante pour modifier la matrice de transmission de façon significative n'affecte pas la portée de l'effet mémoire. Cet effet a donc une certaine résistance aux déformations de la fibre. Nous pouvons nous demander jusqu'à quelle limite l'effet mémoire peut perdurer, et quelles sont les facteurs auxquels il est sensible. Par la suite, nous allons donc étudier l'impact de différents paramètres sur sa portée.

5.2 Effet de la polarisation

Le premier paramètre dont nous avons cherché l'influence sur l'effet mémoire est la polarisation de la lumière incidente.

Nous avons déjà montré précédemment (3.1.3) que la fibre dépolarise en partie la lumière la traversant et que cet effet dépolarisant est d'autant plus important que la direction de polarisation est éloignée d'un axe naturel de la fibre (taux de polarisation en sortie $\tau(0°) = 0.87$, contre $\tau(45°) = 0.52$). Cependant, pour une polarisation incidente linéaire, nous avons observé que la direction principale de polarisation est maintenue lors de la propagation dans la fibre.

Pour la mesure de l'effet mémoire, lorsque nous tournons la polarisation (linéaire) du faisceau incident, nous sélectionnons donc la polarisation en sortie de fibre en tournant l'analyseur pour qu'il soit toujours parallèle à la polarisation incidente. Par ailleurs, comme nous réalisons des mesures de champ par holographie hors axe, ce qui nécessite que le faisceau de référence et le faisceau signal aient la même direction de polarisation, il nous faut également ajuster la polarisation du faisceau de référence dans la direction sélectionnée par l'analyseur, afin que les deux champs puissent interférer.

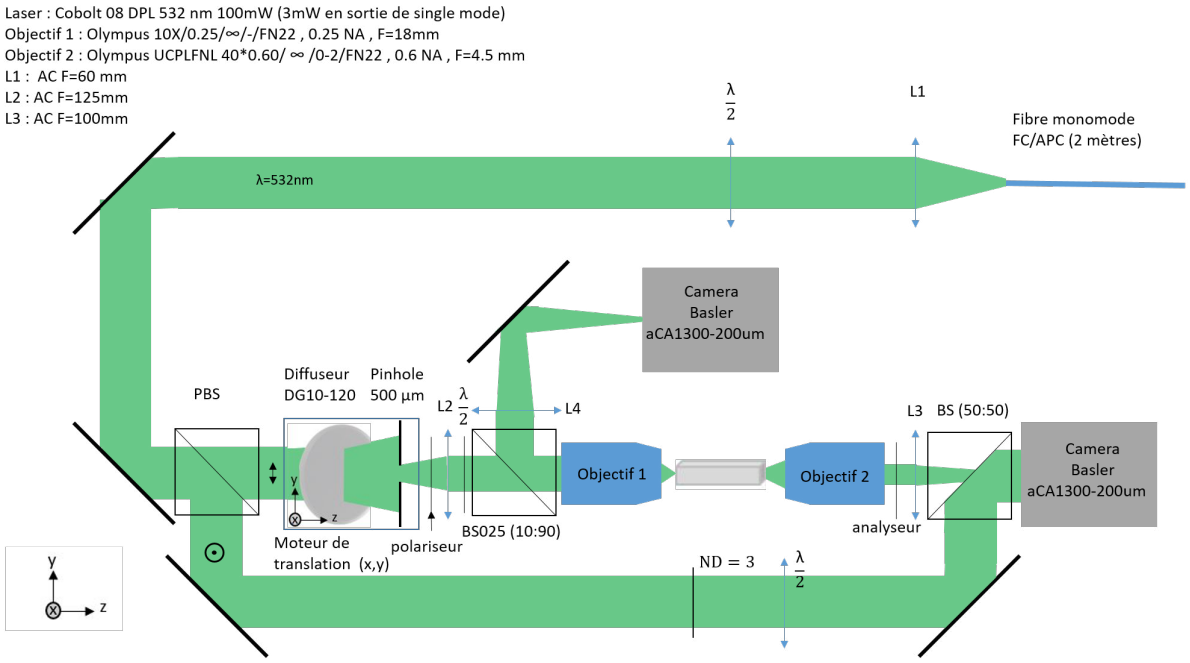

FIGURE 5.4 – *Dispositif utilisé pour les mesures en fonction de la polarisation, les 2 $\frac{\lambda}{2}$ permettent de contrôler respectivement la direction de polarisation linéaire du faisceau d'entrée et de référence, l'analyseur quant à lui sera tourné de façon à rester parallèle à la direction de polarisation du faisceau incident.*

Les mesures consistent donc en l'acquisition de champs en sortie de fibre lors du balayage d'un faisceau de type speckle à l'entrée, pour différentes directions de polarisation (linéaire) de ce dernier. Puis nous calculons les inter-corrélations selon la procédure décrite en 3.2.6.

Si l'effet mémoire dans les fibres carrées est impacté par la direction de polarisation du faisceau incident, nous nous attendons à observer les plus grandes différences pour $\theta_{pola} = 0°$ et 45° ($\pm 90°$). Ces deux situations sont donc présentées sur la figure 5.5. L'intensité des pics semble légèrement inférieure

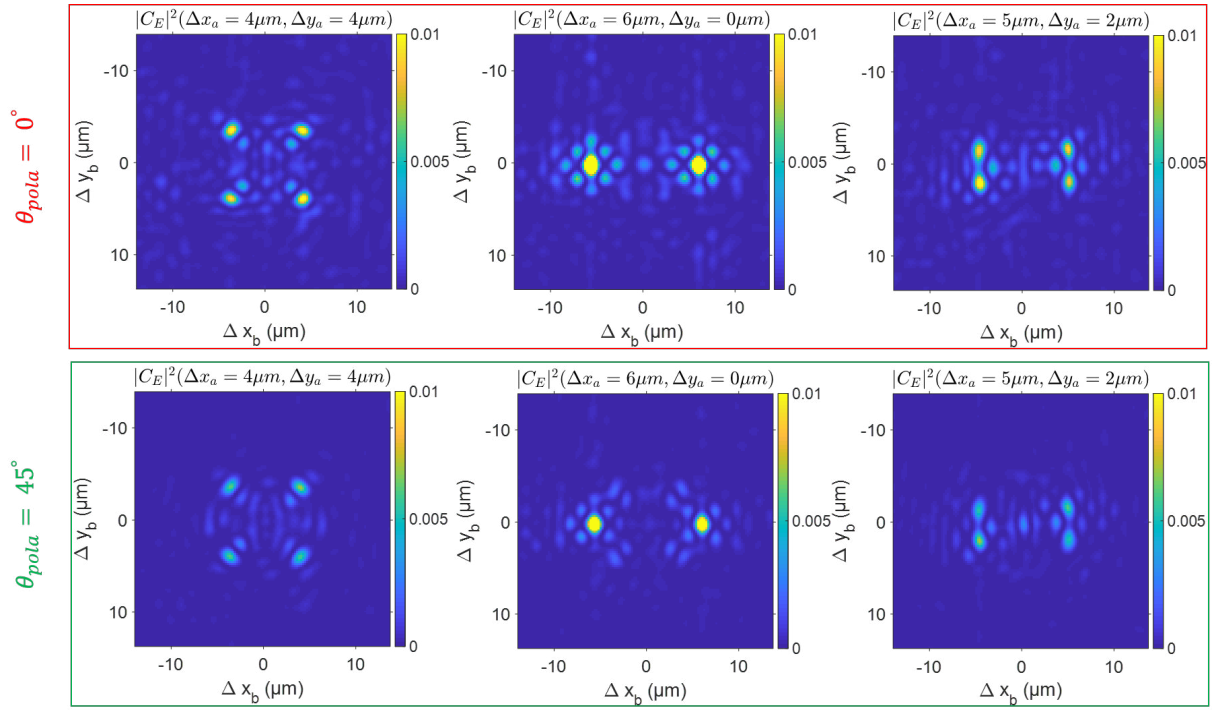

FIGURE 5.5 – *Inter-corrélations normalisées obtenues pour différentes directions de polarisation ($\theta_{pola} = 0°$ et 45°), les 3 colonnes correspondent à différentes translations du champ à l'entrée de la fibre $\Delta\mathbf{r}_a$ (Δx_a= 4, 6 et 5 µm et Δy_a = 4, 0 et 2 µm). $\theta_{pola} = 0°$ correspond à une polarisation parallèle au côté horizontal du cœur de la fibre.*

pour un angle de polarisation du faisceau incident de 45°.

Afin de vérifier cela, nous affichons la carte de l'amplitude d'un pic (celui qui translate dans la même direction que le faisceau incident) pour les directions de polarisation 0° et 45°, sur la figure 5.6. Nous constatons en effet que l'intensité du pic décroît plus vite pour la direction de polarisation $\theta_{pola} = 45°$, par rapport à $\theta_{pola} = 0°$, ce qui correspond à une perte plus rapide de l'effet mémoire.

Pour quantifier plus précisément la portée de l'effet mémoire, nous avons déterminé le paramètre l_{ME}, en ajustant les données selon la procédure décrite dans le paragraphe 4.1.2 pour plusieurs directions de polarisation incidente. Le résultat est montré sur la figure 5.7.

Nous constatons sur cette courbe que la portée de l'effet mémoire est plus importante lorsque la polarisation incidente est dans la direction d'un axe naturel de la fibre, comme en θ_{pola} = 0°, où elle vaut $\sim$ 6 µm. Puis la portée de l'effet mémoire diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur de $\sim$ 4 µm aux alentours de θ_{pola} = 45°.

En conclusion, la portée de l'effet mémoire est donc dépendante de la polarisation de la lumière. La

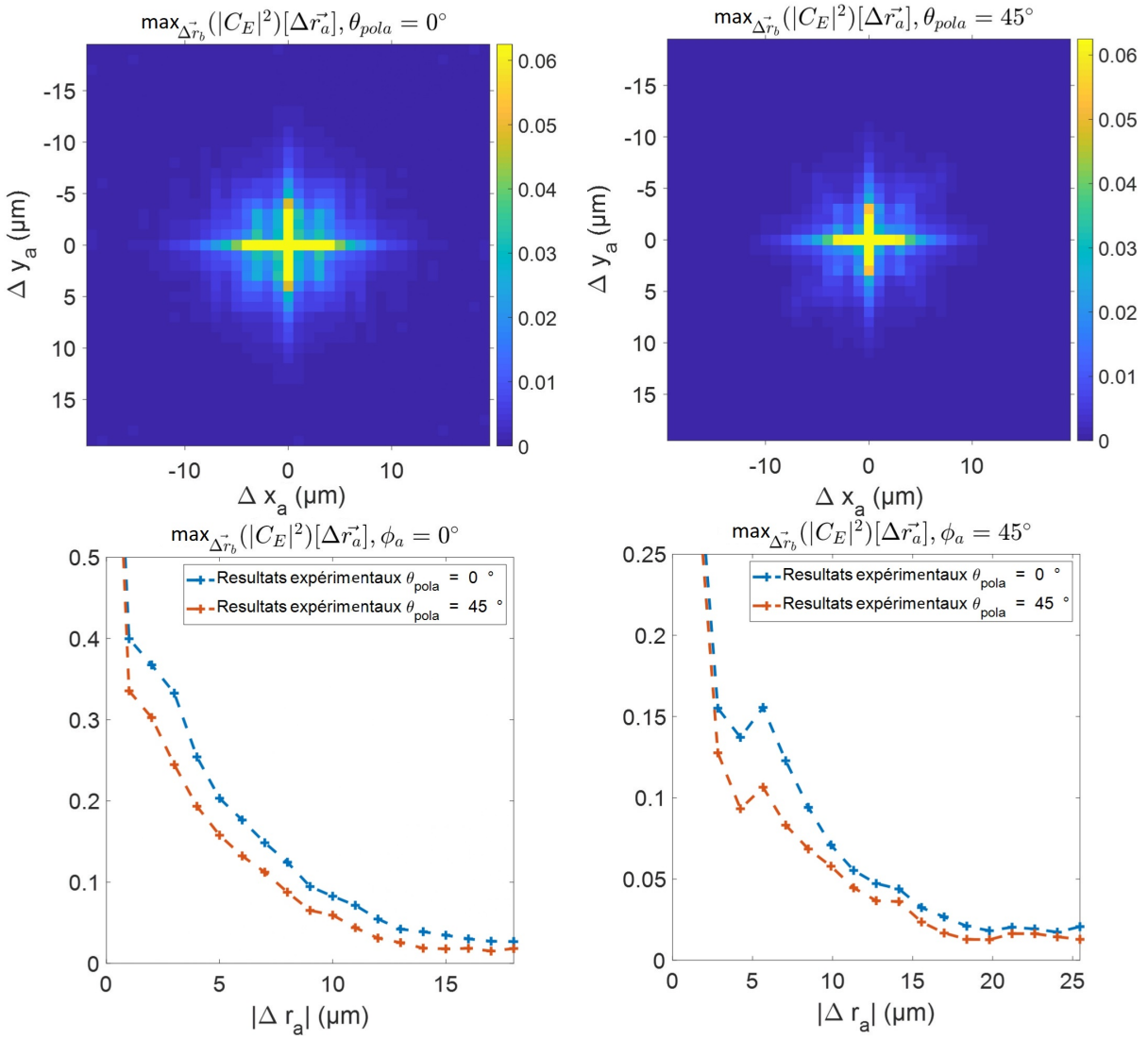

FIGURE 5.6 – *Amplitude des pics d'inter-corrélation en sortie de fibre (en module au carré) en fonction de* $\Delta\mathbf{r}_a$ *pour différentes polarisations du faisceau à l'entrée,* $\theta_{pola} = 0°$ *et* $45°$ *(ligne du haut). La deuxième ligne correspond à une coupe de ces cartes d'amplitude pour des directions de translation du faisceau incident correspondant à* $\Phi_a = 0°$ *et* $45°$.

direction de polarisation la plus favorable pour préserver l'effet mémoire est parallèle à l'un des côtés du cœur de la fibre, soit un angle de θ_{pola} = 0° ±90°. Cependant, même dans le cas d'une polarisation θ_{pola} = 45°, l'effet mémoire existe toujours. Dans la suite, nous prendrons toujours une polarisation incidente dans la direction d'un des axes naturels de la fibre, pour l'étude des autres paramètres d'intérêt.

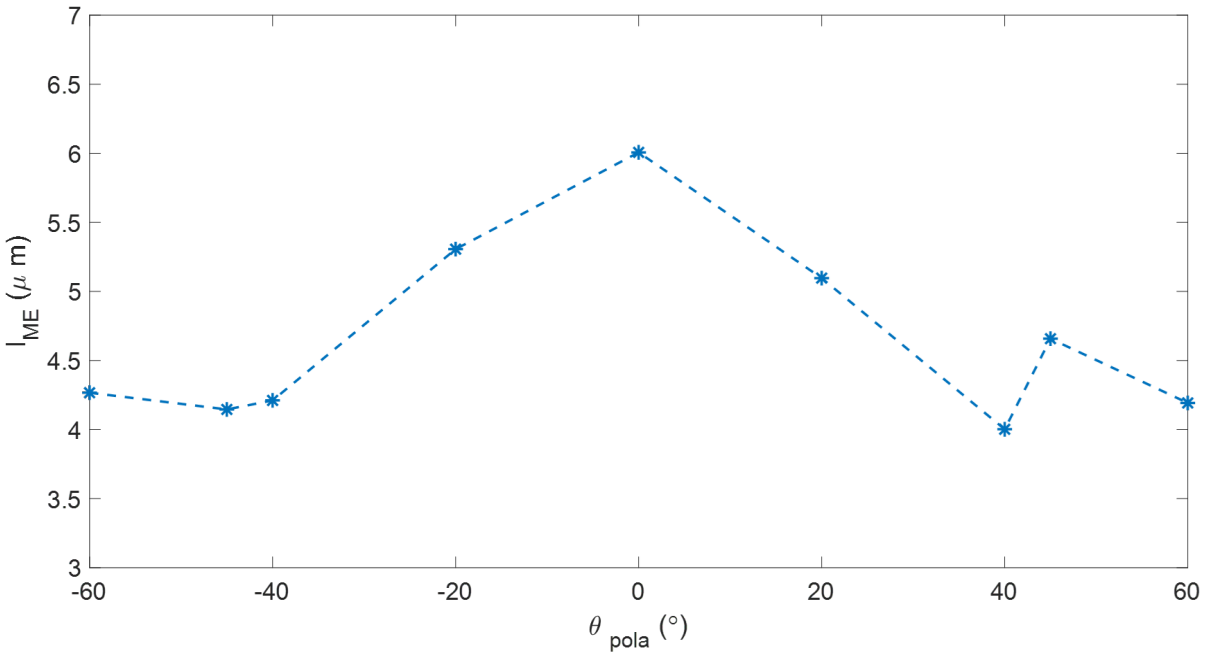

FIGURE 5.7 – *Évolution de la valeur du l_{ME} pour différentes directions de polarisation du faisceau incident θ_{pola}.*

5.3 Sensibilité de l_{ME} aux paramètres géométriques de la fibre

5.3.1 Longueur de la fibre

Dans cette section, nous étudions l'influence de la longueur de la fibre sur la portée de l'effet mémoire l_{ME}. Pour ce faire nous avons préparé des segments de fibres de différentes longueurs. Comme décrit à la section 3.1.1, nous utilisons un système de fixation différent pour des fibres d'une longueur inférieure à 4 cm et pour les autres :

— Pour les fibres inférieures à 4 cm, nous fixons la ferrule au centre de celles-ci. La ferrule est ensuite placée dans un adaptateur. Finalement les positions de la fibre et de l'objectif d'imagerie sont ajustées pour que les 2 extrémités de la fibre soient dans les plans focaux des deux objectifs du montage.

— Pour des fibres plus longues, nous fixons une ferrule à chacune de leurs extrémités. Puis nous plaçons les 2 ferrules dans des adaptateurs dont les positions sont réglées pour que les extrémités de la fibre correspondent aux plans focaux des objectifs. Nous plaçons ensuite un soutien sous la fibre, qui peut être soit un boy micrométrique (pour les fibres de 10 cm et plus) soit une tige métallique en fonction de l'encombrement, et cela afin de limiter les déformations et les éventuelles contraintes sur les points de fixation.

En suivant ce protocole, nous avons effectué les acquisitions du champ en sortie de fibre (par ho-

lographie hors axe) pour un balayage du champ incident, sur des fibres de différentes longueurs (allant de 3 à 19 cm). Pour chacune de ces mesures, nous avons évalué l'inter-corrélation entre les champs de speckle. Des exemples d'inter-corrélations pour les longueurs extrêmes sont présentés sur la figure 5.8.

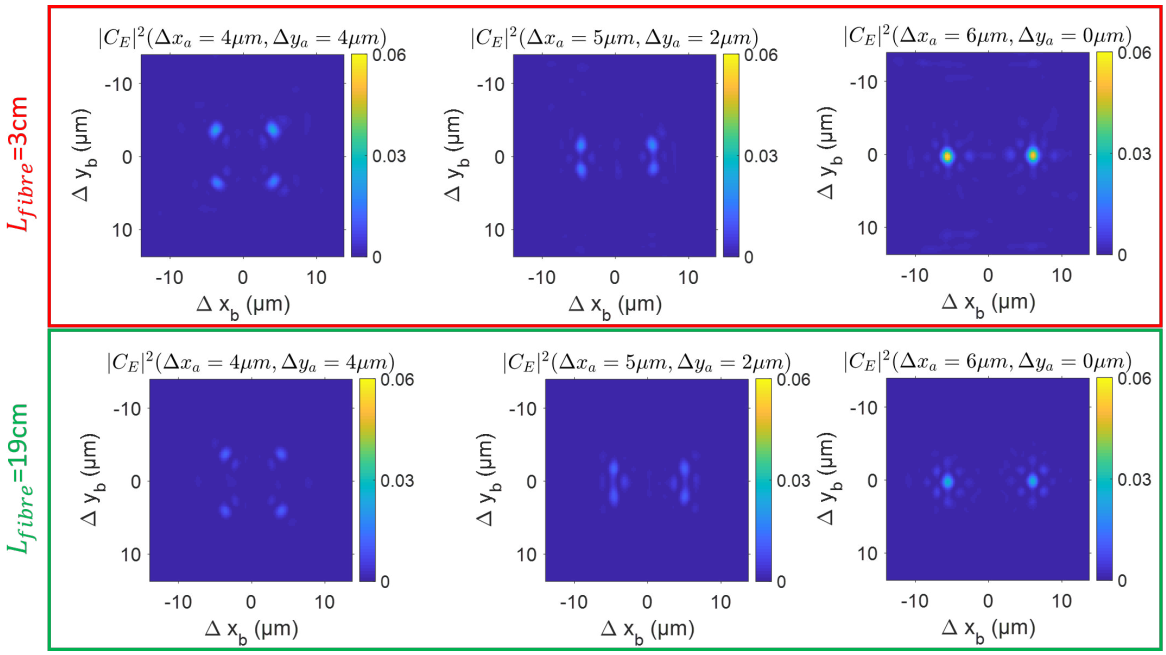

FIGURE 5.8 – *Module au carré de l'inter-corrélation normalisée obtenue pour différents* $\Delta \mathbf{r_a}$ *et pour deux longueurs de fibre (fibre de 3 cm dans le rectangle rouge et fibre de 19 cm dans le rectangle vert).*

Nous avons également extrait la carte des amplitudes d'inter-corrélation à $\Delta \mathbf{r}_a$ (direction de translation incidente), pour toutes les longueurs de fibres. Elles sont rassemblées sur la figure 5.9. Bien que l'amplitude des pics pour des fibres plus courtes semble plutôt supérieure aux longues fibres comme attendu, il n'y a pas une grande différence pour les 3 plus longues fibres.

Afin de vérifier cela, nous avons déterminé la portée de l'effet mémoire l_{ME} pour chacune des longueurs et représenté leurs valeurs sur la figure 5.10 . Nous constatons sur cette courbe que la portée de l'effet décroît avec la longueur de la fibre, du moins pour le cas de fibres de courtes longueurs. Cependant, celle-ci semble atteindre un palier à partir d'une longueur de fibre proche de 6 cm (l_{ME} compris entre 5.5 et 5.9 µm pour des fibres allant de 7 à 19 cm).

En observant les cartes de la figure 5.9, nous remarquons une certaine asymétrie de l'effet mesuré : l'amplitude des pics pour une translation du faisceau d'excitation dans la direction horizontale ($\Phi_a = 0°$) est plus élevée que pour une translation verticale ($\Phi_a = 90°$), en particulier pour les fibres de 4.9 et 6.9 cm.

Pour mieux voir cet effet, nous avons tracé des coupes de toutes les cartes d'amplitude pour comparer les directions de translation Φ_a horizontales et verticales (figure 5.11). Cette carte confirme la différence observée entre l'axe vertical et l'axe horizontal : l'effet mémoire persiste sur de plus longues distances de

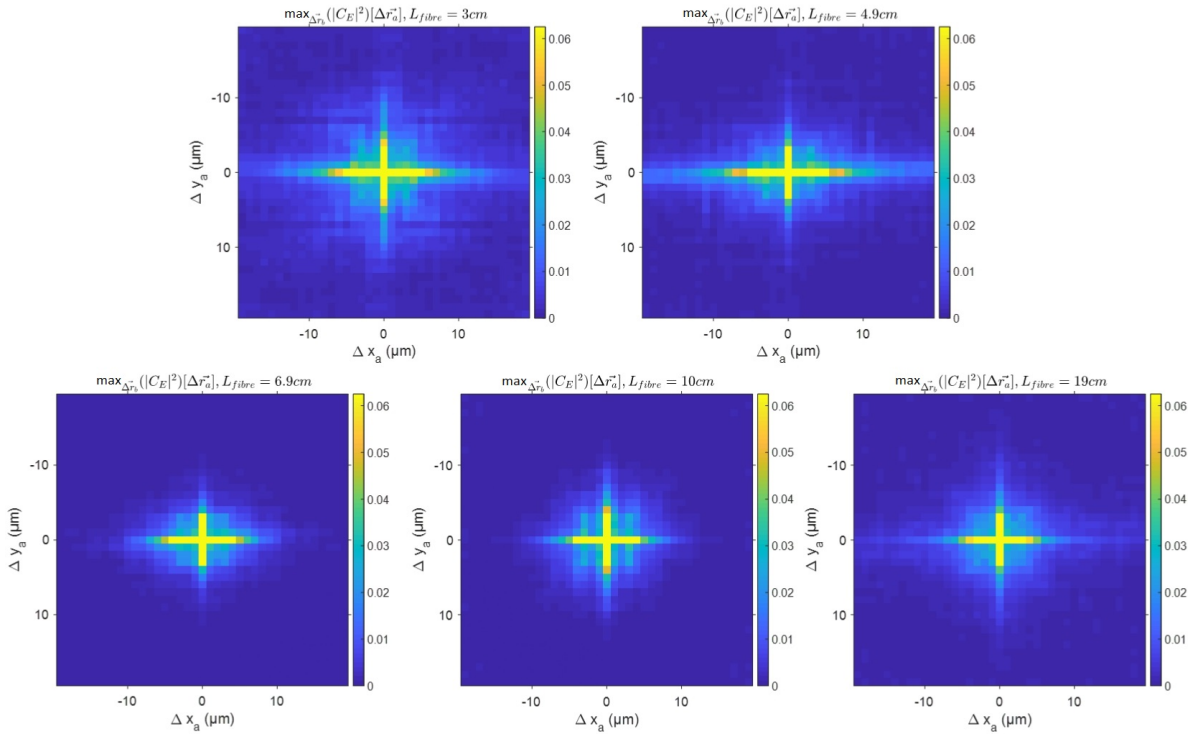

FIGURE 5.9 – *Cartes d'amplitude du pic d'inter-corrélation en fonction de* $\Delta\mathbf{r}_a$ *obtenues pour différentes longueurs de fibres.*

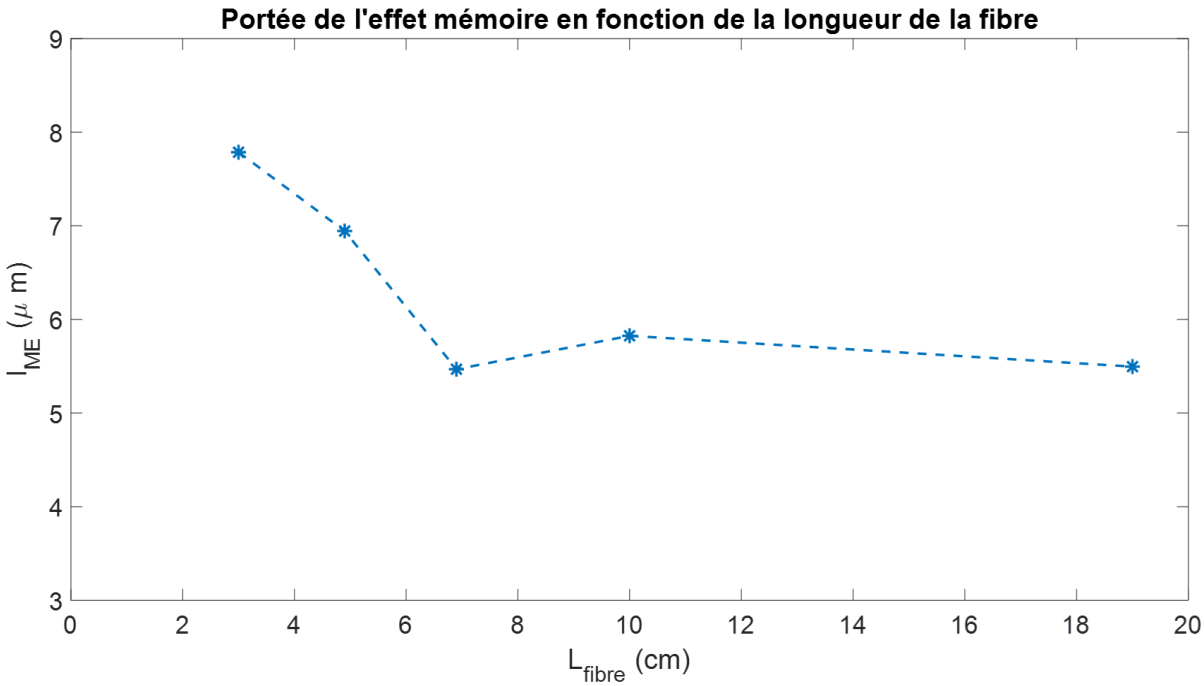

FIGURE 5.10 – *Évolution de la portée de l'effet mémoire* l_{ME} *en fonction de la longueur de la fibre.*

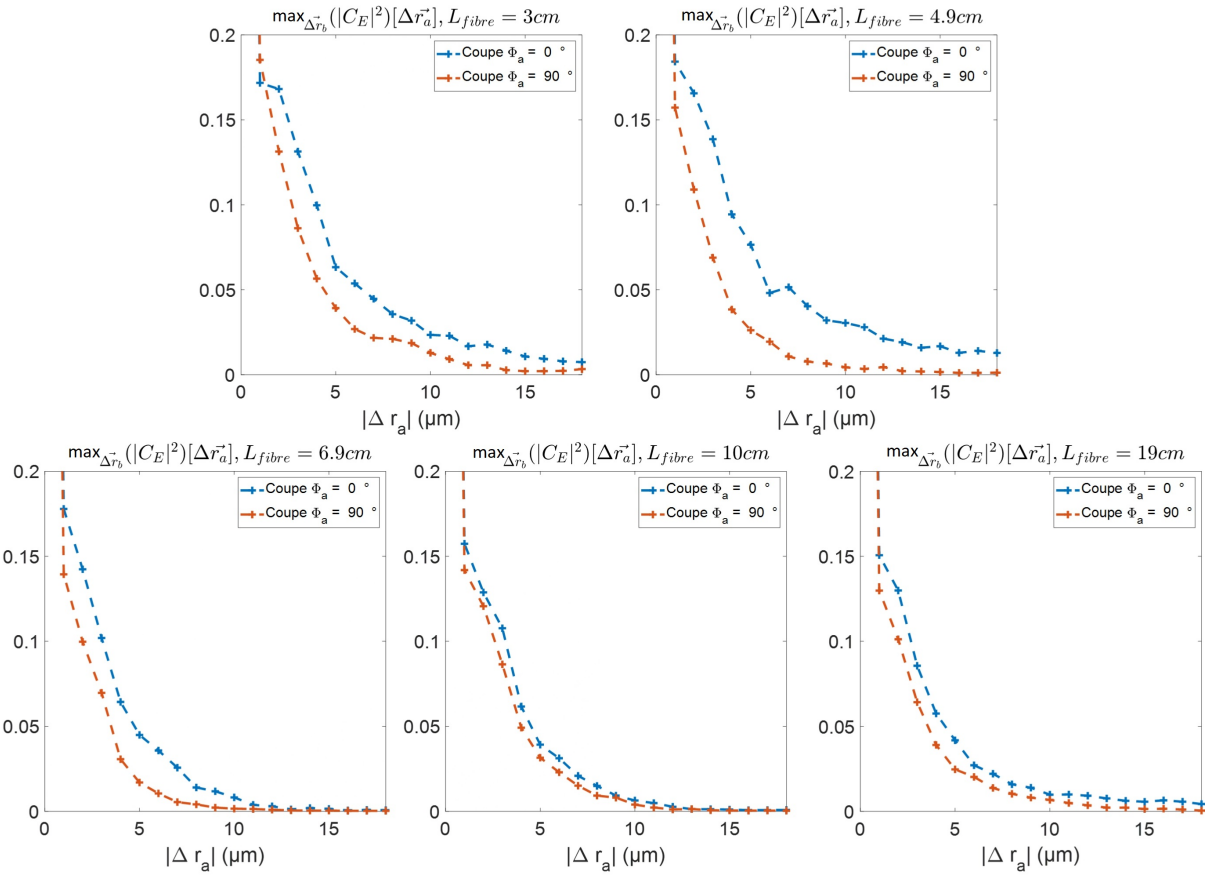

FIGURE 5.11 – *Évolution de l'amplitude du pic de corrélation pour une translation à l'entrée de la fibre sur ses axes principaux ($\Phi_a = 0°$ et $\Phi_a = 90°$) pour chaque longueur de fibre.*

translation, lorsque cette dernière suit l'axe horizontal. Cette asymétrie provient de contraintes/déformations locales de la fibre et semble être plus importante pour les fibres courtes.

Comme contrôle, nous avons également tracé les coupes de l'amplitude du pic d'inter-corrélation dans 2 autres directions (pour Φ_a = 45° et -45°), représentées sur la figure 5.12. Nous ne constatons pas de différence notable d'amplitude du pic entre ces 2 directions de translations diagonales, ce qui montre que l'asymétrie existe principalement selon les directions horizontale et verticale.

Une hypothèse pour expliquer cette asymétrie sur l'amplitude du pic de corrélation entre les translations verticales et horizontales, principalement pour les fibres courtes, serait que la gravité entraîne des contraintes qui affectent la portée de l'effet mémoire. Pour les fibres suffisamment longues, un support est placé en-dessous de la fibre sur toute sa longueur ce qui permet de limiter l'impact de la gravité sur ces fibres. Ces observations nous laissent entrevoir la possibilité d'atteindre des effets plus robustes, si l'on parvient à éviter toutes sources de contraintes par des précautions de montage des fibres.

En conclusion, nous avons constaté que la longueur de la fibre impacte la portée de l'effet mémoire, cette dernière diminuant avec la longueur de la fibre. Cependant, il est intéressant de remarquer que cet effet existe toujours même pour des fibres de plus de 20 cm. Par ailleurs, nous avons observé que des

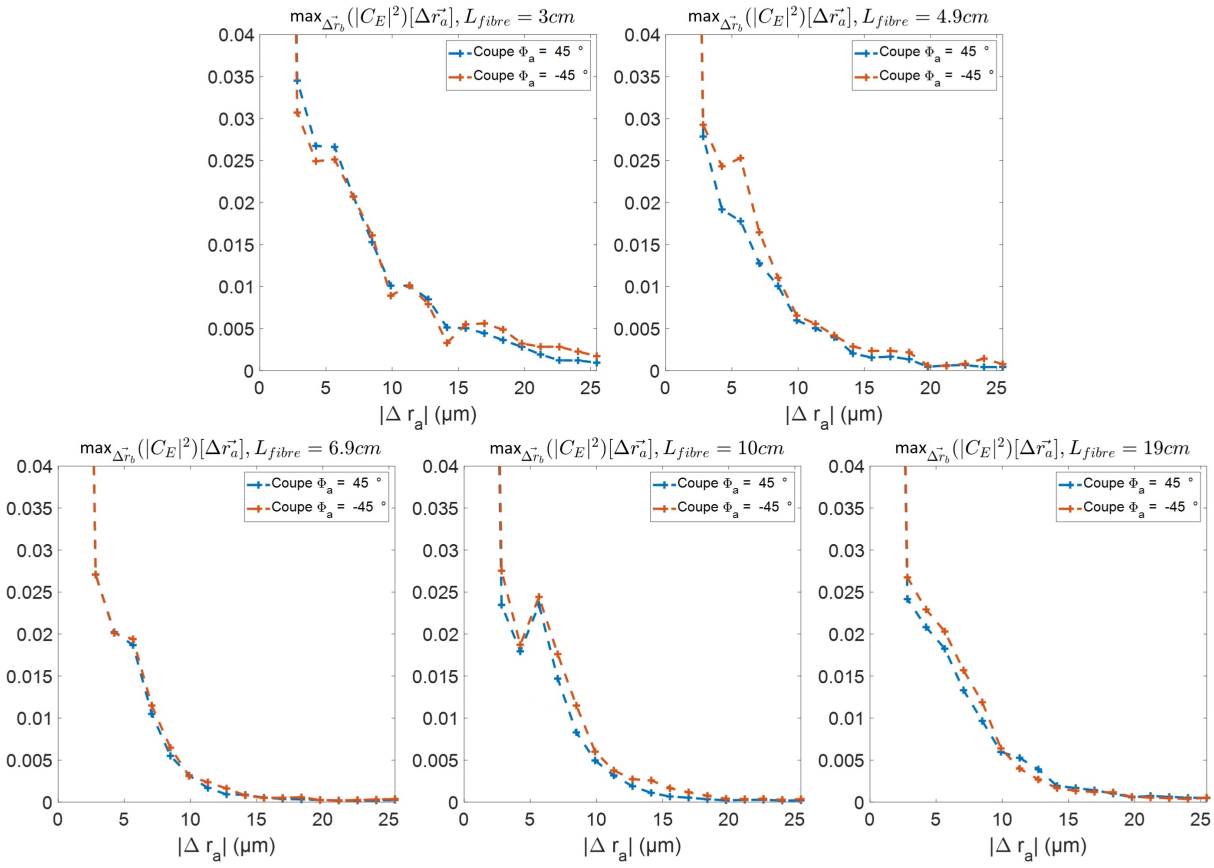

FIGURE 5.12 – *Évolution de l'amplitude du pic de corrélation pour une translation d'entrée de fibre de* $\Phi_a = -45°$ *et* $\Phi_a = 45°$.

contraintes liées au poids et au mode de montage des fibres semblent avoir un impact sur la portée de l'effet mémoire, peut-être de façon plus critique que la longueur de la fibre.

5.3.2 Torsion

Comme nous l'avons vu précédemment, la configuration géométrique de la fibre semble apporter des contraintes qui affectent fortement la portée de l'effet mémoire. Dans cette section, nous allons chercher à étudier l'influence de la torsion sur l'effet mémoire. En effet, ce type de contrainte est connu pour modifier progressivement la matrice de transmission de la fibre [52]. Nous notons que, dans notre cas, la fibre au repos a déjà une torsion, que nous corrigerons dans la configuration "fibre droite" mesurée ci-après.

Pour les mesures en fonction de la torsion, nous avons utilisé la fibre de 10 cm qui a été déjà étudiée dans la section précédente. Nous avions mesuré une portée d'effet mémoire de 5.9 µm. Elle ne présente, par ailleurs, qu'une asymétrie minime de l'amplitude des pics en fonction de la direction de translation, comme le montre la figure 5.11. Chacune des extrémités de cette fibre est fixée sur une monture rotative nous permettant ainsi d'apporter une torsion contrôlée : nous tournerons uniquement la monture de sortie de fibre, la face d'entrée sera maintenue droite.

Influence de la torsion sur la direction de polarisation.

Nous avons tout d'abord étudié la direction de la polarisation en sortie, lorsque la fibre subit une torsion. Nous nous sommes demandé si une polarisation linéaire incidente parallèle à un côté du cœur carré serait maintenue en sortie quand la fibre subit une torsion.

Nous avons donc mesuré l'intensité détectée par la caméra (en sortie de fibre) en fonction de la direction de l'analyseur, pour trois différents angles de torsion. Les images de la face de sortie de la fibre sont présentées sur la figure 5.13. Lors de ces mesures, la polarisation incidente est dans la direction

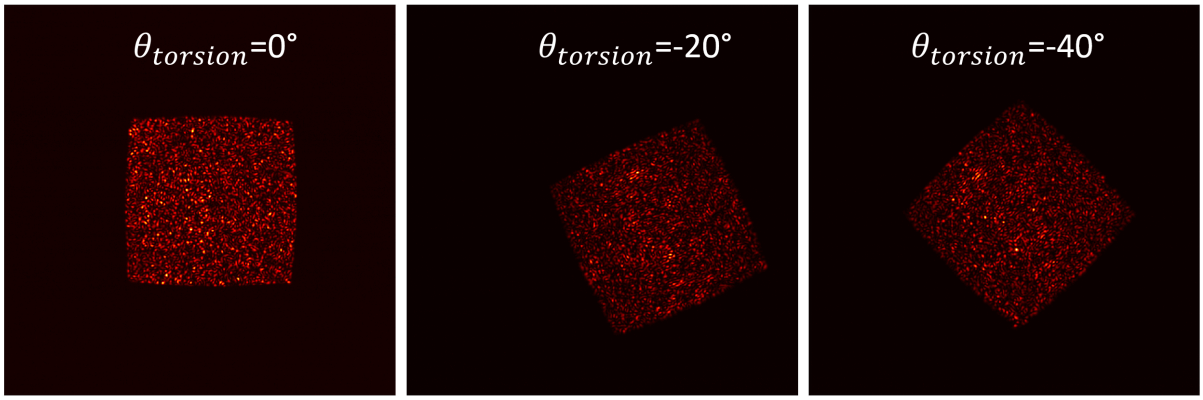

FIGURE 5.13 – *Image caméra du speckle de sortie pour différents angles de torsion de la fibre.*

horizontale, donc parallèle à un axe principal de la fibre. Pour chaque angle de torsion, nous tournons l'analyseur, et enregistrons le speckle de la face de sortie arrivant sur la caméra pour chaque $\theta_{analyseur}$. Puis nous traçons l'intensité intégrée en fonction de $\theta_{analyseur}$, sur la figure 5.14. Nous constatons que la torsion de cette fibre n'influence pas ou peu la direction de polarisation en sortie qui reste très proche de celle à l'entrée de la fibre (valeur maximale atteinte autour de $\theta_{analyseur} = 0°$, avec un léger décalage dans la direction de la torsion). Cependant, le taux de polarisation baisse au fur et à mesure que l'angle de torsion augmente.

Ces résultats ont des conséquences sur le protocole de mesure du champ par holographie hors axe. En effet, nous faisons interférer le faisceau en sortie de fibre avec un faisceau de référence et devons nous assurer, avec un analyseur sur le bras signal et une $\frac{\lambda}{2}$ sur le bras de référence, que leur polarisation soit linéaire et alignée. Or, nous savons maintenant qu'il n'y pas de rotation de la direction principale de polarisation, en fonction de l'angle de torsion, mais seulement du taux de polarisation. Ainsi lors des acquisitions en fonction de la torsion, nous ne modifierons pas l'angle de l'analyseur en sortie de fibre. Par contre, nous nous assurerons systématiquement que l'intensité du faisceau signal est comparable à l'intensité du faisceau de référence en réajustant la répartition de puissance dans les deux voies (réglage avant le cube polarisant qui sépare le faisceau de référence du faisceau envoyé vers la fibre).

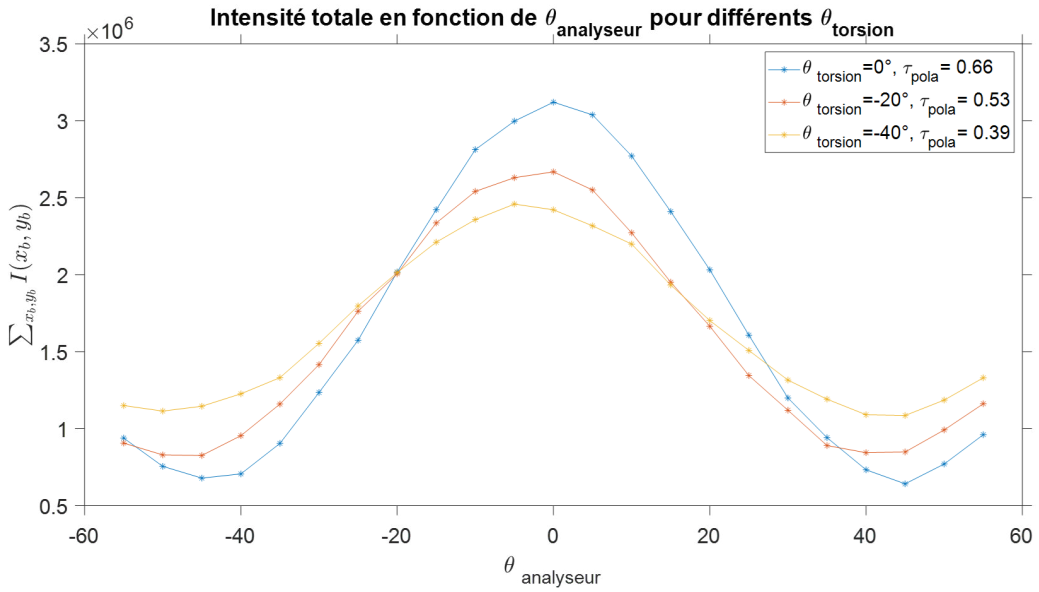

FIGURE 5.14 – *Courbe d'intensité en sortie de fibre en fonction de la direction de l'analyseur, pour 3 différentes torsions ($\theta_{torsion} = 0°, \theta_{torsion} = 20°$ et $\theta_{torsion} = 40°$), le taux de polarisation est calculé pour chaque torsion avec la méthode décrite en 3.1.3.*

Influence de la torsion sur l'effet mémoire.

Maintenant que nous avons défini quel protocole nous devons suivre pour effectuer les mesures en fonction de la torsion, nous présentons les résultats en fonction de la portée de l'effet mémoire.

En raison de la rotation de la face de sortie de la fibre par rapport à la caméra, nous avons introduit une étape supplémentaire dans le traitement : après reconstruction du champ (à partir de l'interférogramme brut) sur la face de la fibre tournée, nous effectuons une rotation de ce champ, afin que le repère attaché à la face de sortie de la fibre soit droit sur l'image. Ainsi les calculs d'intercorrélation sont toujours réalisés dans un espace où la fibre est droite.

La figure 5.15 montre les inter-corrélations calculées à partir des acquisitions à deux angles de torsion $\theta_{torsion} = 0°$ et $\theta_{torsion} = 45°$, représentées dans le repère lié à la face de sortie de sortie de la fibre. Une première remarque est que, malgré la torsion de 45°, les pics sont bien symétriques selon les axes de la fibre. Cela montre que l'effet mémoire a suivi la rotation de la face de sortie de la fibre (contrairement à la polarisation de la lumière). En comparant les deux cas de la figure 5.15, nous voyons que l'amplitude du pic de corrélation décroît plus vite pour une torsion de $\theta_{torsion} = 45°$, ce qui correspond à une portée d'effet mémoire plus faible.

Nous réalisons ensuite des séries d'acquisitions à différents angles de torsion. L'évolution de la portée d'effet mémoire l_{ME} en fonction de l'angle de torsion est montrée figure 5.16. On peut constater sur cette courbe une diminution progressive de la portée de l'effet mémoire quand la fibre subit une torsion dans un sens ou dans l'autre : en partant de l_{ME}= 5.5 µm pour une fibre droite, cette portée

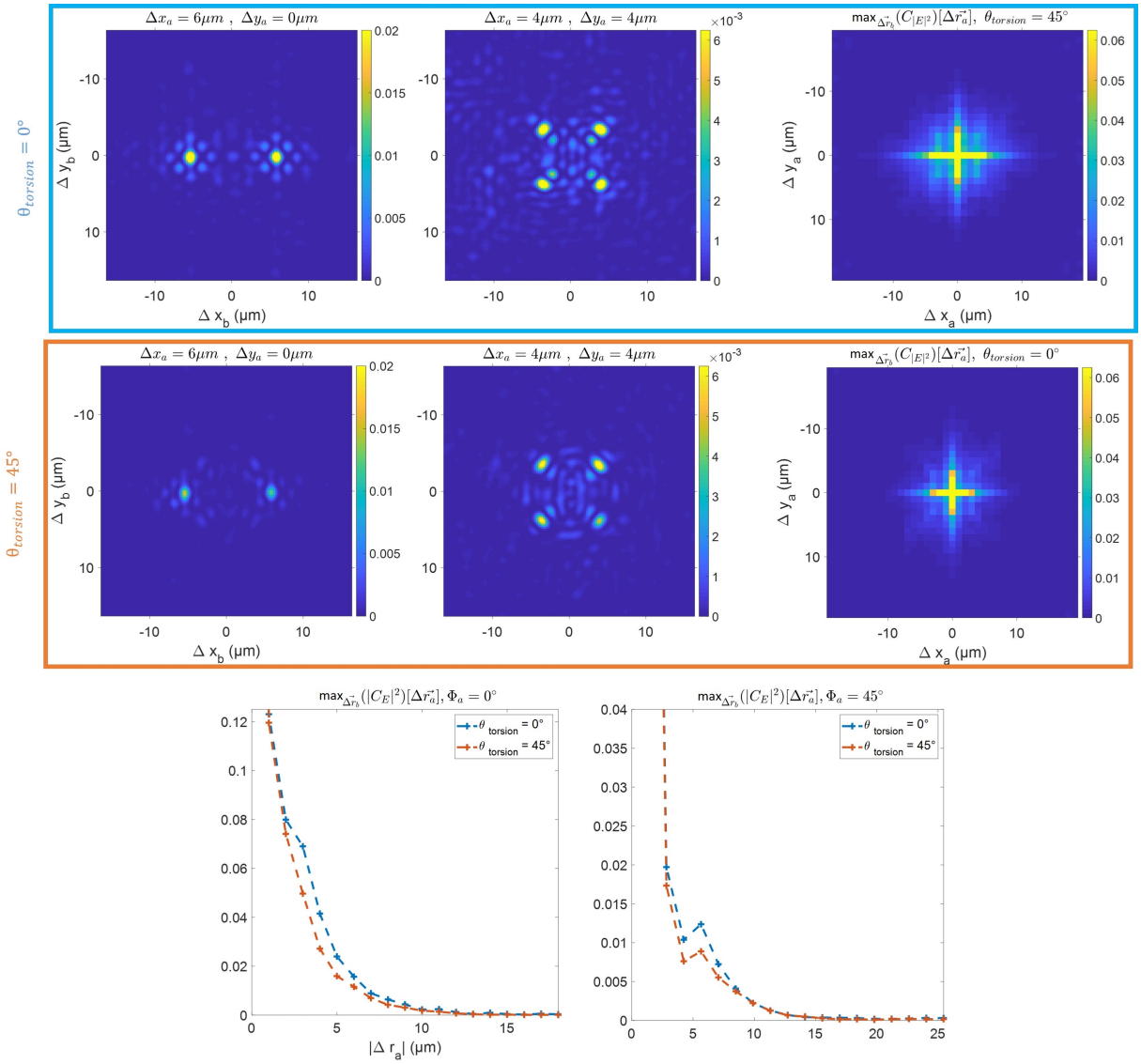

FIGURE 5.15 – *Inter-corrélations pour deux translations* $\Delta\mathbf{r}_a$ *particulières et carte des amplitudes maximales, pour une fibre subissant une torsion de* $\theta_{torsion} = 0°$ *(rectangle bleu) et* $\theta_{torsion} = 45°$ *(rectangle orange). Les deux courbes situées en dessous correspondent à une coupe des deux cartes d'amplitude pour* $\Phi_a = 0°$ *et* $\Phi_a = 45°$.

descend à 3.5 µm pour un angle de torsion de 60° sur 8 cm de longueur de fibre (A noter : la fibre a une longueur totale de 10 cm, mais ses extrémités, fixées dans des ferrules d'1 cm chacune, ne participent pas à la torsion).

Deux effets interviennent conjointement lors de la torsion : les contraintes créées causent une déformation géométrique et des variations d'indices de réfraction qui brisent la symétrie du système ; la polarisation ne peut plus être parallèle aux côtés du carré, ce qui nuit également au maintien de l'effet mémoire, comme nous l'avons vu précédemment. Il est à noter cependant que l'effet mémoire reste visible pour des torsions de 60°.

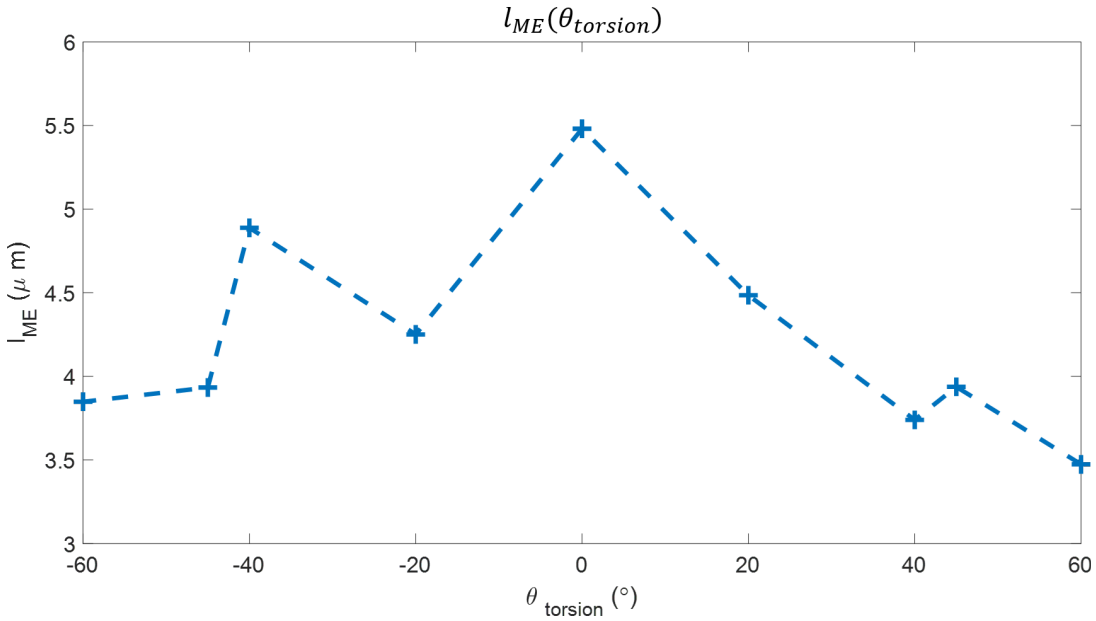

FIGURE 5.16 – *Évolution de la portée de l'effet mémoire en fonction de la torsion de la face de sortie de la fibre. Les contraintes sont appliquées sur 8 cm, la longueur libre de la fibre (de longueur totale 10 cm).*

5.3.3 Influence de la flexion sur l'effet mémoire.

Réalisation et caractérisation de la flexion.

Maintenant que nous avons regardé l'influence des contraintes liées à une torsion sur l'effet mémoire, nous allons étudier l'influence de celles induites par une flexion de la fibre.

Les mesures en fonction de la flexion ont exigé des modifications de notre dispositif expérimental. Pour obtenir des profils de fibres relativement réguliers, nous avons placé la monture sur laquelle est fixée l'extrémité distale de la fibre ainsi que les optiques pour l'imagerie (4f et caméra) sur une plaque allongée qui peut être tournée autour d'un axe vertical dans le plan de la table (figure 5.17). En modifiant l'angle de cette plaque amovible, nous pouvons ainsi modifier le rayon de courbure moyen de la fibre et étudier son impact sur l'effet mémoire.

L'inconvénient avec ce montage est qu'il ne permet pas aisément de mesurer le champ par holographie hors-axe. En effet, si l'on veut effectuer des mesures en champ, il nous aurait fallu entre chaque position de la plaque amovible, ajuster le faisceau de référence en l'inclinant du même angle. Afin de simplifier ces acquisitions, nous avons décidé de réaliser uniquement des mesures d'intensité sans holographie hors axe, et donc de retirer le bras de référence.

Afin d'estimer le rayon de courbure R_c, nous plaçons une règle à la même hauteur que la fibre et nous prenons une photographie du dessus, comme le montre la figure 5.18. La règle permet de convertir les pixels sur l'image en distance. Nous sélectionnons ensuite une dizaine de points sur la fibre, dont nous

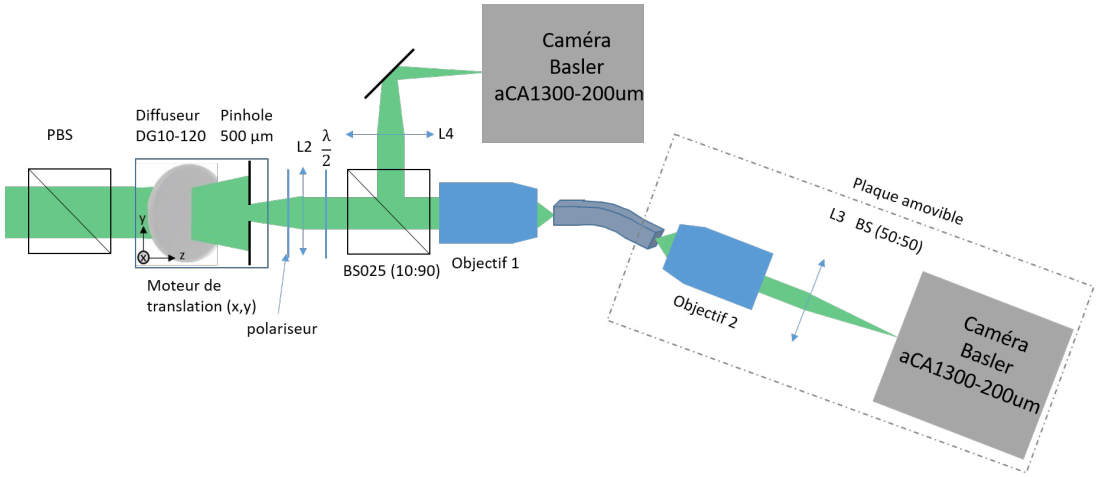

FIGURE 5.17 – *Dispositif expérimental permettant de mesurer l'influence du rayon de courbure de la fibre sur la portée de l'effet mémoire.*

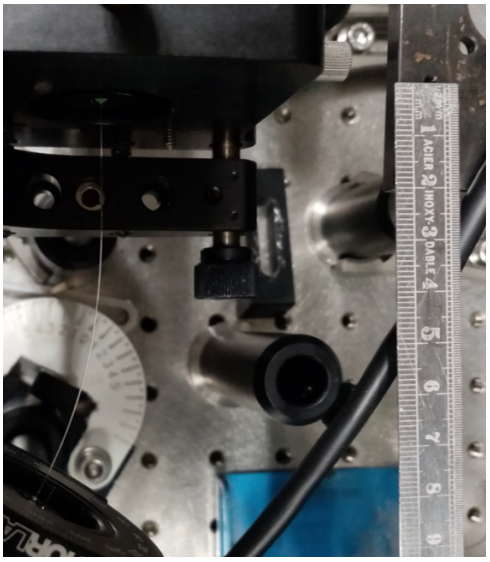

FIGURE 5.18 – *Photographie montrant la courbure de la fibre et la règle pour l'étalonnage.*

extrayons les coordonnées, et cherchons à ajuster ces points par un cercle. Les points sélectionnés et le cercle obtenu sont illustrés sur la figure 5.19. Le rayon du cercle obtenu à partir des points nous donne une estimation du rayon de courbure de la fibre exprimé en unité de pixels caméra. Nous le convertissons ensuite en unité de distance, à l'aide de la photographie de la règle (figure 5.20). Cette procédure nous permet d'évaluer le rayon de courbure à environ $R_c \approx 12$ cm pour le cas de la figure 5.19.

Résultats expérimentaux

Maintenant que nous avons présenté le protocole expérimental nous permettant de fléchir la fibre et d'estimer son rayon de courbure principal, nous détaillons ci-dessous les résultats d'une série de mesures avec différentes flexions de la fibre. Les photographies correspondantes à ces configurations sont présentées sur la figure 5.21. Tous les résultats ont été obtenus avec une fibre de 10 cm de longueur. Pour chacune de ces configurations, nous mesurons le rayon de courbure de la fibre et effectuons une

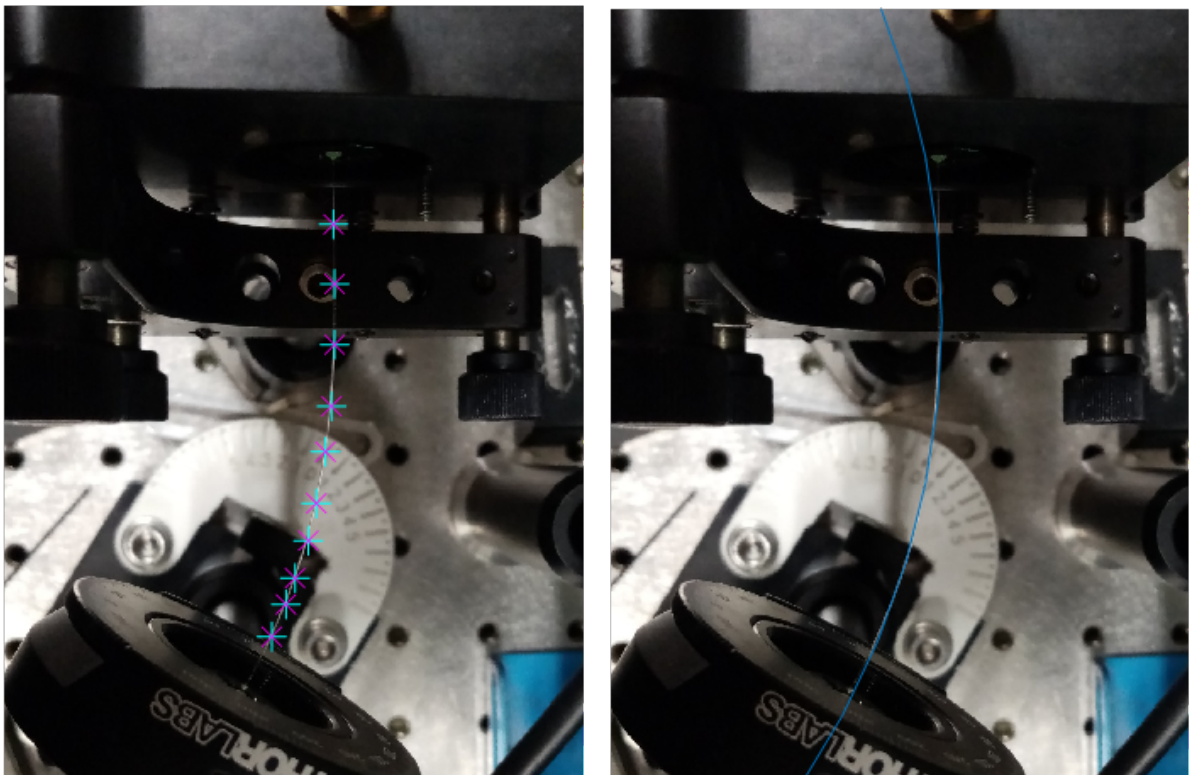

FIGURE 5.19 – *L'image de gauche correspond aux 10 points placés sur la fibre, utilisés pour l'estimation du rayon de courbure. L'image de droite montre la fibre avec le cercle fitté sur les points sélectionnés sur la fibre. Ce fit donne un rayon du cercle de 1352 pixels, soit après conversion, 12.26 cm.*

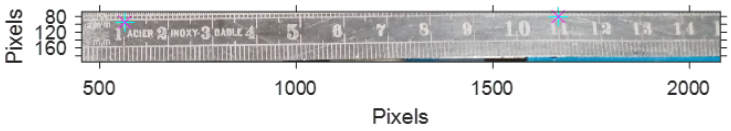

FIGURE 5.20 – *Photographie de la règle utilisée pour la détermination de l'échelle des photographies de courbure de la fibre. .*

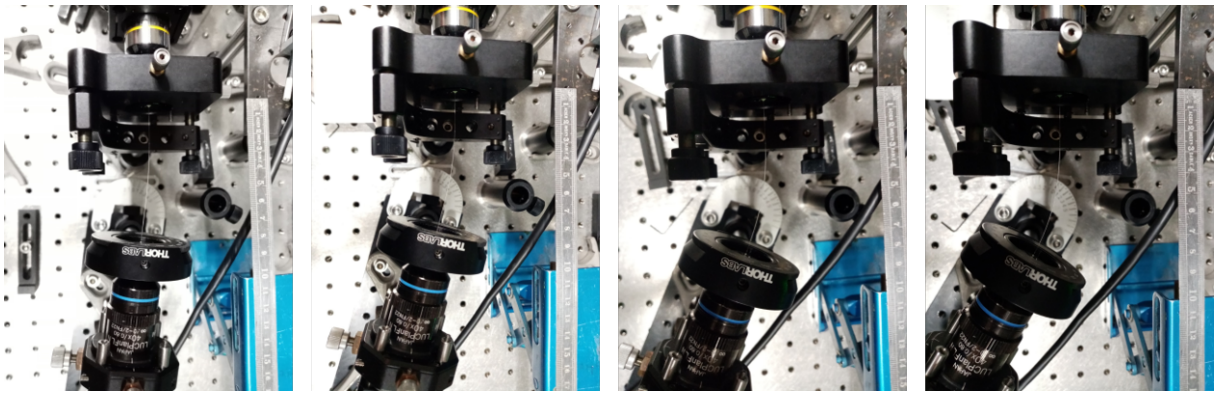

FIGURE 5.21 – *Photographies de différentes flexions imposées à la fibre.*

acquisition en intensité des motifs de sortie de fibre en balayant le faisceau à l'entrée selon la procédure habituelle.

La figure 5.22 représente les résultats obtenus pour une fibre droite et avec la courbure la plus

importante, correspondant à un rayon de courbure de 11.7 cm. La comparaison des cartes d'amplitude des pics montre une réduction visible de l'étendue de l'effet mémoire quand la fibre est fléchie, ce qui est également apparent sur les courbes montrant l'évolution de l'amplitude pour des translations horizontale ($\Phi_a = 0°$) et diagonale ($\Phi_a = 45°$).

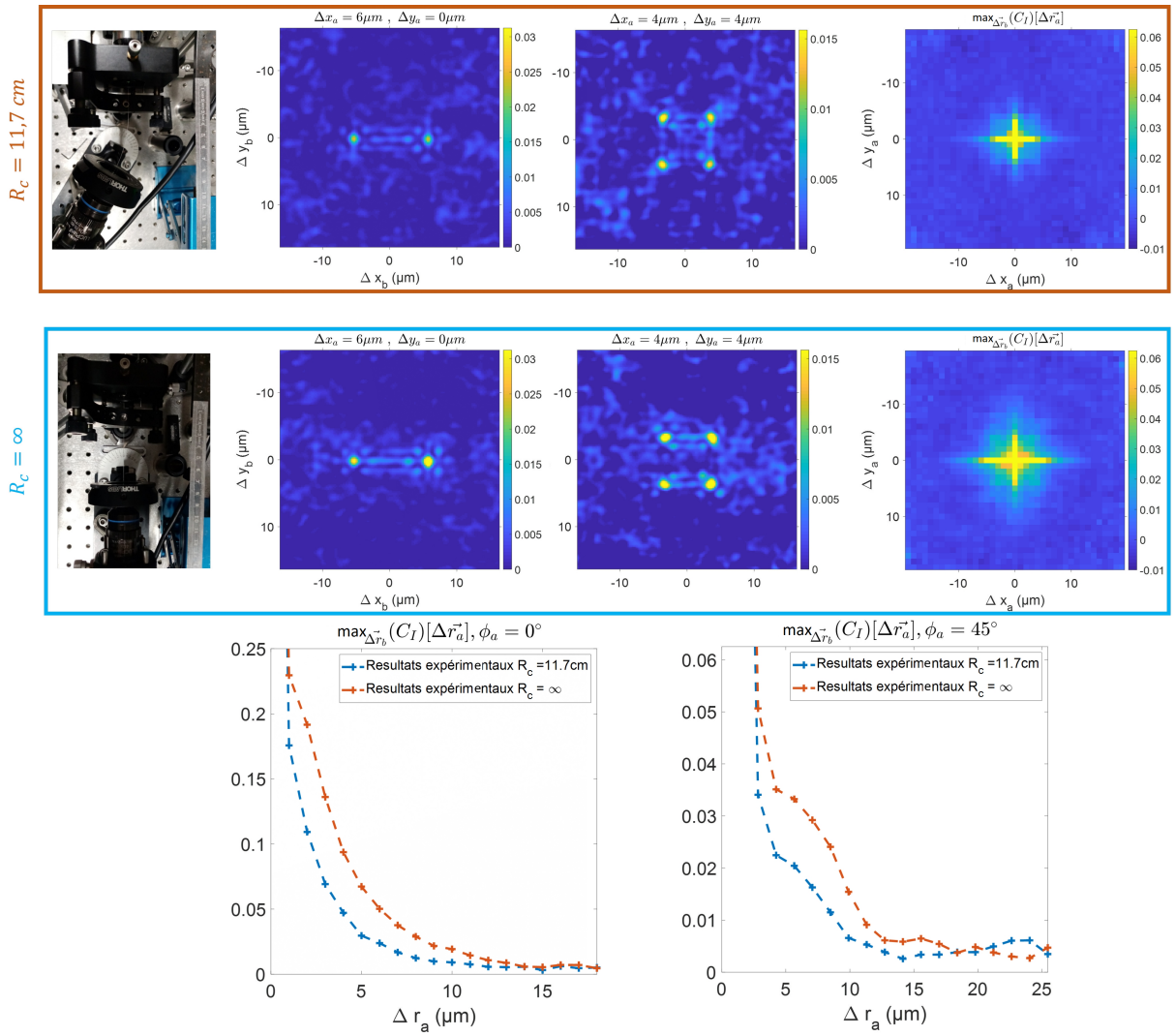

FIGURE 5.22 – *Comparaison du cas de la flexion la plus importante appliquée $R_c = 11.7$ cm (rectangle orange) avec le cas de la fibre droite (rectangle bleu). Dans chaque cadre, l'image de gauche est une photographies du dessus du montage, les deux images centrales correspondent à des inter-corrélations obtenues pour différents $\Delta \mathbf{r}_a$ et l'image de droite montre la carte d'amplitude d'un des pics. La dernière ligne de cette figure montre les coupes des cartes d'amplitudes pour les deux courbures dans les directions $\Phi_a = 0°$ et $\Phi_a = 45°$.*

Afin de quantifier cette diminution, nous avons déterminé le paramètre l_{ME} pour toutes les configurations ci-dessus et nous le représentons en fonction du rayon de courbure sur la figure 5.23.

On constate que l'ensemble des mesures pour lesquels nous avons apporté une flexion sur la fibre donne un l_{ME} inférieur au l_{ME} de la fibre droite, comme attendu, puisque la déformation imposée dégrade la symétrie du système à l'origine de l'effet mémoire. Cependant, l'effet mémoire persiste pour toutes

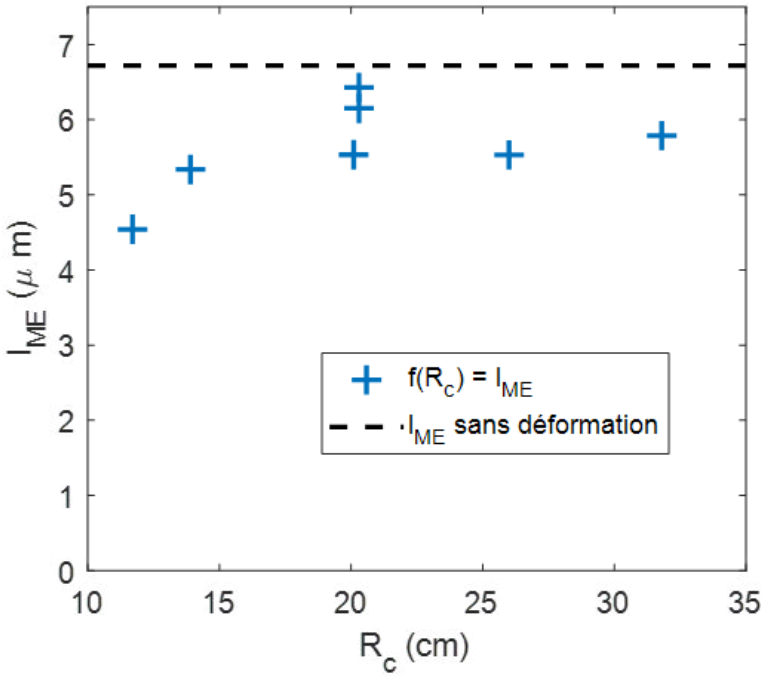

FIGURE 5.23 – *Courbes de l'évolution de la portée de l'effet mémoire en fonction du rayon de courbure de la fibre. Chaque croix correspond à une configuration mesurée, la ligne en pointillés montre la valeur de l_{ME} obtenue pour une fibre droite.*

les flexions que nous avons testées et nous n'observons qu'une diminution relativement modérée de sa portée, puisque l_{ME} est encore de l'ordre de 5 µm pour un rayon de courbure de R_c = 11.7 cm. Par ailleurs, il semble qu'au-delà d'un rayon de courbure de l'ordre de 15 cm, la déformation soit suffisamment faible pour que la portée de l'effet mémoire ne soit plus vraiment affectée par la courbure.

Sur la figure, on peut constater une variabilité dans les valeurs du l_{ME} mesurées pour les configurations ayant un rayon de courbure proche de 20 cm. En effet, nous avons essayé de reproduire plusieurs fois une configuration semblable pour tester la répétabilité. Cette variabilité montre qu'il existe probablement plusieurs configurations possibles de la fibre pour un même rayon de courbure apparent et que nous ne maîtrisons pas toutes les contraintes qui peuvent influer sur la portée de l'effet mémoire.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur la portée de l'effet mémoire.

Nous avons ainsi pu montrer que la direction de polarisation du faisceau incident a un impact sur la portée de l'effet mémoire et que celui-ci a une portée maximale lorsque la direction de polarisation est

parallèle aux axes du cœur de la fibre. Cela semble rejoindre notre observation au chapitre 3 qui a montré que la dépolarisation induite par une fibre carrée augmente lorsque la polarisation incidente est éloignée de la direction des axes naturels de la fibre.

Nous avons ensuite montré que la portée de l'effet mémoire est impactée par la longueur de la fibre : elle est plus importante pour des fibres plus courtes. Cependant, l'effet mémoire existe toujours même pour des fibres de plus de 20 cm (taille comparable aux fibroscopes usuels).

Finalement, nous avons étudié l'influence de déformations géométriques : torsion et flexion. Nous avons montré que, bien que l'effet mémoire soit atténué lorsque l'on soumet la fibre à ces déformations, il possède une certaine robustesse puisqu'il reste facilement mesurable dans des situations telles qu'une torsion de 60° de l'extrémité d'une fibre de 10 cm ou une courbure d'un rayon de 11 cm.

Conclusion générale

Les objectifs principaux de cette thèse étaient de mettre en évidence un effet mémoire de translation dans des fibres optiques multimodes à cœur carré et d'étudier les propriétés de cet effet mémoire.

Au chapitre 2, nous avons prédit sur des arguments de symétrie l'existence d'un effet mémoire en translation dans un guide d'onde carré à parois parfaitement réfléchissantes. Nous avons ainsi montré qu'une translation d'un champ en entrée de ce type de guide d'onde induit une translation de 4 champs translatant de la même distance dans 4 directions symétriques de la direction de translation en entrée par rapport aux axes de la fibre. Dans ce même chapitre, nous avons également mis en place un dispositif expérimental permettant de faire translater une fibre devant un champ d'excitation et ainsi observer pour la première fois à notre connaissance l'existence de cet effet mémoire de translation dans une fibre optique multimode à cœur carré. Nous avons également observé une modification progressive des 4 motifs de speckles de sortie de fibre correspondant à une perte progressive de l'effet mémoire, synonyme d'une limitation du modèle du guide d'onde à parois parfaitement réfléchissante pour décrire ce type de fibre.

Dans le chapitre 3, nous avons présenté les procédures et montages expérimentaux qui ont été développés pour caractériser l'effet mémoire. En particulier, nous avons mis en place un dispositif permettant de faire translater un speckle d'excitation dans toute direction parallèle à la face d'entrée de la fibre, et de mesurer en sortie de fibre le champ en amplitude et en phase. Dans ce même chapitre, nous avons montré que les maximums de pics de corrélation 4D avaient une apparence très caractéristique si on les représentait en fonction de la translation du faisceau en entrée $\Delta \boldsymbol{r_a}$, cette carte ayant une forme de croix.

Nous avons ensuite proposé dans le chapitre 4 un modèle décrivant la diminution de l'amplitude des pics de corrélation, à l'aide d'un facteur de décroissance exponentielle caractérisée par une longueur l_{ME}. En ajustant ce modèle aux mesures expérimentales, nous avons ainsi déterminé une longueur l_{ME} caractérisant la portée de l'effet mémoire pour une configuration donnée de la fibre.

A l'aide de ce paramètre, nous avons ainsi étudié au chapitre 5 l'impact de différents paramètres sur la portée de l'effet mémoire. Nous avons ainsi montré que cet effet est influencé par la direction de polarisation du faisceau d'excitation et qu'il était maximisé quand la direction de polarisation linéaire était proche d'un des axes de la fibre. Nous avons également constaté que la portée de l'effet mémoire

diminue avec la longueur de la fibre traversée, mais que celui-ci reste visible même pour une fibre d'une vingtaine de centimètres. Nous avons également montré qu'en présence de contraintes mécaniques modifiant totalement la matrice de transmission de la fibre, telle qu'une torsion de 60° d'une fibre de 10 cm ou une flexion entraînant un rayon de courbure d'environ 11 cm, l'effet mémoire persiste et reste du même ordre de grandeur que pour la fibre sans contraintes.

L'existence d'un effet mémoire de translation dans une fibre optique multimode à cœur carré ouvre ainsi la possibilité de mettre en place une nouvelle méthode d'imagerie à travers une fibre multimode, par exemple en adaptant des méthodes originellement développées pour imager à travers un milieu diffusant telles que celle de Bertolotti & al [34].

La méthode proposée par Bertolotti & al [34] nécessite toutefois d'être modifiée car l'effet mémoire dans ce type de fibre n'est pas aussi simple que l'effet mémoire conventionnel : une translation d'entrée entraîne non pas une unique translation en sortie mais la translation de 4 champs de sortie. Par conséquent, en utilisant la même méthode, on n'obtient pas la fonction d'auto-corrélation de l'objet, mais une combinaison de versions symétrisées de celle-ci (travaux en cours dans le cadre du post-doctorat de Dorian Bouchet). Un autre aspect potentiellement limitant pour l'utilisation d'une fibre multimode à cœur carré en tant qu'endoscope est la portée de l'effet mémoire : en effet, pour le type de fibre étudié, le speckle en sortie de fibre perd sa corrélation pour une distance de translation de l'ordre de 10 µm, limitant ainsi grandement le champ de vue d'un tel endoscope. Mais des recherches sur l'impact de paramètres tels que l'ouverture numérique de la fibre, la taille du cœur ou sa géométrie (un meilleur carré) pourraient peut-être permettre d'améliorer la portée de l'effet mémoire. De plus l'article de Zhu & al [41] a montré que l'on pouvait contourner cette limitation et agrandir le champ de vue d'imagerie de plusieurs fois la portée de l'effet mémoire.

Ces travaux ouvrent ainsi la perspective de création d'un nouveau type d'endoscope minimalement invasif utilisant une fibre optique multimode à cœur carré, ne nécessitant pas de calibration. L'absence de calibration supprime les contraintes sur la stabilité des approches conventionnelles utilisées pour les fibres multimodes, l'effet mémoire ayant une relativement bonne résistance à de nombreux types de contraintes.

Bibliographie

[1] Jonathan D. Kaunitz. The Fruits of Fiber : The Invention of the Flexible Fiberoptic Gastroscope. *Digestive Diseases and Sciences*, 59(11) :2616–2618, 2014.

[2] John Baillie. The endoscope. *Gastrointestinal Endoscopy*, 65(6) :886–893, 2007.

[3] James M. Edmonson. History of the instruments for gastrointestinal endoscopy. *Gastrointestinal Endoscopy*, 37 :S27–S56, 1991.

[4] G. Berci and K. A. Forde. History of endoscopy : What lessons have we learned from the past ? *Surgical Endoscopy*, 14(1) :5–15, 2000.

[5] Sakib F. Elahi and Thomas D. Wang. Future and advances in endoscopy. *Journal of Biophotonics*, 4(7-8) :471–481, 2011.

[6] Michael Hughes, Tou Pin Chang, and Guang-Zhong Yang. Fiber bundle endocytoscopy. *Biomedical Optics Express*, 4(12) :2781, 2013.

[7] Fibroscope qnde. https://www.qnde.ca/fr/produit/iflex-fibroscopes/.

[8] Schema endoscope. https://ahsdemo.adam.com/content.aspx?productid=617&pid=1&gid=003857.

[9] Tianrui Zhao, Sebastien Ourselin, Tom Vercauteren, and Wenfeng Xia. Seeing through multimode fibers with real-valued intensity transmission matrices. *Optics Express*, 28(14) :20978, 2020.

[10] J. C. Dainty. The statistics of speckle patterns. *Progress in Optics*, 14(C) :1–46, 1977.

[11] Matthieu Davy, Zhou Shi, Jongchul Park, Chushun Tian, and Azriel Z. Genack. Universal structure of transmission eigenchannels inside opaque media. *Nature Communications*, 6 :6–11, 2015.

[12] J. W. Goodman. *Speckle Phenomena in Laser Display*. Number 1. 2013.

[13] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Optics Letters*, 32(16) :2309, 2007.

[14] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk. Universal optimal transmission of light through disordered materials. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :120601, Sep 2008.

[15] I. M. Vellekoop, A. Lagendijk, and A. P. Mosk. Exploiting disorder for perfect focusing. *Nature Photonics*, 4(5) :320–322, 2010.

[16] Moonseok Kim, Youngwoon Choi, Changhyeong Yoon, Wonjun Choi, Jaisoon Kim, Q. Han Park, and Wonshik Choi. Maximal energy transport through disordered media with the implementation of transmission eigenchannels. *Nature Photonics*, 6(9) :581–585, 2012.

[17] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan. Measuring the transmission matrix in optics : An approach to the study and control of light propagation in disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :100601, Mar 2010.

[18] Donald B. Conkey, Antonio M. Caravaca-Aguirre, and Rafael Piestun. High-speed scattering medium characterization with application to focusing light through turbid media. *Optics Express*, 20(2) :1733, 2012.

[19] A. Gover, C. P. Lee, and A. Yariv. Direct Transmission of Pictorial Information in Multimode Optical Fibers. *J Opt Soc Am*, 66(4) :306–311, 1976.

[20] A. A. Friesem, Uri Levy, and Yaron Silberberg. Parallel Transmission of Images Through Single Optical Fibers. *Proceedings of the IEEE*, 71(2) :208–221, 1983.

[21] Ammon Yariv. on Transmission and Recovery of Three-Dimensional Image Information in Optical Waveguides. *J Opt Soc Am*, 66(4) :301–306, 1976.

[22] Ioannis N. Papadopoulos, Salma Farahi, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation. *Optics Express*, 20(10) :10583, 2012.

[23] Ioannis N. Papadopoulos, Salma Farahi, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber. *Biomedical Optics Express*, 4(2) :260, 2013.

[24] Antonio M. Caravaca-Aguirre, Eyal Niv, Donald B. Conkey, and Rafael Piestun. Real-time resilient focusing through a bending multimode fiber. *Optics Express*, 21(10) :12881, 2013.

[25] Ruo Yu Gu, Reza Nasiri Mahalati, and Joseph M. Kahn. Design of flexible multi-mode fiber endoscope. *Optics Express*, 23(21) :26905, 2015.

[26] Damien Loterie, Salma Farahi, Ioannis Papadopoulos, Alexandre Goy, Demetri Psaltis, and Christophe Moser. Digital confocal microscopy through a multimode fiber. *Optics Express*, 23(18) :23845, 2015.

[27] Wai-Hon Lee. Binary Synthetic Holograms. *Applied Optics*, 13(7) :1677, 1974.

[28] Dana Dudley, Walter Duncan, and John Slaughter. Emerging Digital Micromirror Device (DMD) Applications DLP TM Products New Applications. *Spie*, 4985(Dmd), 2003.

[29] Isaac Freund, Michael Rosenbluh, and Shechao Feng. Memory effects in propagation of optical waves through disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 61(20) :2328–2331, 1988.

[30] Shechao Feng, Charles Kane, Patrick A. Lee, and A. Douglas Stone. Correlations and fluctuations of coherent wave transmission through disordered media. *Physical Review Letters*, 61(7) :834–837, 1988.

[31] Benjamin Judkewitz, Roarke Horstmeyer, Ivo M. Vellekoop, Ioannis N. Papadopoulos, and Changhuei Yang. Translation correlations in anisotropically scattering media. *Nature Physics*, 11(8) :684–689, 2015.

[32] Gerwin Osnabrugge, Roarke Horstmeyer, Ioannis N. Papadopoulos, Benjamin Judkewitz, and Ivo M. Vellekoop. Generalized optical memory effect. *Optica*, 4(8) :886, 2017.

[33] Honglin Liu, Zhentao Liu, Meijun Chen, Shensheng Han, and Lihong V. Wang. Physical picture of the optical memory effect. *Photon. Res.*, 7(11) :1323–1330, Nov 2019.

[34] Jacopo Bertolotti, Elbert G. Van Putten, Christian Blum, Ad Lagendijk, Willem L. Vos, and Allard P. Mosk. Non-invasive imaging through opaque scattering layers. *Nature*, 491(7423) :232–234, 2012.

[35] J. R. Fienup. Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform. *Optics Letters*, 3(1) :27, 1978.

[36] J. R. Fienup. Phase retrieval algorithms : a comparison. *Applied Optics*, 21(15) :2758, 1982.

[37] Ori Katz, Pierre Heidmann, Mathias Fink, and Sylvain Gigan. Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations. *Nature Photonics*, 8(10) :784–790, 2014.

[38] Galya Stern and Ori Katz. Noninvasive focusing through scattering layers using speckle correlations. *Optics Letters*, 44(1) :143, 2019.

[39] Antoine Boniface, Jonathan Dong, and Sylvain Gigan. Non-invasive focusing and imaging in scattering media with a fluorescence-based transmission matrix. *Nature Communications*, 11(1) :1–7, 2020.

[40] Sam Schott, Jacopo Bertolotti, Jean-Francois Léger, Laurent Bourdieu, and Sylvain Gigan. Characterization of the angular memory effect of scattered light in biological tissues. *Optics Express*, 23(10) :13505, 2015.

[41] Lei Zhu, Fernando Soldevila, Claudio Moretti, Alexandra D'Arco, Antoine Boniface, Xiaopeng Shao, Hilton B. de Aguiar, and Sylvain Gigan. Large field-of-view non-invasive imaging through scattering layers using fluctuating random illumination. *Nature Communications*, 13(1) :1–6, 2022.

[42] Daniel D. Lee and H. Sebastian Seung. Learning the parts of objects by non-negative matrix factorization. *Nature*, 401(6755) :788–791, 1999.

[43] Lyubov V. Amitonova, Allard P. Mosk, and Pepijn W. H. Pinkse. Rotational memory effect of a multimode fiber. *Opt. Express*, 23(16) :20569, 2015.

[44] Samuel C.Barden. Review of Fiber-Optic Proprerties for Astronomical Spectroscopy. *ASP Conference Series*, 152, 1998.

[45] Shuhui Li, Simon A.R. Horsley, Tomáš Tyc, Tomáš Čižmár, and David B. Phillips. Memory effect assisted imaging through multimode optical fibres. *Nature Communications*, 12(1) :1–13, 2021.

[46] Adam P. Sutherland, Julian Stuermer, Katrina R. Miller, Andreas Seifahrt, and Jacob L. Bean. Characterizing octagonal and rectangular fibers for MAROON-X. *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II*, 9912 :99125C, 2016.

[47] Gerardo Avila. FRD and scrambling properties of recent non-circular fibres. *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 8446 :84469L, 2012.

[48] Matthias C. Velsink, Zhouping Lyu, Pepijn W. H. Pinkse, and Lyubov V. Amitonova. Comparison of round- and square-core fibers for sensing, imaging, and spectroscopy. *Opt. Express*, 29(5) :6523–6531, Mar 2021.

[49] Matthias C. Velsink, Lyubov V. Amitonova, and Pepijn W. H. Pinkse. Spatiotemporal focusing through a multimode fiber via time-domain wavefront shaping. *Opt. Express*, 29(1) :272–290, Jan 2021.

[50] Nicolas Verrier and Michael Atlan. Off-axis digital hologram reconstruction : Some practical considerations. *Applied Optics*, 50(34), 2011.

[51] David S. Stoffer and Peter Bloomfield. Fourier Analysis of Time Series : An Introduction, 2000.

[52] Tianting Zhong, Zhipeng Yu, Huanhao Li, Zihao Li, Haohong Li, and Puxiang Lai. Active wavefront shaping for controlling and improving multimode fiber sensor. *Journal of Innovative Optical Health Sciences*, 12(4), 2019.

Production scientifique

Publications dans des revues internationnales à comité de lecture

Antonio M. Caravaca-Aguirre, Adrien Carron, Sylvain Mezil, Irène Wang et Emmanuel Bossy, "Optical memory effect in square multimode fibers," Opt. Lett. 46, 4924-4927 (2021)

Poster à des conférences nationales

A. Carron, A. Caravaca, S. Mezil, I. Wang et E. Bossy, "Memory effect in square fibers". Congrès de la SFO du 5-9 juillet 2021, Dijon, France.

A. Carron, A. Caravaca, S. Mezil, I. Wang et E. Bossy, "Optical memory effect in square multimode fibers", Neuvième Conférence Plénière du GDR ONDES du 30 novembre au 1er décembre 2021, Lille, France.

Effet mémoire de translation dans des fibres optiques multimodes à cœur carré

Résumé

L'endoscopie constitue une famille de méthodes d'imagerie in vivo en profondeur. Elle consiste à introduire une sonde (généralement un faisceau de fibres) dans un organisme ou un tissu pour guider la lumière vers la surface et en faire l'image. Afin de réduire le diamètre (et donc le caractère invasif) de la sonde, il a été récemment proposé d'utiliser une fibre multimode unique : elle pourrait transmettre des images de quelques milliers de pixels avec le diamètre d'un cheveu (100 µm). Cependant, l'image en entrée n'est pas transmise fidèlement par une fibre, car différents modes se propagent dans la fibre à des vitesses différentes. Plusieurs méthodes ont été proposées pour surmonter cette difficulté, mais toutes reposent sur une calibration de la fibre, qui est très sensible à son état (géométrie, température, etc.). Dans cette thèse, nous avons mis en évidence et caractérisé un effet, nommé effet mémoire, qui relie une transformation du motif lumineux en entrée de fibre au motif en sortie. Ce phénomène existe dans les fibres multimodes à cœur carré et permettrait potentiellement une imagerie sans calibration.

Mots-clés : Effet mémoire, fibre multimodes, imagerie médicale, endoscopie

Abstract

Endoscopy allows in-depth optical imaging in living organisms, for biomedical applications. It is a based on the insertion of a probe, which generally consists of a fiber bundle, to guide the image from the location of interest inside the tissue toward outside devices. In order to reduce the size of the probe, and hence its invasiveness, it has been proposed recently to use a single multimode fiber (MMF) as probe. MMF can in principle transmit thousands of pixels-worth of information within the width of a hair (100 µm). However, since different modes propagate at different speeds in a MMF, an image formed at its input is not faithfully conveyed to the output. A few methods have been proposed to overcome this issue, but they all rely on prior calibration of the MMF transmission, which results are extremely sensitive to the MMF state (e.g. geometry, temperature…). In this work, we observed, in square-core MMF, a dependence of the light pattern at the fiber output to transformation (shift) of the input pattern, and studied its robustness. This effect, named "memory effect", could potentially allow calibration-free endoscopic imaging.

Keywords : Memory effect , multimodes fiber , medical imaging , endoscopy