

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales

THÈSE de DOCTORAT

pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université de Aix-Marseille III

Discipline : Physique

Présentée et soutenue le 28 novembre 2012 par

RUDOLPH BIÉRENT

Optique Adaptative appliquée aux Télécommunications Laser en Espace Libre

Thèse encadrée par : **Marie-Thérèse Velluet**

Composition du jury :

Claude Amra	Directeur de thèse
Vincent Michau	Co-directeur de thèse
Frédérique de Fornel	Rapporteur
Sylvain Gigan	Rapporteur
Gilles Chériaux	Examineur
Marc Ferrari	Examineur

Remerciements

Entre la tête et les mains, le cœur doit être le médiateur.
Fritz Lang, Metropolis

Il est difficile de savoir quoi attendre de trois années de doctorat alors qu'on s'y engage. Je me doutais naturellement des difficultés, des découragements, des coups de pression. Mais tout cela s'efface déjà bien vite de ma mémoire dès lors que tout est fini. Qu'est-ce qui doit rester alors de tous ces efforts ? Le présent manuscrit, naturellement, et je serai très heureux s'il constitue effectivement une part infime de la marche sourde et laborieuse de la communauté scientifique destinée à accroître le champ des possibles. Mais ce qui me restera ne sera pas cet objet. Bien sûr, on le retrouvera quelque part dans ma bibliothèque, mais je sais que même lui je vais l'oublier. La valeur de ces trois années passées, je la dois à Vincent et Marie-Thérèse qui se sont toujours attachés à m'élever à un niveau de compréhension véritable des phénomènes étudiés. Dorénavant, il n'y a plus de marche arrière possible ; dans tout ce que j'entreprendrai, il me faudra retrouver ce regard lucide et exigeant. Je vous remercie également pour toutes nos discussions sur la Russie, qui tombaient régulièrement et inopinément à la suite de longues réunions, et qui nous permettaient de nous quitter revigorés comme par une fraîche brise piquant les pommettes. J'ai beaucoup apprécié que vous m'ayez écouté avec ce même souci d'apprécier la nature véritable des choses, et que vous ne vous soyez pas arrêtés sur les lieux communs habitant l'imaginaire collectif à l'égard de ce pays.

Ces trois années m'ont aussi été très agréables grâce aux nombreuses sorties organisées par les sympathiques doctorants de l'unité. Je me garderai bien de jeter certains de mes scores au laser game ! J'embrasse chaleureusement Amélie et Bruno avec qui nous nous sommes serrés les coudes pour venir à bout de l'hydre. Et que de grands moments avec nos collègues d'EChO, avec qui nous avons pu entrevoir certaines arcanes de l'Onera. Un grand merci à Cécile qui a fondé notre groupe d'impro de l'Onera et à toute la Lionera. Cela aussi, ce furent des moments que je n'aurais pas cru vivre sur mon lieu de travail.

Merci Laurent, pour ces quelques chaleureuses années en ta compagnie dans notre bureau. Ta disponibilité pour répondre à toutes mes questions surgissant des limbes m'a été très précieuse. Merci Nicolas de m'avoir permis de faire mes premiers pas, que dis-je !, de m'avoir appris à marcher à l'Onera. Et de m'avoir aidé à conclure sur ma manip' dans les derniers moments de rush d'acquisitions. Merci Francis et Joseph, sans qui je n'aurais tout simplement pas su monter mon banc d'optique, et Bruno F. pour ses conseils.

Je remercie tous mes proches pour leur soutien, qui plus est Marie-Anne pour m'avoir permis d'avoir un hébergement on ne peut plus pratique (ce que j'évalue à un millier d'heures de sommeil gagnées sur toute ma thèse), Olivier pour son amitié indéfectible et Marie pour sa douce présence.

Bonne lecture à ceux qui tournent la page.

Résumé

Les télécommunications laser en espace libre sont limitées en portée par la turbulence atmosphérique. L'optique adaptative, par la correction de la phase turbulente à l'émission du faisceau, a permis d'étendre leur domaine d'exploitation. Toutefois, sur de longues distances de propagation, donc à fort régime de turbulence, cette correction n'est plus suffisante et il faut également précompenser l'amplitude du faisceau émis. De premières études numériques ont montré que le principe de retournement temporel, ou plus exactement de conjugaison de phase bidirectionnelle itérative, conduirait à des conditions satisfaisantes de focalisation du faisceau laser en fort régime de turbulence. Le projet SCALPEL, dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse, vise à mettre en application ce principe pour développer un système de télécommunications laser haut débit à 4 μm sur des distances de l'ordre de la vingtaine de kilomètres.

Le principe de conjugaison de phase n'ayant été étudié que théoriquement jusque-là, mon travail de thèse s'est attaché à mettre en œuvre un démonstrateur expérimental pour quantifier les performances de cette technique dans des conditions maîtrisées. J'ai ainsi réalisé un banc d'optique comportant un module de turbulence représentatif de conditions réelles et mis à échelle sur quelques mètres de propagation dans le visible. Différentes techniques de mesure du champ complexe et de mise en forme de faisceau, à la fois en phase et en amplitude, ont été étudiées numériquement. Les solutions retenues ont ensuite été montées et testées sur le banc. En particulier, une technique novatrice de mesure plan focal, estimant conjointement phase et amplitude, a été pour la première fois validée expérimentalement. L'ensemble du processus de conjugaison de phase itérative a ensuite été appliqué au banc. En parallèle, une simulation de bout en bout de l'expérience a permis d'évaluer l'influence d'erreurs d'étalonnage sur les performances finales de la correction et de valider les résultats expérimentaux obtenus. Les points durs de la mise en œuvre d'un tel système ont ainsi été identifiés. Une méthode systématique pour définir un budget d'erreur a été développée et servira de base pour la conception d'un système réel futur.

L'ensemble de ces travaux constitue la toute première démonstration expérimentale du principe de retournement temporel optique.

Ces travaux peuvent trouver d'autres domaines d'application comme les lasers de puissance ou la propagation à travers des milieux biologiques très diffusants, nécessitant également de corriger le faisceau à l'émission.

Mots-clés : Optique Adaptative, Télécommunications optiques, propagation optique, Mesure en fortes perturbations, Mise en forme de faisceau.

Abstract

Free Space Optical communications (FSO) are range limited due to atmospheric turbulence. Adaptive optics can mitigate turbulence effects by adding a phase modulation on the emitted laser beam. However, both phase and amplitude modulation are needed to perform long range FSO. Previous numerical studies have shown that iterative phase conjugation is an efficient modulation technique for lasercom systems.

This PhD thesis is dedicated to the development and the realization of the first experimental demonstration of the iterative phase conjugation principle in a controlled turbulence environment. An optical bench, representative of a long range propagation through strong turbulence, has been scaled down to few-meters propagation in visible. Several methods for complex field measurement and modulation are numerically studied. Selected methods are implemented and tested, such as a novel focal plane technique for complex field measurement. Finally, iterative phase conjugation is performed and results cross-correlated with an end-to-end model representative of the optical bench. A method to quickly define a real-world system budget error is then proposed.

This work is the first experimental demonstration of the optical phase conjugation principle. Applications can be found in other fields than lasercoms, such as high power lasers or propagation through highly diffusing biological tissues, both in need of laser emission modulation.

Keywords : Adaptive optics, Free Space optics, Lasercoms, strong turbulence regime wavefront sensing, Beam shaping.

Table des matières

Table des acronymes	18
Introduction	19
I Les télécommunications optiques en espace libre	23
1 Contexte	25
1.1 Principe d'une liaison optique atmosphérique	25
1.1.1 Essais historiques	25
1.1.2 L'émission laser au service des télécoms optiques	27
1.1.2.1 Dispositif de base	27
1.1.2.2 Modulation en intensité du signal	28
1.1.2.3 Quels avantages ?	28
1.1.2.4 Les limitations	29
1.2 La propagation du signal	30
1.2.1 Un milieu de propagation turbulent : l'atmosphère	30
1.2.1.1 Le phénomène physique	30
1.2.1.2 Le modèle Kolmogorov de cascade d'énergie cinétique	32
1.2.1.3 Spectre de puissance des fluctuations d'indice	33
1.2.2 Équations de propagation du signal à travers la turbulence	33
1.2.2.1 Équation d'Helmoltz	33
1.2.2.2 Approximation paraxiale	34
1.2.2.3 Propriétés du champ en faibles perturbations	35
1.2.3 Simulation de la propagation	36
1.2.3.1 Le modèle des écrans de phase	36
1.2.3.2 Modélisation des effets temporels	37
1.3 La détection du signal	38
1.3.1 Impact de la turbulence atmosphérique dans le plan de détection	38
1.3.1.1 Beam wander et beam spreading	38
1.3.1.2 Scintillation du champ	39
1.3.1.3 Cohérence spatiale du champ propagé dans le cas onde plane	40
1.3.2 Caractérisation de la performance d'une liaison optique	40

1.3.2.1	Power-in-the-Bucket	40
1.3.2.2	Fluctuations d'intensité	41
1.3.2.3	Bit-Error-Rate	41
1.3.2.4	La courte portée sans précompensation	42
1.4	De la nécessité de précompenser le faisceau émis en turbulence	43
2	Pallier les effets de la turbulence atmosphérique	45
2.1	Introduction	45
2.2	La précompensation pour les LOAs	46
2.2.1	Principe de la précompensation	46
2.2.2	Application aux LOAs	47
2.3	Précompensation de phase	49
2.3.1	La mesure de front d'onde	49
2.3.2	La modulation du front d'onde	51
2.3.3	Réalisations de LOAs de courte portée	52
2.4	Longue portée : précompensation de phase et d'amplitude	53
2.4.1	Mise en œuvre de la conjugaison de phase	53
2.4.1.1	Technique à un seul modulateur de phase	54
2.4.1.2	Technique à deux modulateurs de phase	56
2.4.1.3	Matrice de fibres	57
2.4.2	Réalisation de la précompensation en temps réel	58
2.4.2.1	Temps de cohérence de la turbulence atmosphérique	59
2.4.2.2	Mesure et émission en temps réel	59
2.5	Le projet SCALPEL	60
2.5.1	Objectifs	60
2.5.2	Choix de la longueur d'onde	60
2.5.2.1	Sensibilité à la turbulence	61
2.5.2.2	Transmission à travers l'atmosphère	61
2.5.2.3	Choix technologique de la source	62
2.5.2.4	Choix technologique de la détection	62
2.5.3	Portée de la liaison optique	62
2.5.4	Diamètre des télescopes	63
2.5.5	Nombre de points d'action dans la pupille	63
2.5.6	Performances ultimes théoriques	65
3	Objectifs de la thèse	67
II	BART : un démonstrateur de la précompensation par conjugaison de phase	69
4	Dimensionnement du banc BART	71
4.1	Introduction	71

4.2	Mise à l'échelle des paramètres de SCALPEL pour BART	72
4.2.1	BART : choix préliminaires	72
4.2.2	Conservation de la perturbation du champ dans la pupille	72
4.2.3	Conservation des effets diffractifs	73
4.2.4	Récapitulatif des paramètres de SCALPEL et de BART	73
4.2.5	Performances simulées de BART : reproduction du volume turbulent	73
4.3	La mesure de phase en présence de forte scintillation	74
4.3.1	Choix de l'ASO	74
4.3.2	Adaptation de la diversité de phase à une mesure en présence de scintillation	75
4.3.2.1	Extension de la diversité de phase à 3 plans	75
4.3.2.2	Réalisation pratique	76
4.3.3	Une nouvelle technique de mesure de champ optique : CAMELOT	77
4.4	Choix de mise en forme	78
4.4.1	Comparaison des champs complexes mis en forme	79
4.4.2	Normalisation du PIB	80
4.4.3	Étude de la modulation avec deux modulateurs de phase	80
4.4.4	Étude de la modulation avec un seul modulateur de phase	82
4.4.5	Quelle technique de mise en forme sur BART ?	85
4.5	Conclusion	86
5	Implantation expérimentale de BART	89
5.1	Introduction	89
5.2	Le module d'émission-réception	90
5.3	La voie de mesure	91
5.3.1	Implantation optique	92
5.3.2	Caméra d'imagerie	92
5.4	Le module source	93
5.5	La voie de mise en forme	95
5.5.1	Implantation optique	95
5.5.2	Le SLM	95
5.5.2.1	Modèle de SLM et caractéristiques	95
5.5.2.2	Qualité de mise à plat	95
5.5.2.3	Efficacité de diffraction	97
5.5.2.4	Condition sur le macropixel	99
5.5.3	Le filtrage fréquentiel	99
5.5.3.1	Écartement des ordres par un réseau	100
5.5.3.2	Consistance avec la taille de la tache de diffraction turbulente	100
5.6	Le module turbulent	102
5.6.1	Définition de l'écran de phase	102
5.6.2	DSP de l'écran	103
5.7	Vue d'ensemble de BART et récapitulatif de ses composants	104
5.8	Conclusion	106

6	Alignement et étalonnage de BART	109
6.1	Introduction	109
6.2	Alignement de BART	110
6.2.1	Collimation du faisceau dans la voie de mise en forme	110
6.2.2	Définition et matérialisation de l'axe optique	112
6.2.3	Étalonnage de la voie de mesure	112
6.2.4	Positionnement du trou-filtre	114
6.2.5	Positionnement des composants plan pupille	114
6.2.5.1	Positionnement longitudinal du SLM	114
6.2.5.2	Positionnement longitudinal de D_a	115
6.2.5.3	Superposition de D_d avec D_a	115
6.3	Couplage du module de mise en forme avec le module de mesure	116
6.3.1	Étalonnage transverse du SLM par rapport à D_a	116
6.3.2	Transformation de la commande SLM par rapport à la mesure caméra	117
6.3.2.1	Transformation à appliquer lors d'un enregistrement en plan focal	118
6.3.2.2	Transformation à appliquer lors d'un enregistrement en plan pupille	119
6.3.3	Validation expérimentale du modèle	120
6.3.3.1	Cas d'un éclairage uniforme	120
6.3.3.2	Cas d'un éclairage non uniforme	121
6.3.3.3	Conclusion	123
6.4	Taux de couplage relatifs	123
6.5	Conclusion	125
III	Réalisation expérimentale de la conjugaison de phase itérative	127
7	Réalisation expérimentale de la conjugaison de phase itérative	129
7.1	Introduction	129
7.2	Procédure expérimentale	130
7.3	Conjugaison de phase itérative : Évolution du champ	130
7.3.1	Acquisition des résultats	131
7.3.2	Analyse	131
7.3.2.1	Étude de la convergence	131
7.3.2.2	Étude de la qualité de mise en forme	132
7.4	Correction de phase seule itérative	135
7.5	Critères de performances de la liaison	137
7.5.1	Taux de couplages	137
7.5.2	Mesure des plans focaux turbulents	138
7.6	Conclusion	140

8	Simulations end-to-end	141
8.1	Introduction	141
8.2	Erreurs d'étalonnage	142
8.2.1	Défaut d'étalonnage externe	142
8.2.2	Défaut d'étalonnage interne	143
8.3	Conséquences sur la conjugaison de phase itérative	144
8.3.1	Cas d'un biais sur le basculement	144
8.3.2	Cas d'un biais sur la défocalisation	145
8.3.3	Cas d'une erreur aléatoire sur la conjugaison de phase	146
8.4	Modélisation de notre expérimentation	149
8.5	Conclusion	152
	Conclusion	153
	Bibliographie	156

Table des figures

1.1	Télégraphe optique de Mangin (source : http://fortdebourlemont.fr).	26
1.2	Schéma de principe d'une liaison laser endo-atmosphérique bidirectionnelle en visée directe	28
1.3	Phénomène d'écoulement d'air turbulent observé par Léonard de Vinci.	30
1.4	Schéma du processus de cascade d'énergie et de la division des cellules de turbulence dans l'atmosphère.	31
1.5	Densité spectrale de puissance des fluctuations d'indice de réfraction pour différentes valeurs de (l_0, L_0) . Le spectre est normalisé par la constante de structure de l'indice de réfraction (C_n^2)	33
1.6	Spectres normalisés du log-amplitude (gauche) et de la phase (droite) dans le plan du récepteur. Propagation onde plane sur 20 km, $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (faibles perturbations), $\lambda = 4 \mu\text{m}$, $L_0 = 2 \text{ m}$, $l_0 = 5 \text{ mm}$	36
1.7	Principe de la propagation avec le modèle des couches minces. Ici, deux couches ont été choisies pour simuler le volume.	37
1.8	Illustration de l'impact de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser dans le plan de détection. Chaque empreinte correspond à une réalisation indépendante de turbulence.	38
1.9	Intensité dans le plan de détection après propagation d'un faisceau laser en espace libre. De gauche à droite : $C_n^2 = 10^{-16}$, $C_n^2 = 10^{-15}$, $C_n^2 = 5.10^{-15}$ et $C_n^2 = 5.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$. La distance de propagation est de 20 km, $\lambda = 4 \mu\text{m}$. Le cercle noir représente la pupille de réception de diamètre 45 cm. Le champ visualisé mesure 1, 3 m de largeur.	39
1.10	Module (à gauche) et phase (à droite) d'un champ dans un cas de forte perturbation. Mêmes paramètres que pour la simulation précédente (Fig. 1.9) avec $C_n^2 = 5.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$. Le champ visualisé mesure 45 cm de largeur.	39
1.11	Évolution du BER moyen pour une statistique gaussienne de l'intensité détectée en fonction du $\langle SNR \rangle$. Différentes forces de turbulence sont représentées et sont discriminées selon leur variance normalisée $\sigma_I / \langle I \rangle$. Trait rouge : limite maximum du BER toléré en télécommunications. Courbe extraite de [1].	42
2.1	Principe de la précompensation en phase. Le faisceau sonde s'élargit en cours de propagation selon le phénomène de beam spreading (cf. §1.3.1.1).	47

2.2	Principe de la conjugaison de phase. Le processus est itératif entre les télescopes 1 et 2 et doit converger en un mode de propagation bidirectionnel entre les deux télescopes.	48
2.3	Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann.	50
2.4	Schéma de principe du miroir du kilo-DM de Boston Micromachines. (source : http://bostonmicromachines.com/beamshaper.html).	52
2.5	Schéma de principe du LCOS-SLM de Hamamatsu (source : site Hamamatsu. . .	52
2.6	Technique de modulation indépendante d'amplitude et de phase avec un seul SLM.	54
2.7	À gauche : schéma représentant un macropixel de commande. À droite : macropixel de commande dans la commande globale.	54
2.8	Technique de modulation de phase et d'amplitude à deux SLMs.	57
2.9	Algorithme de Gerchberg-Saxton appliqué à la mise en forme de faisceau d'une LOA.	58
2.10	Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de deux champs complexes à partir d'une seule source cohérente.	59
2.11	Exemple de transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde par temps clair - Simulation MATISSE (source : Onera, http://matisse.onera.fr), climat : été tempéré, aérosol : rural, été, visibilité : 23 km, portée : 20 km.	61
2.12	Influence de la visibilité sur la transmission atmosphérique en cas de léger voile brumeux (dû à la pollution urbaine par exemple)- Simulation MATISSE, climat : été tempéré, aérosol : urbain, été - à noter qu'une courbe à 2 μm (autre plage de transmission Fig. 2.11) aurait été plus proche de celle à 3.96 μm que celle à 1.5 μm	62
2.13	Influence du diamètre de pupille des télescopes sur la qualité de la précompensation par conjugaison de phase itérative. Les télescopes 1 et 2 ont toujours le même diamètre pour chaque valeur.	64
2.14	Performances de la conjugaison de phase itérative selon le nombre de points d'action à $\lambda = 4 \mu\text{m}$	64
2.15	Performances de la conjugaison de phase itérative selon le nombre de points d'action à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$	65
2.16	Performance de la conjugaison de phase itérative à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ et $D = 45 \text{ cm}$ selon le nombre d'itérations et le type de correction.	66
4.1	Performance de la conjugaison de phase itérative au cours des itérations. $D_{pupille} = 3 \text{ mm}$, $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$, $L = 4 \text{ m}$, 15 écrans.	75
4.2	Performance de la conjugaison de phase itérative au cours des itérations. $D_{pupille} = 3 \text{ mm}$, $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$, $L = 4 \text{ m}$, 3 écrans.	75
4.3	Schéma d'un montage $2f$	77
4.4	Protocole de mesure du champ complexe avec la méthode CAMELOT. $k = 1$, $k = 2$ et $k = 3$ représentent les trois plans de mesure, F le propagateur de Fresnel.	78
4.5	À gauche : Amplitude cible (30 par 30 pixels). À droite : Amplitude mise en forme (30 par 30 pixels) par le biais de deux SLMs.	81

4.6	Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 2 SLMs en fonction du nombre d'itérations. À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.	82
4.7	Moyenne du critère de mise en forme $\langle \epsilon_{2mod}(A_c - A) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec deux modulateurs de phase.	82
4.8	En haut : Champ cible Ψ_c (32 par 32 pixels). En bas : champ modulé Ψ (32 par 32 pixels) par le biais d'un seul SLM (commande 16 par 16 macropixels).	84
4.9	Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 1 SLM en fonction du nombre d'itérations. À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.	84
4.10	Moyenne du critère de mise en forme $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec un modulateur de phase (32 par 32 pixels dans la pupille).	85
4.11	Moyenne du critère de mise en forme $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec un modulateur de phase et un sur-échantillonnage du champ cible (64 par 64 pixels).	86
4.12	Performances de la liaison optique avec suréchantillonnage de la turbulence (64 par 64 pixels dans la pupille. À gauche : taux de couplage, à droite : fluctuations normalisées du taux de couplage.	86
4.13	Schéma bloc de BART.	87
5.1	Schéma d'un module d'émission-réception. F correspond au foyer focal objet d'une lentille, indicé du numéro correspondant. F' son foyer focal image.	90
5.2	Photo d'un module d'émission-réception. Tracé rouge : chemin optique de la propagation laser de la source à la pupille de sortie en turbulence ou vers l'ASO. Trajet vert : Chemin optique du faisceau incident en provenance de l'autre module d'émission-réception.	91
5.3	Nombre de niveaux enregistrés par un pixel de caméra à flux constant en fonction du temps de pose. Moyenné sur 50 acquisitions par point de mesure.	93
5.4	Enregistrement du plan pupille avec une commande SLM de mise à plat. À droite : coupe au milieu du plan pupille.	94
5.5	Coupe prise au milieu du plan pupille Fig. 5.4.	94
5.6	Carte de mise à plat du SLM $n^\circ 0500184$ de la série LCOS-SLM X10468-01 à $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ fournie par Hamamatsu.	96
5.7	Réponses impulsionnelles enregistrées au foyer du système optique pour différentes configurations du SLM. À gauche : sans mise à plat, au centre : avec mise à plat constructeur, à droite : avec un miroir plan en remplacement du SLM. Les images sont obtenues sans D_b sur le montage Fig. 5.1. Affichage logarithmique, dynamique 10^{-4}	96
5.8	Tracé de la FTM avec mise à plat du SLM.	97
5.9	Conventions de notation pour l'application d'un réseau au SLM. a désigne l'amplitude de phase. p désigne la période du réseau en nombre de pixels, soit deux au minimum : un pour la partie haute et un pour la partie basse du créneau.	98

5.10	Efficacité de diffraction en fonction du pas p du réseau d'amplitude π	98
5.11	Réponses impulsionnelles des ordres -1, 0 et 1 pour un réseau vertical d'amplitude π . En haut : $p = 4$ pixels, en bas $p = 20$ pixels.	99
5.12	Efficacité de diffraction en fonction de l'amplitude de phase du réseau pour un pas $p = 10$ pixels.	100
5.13	Distance des ordres de diffraction -1 (à gauche) et 1 (à droite) à l'ordre 0 en plan focal pour des différences de phase variant entre 0 et $2,5\pi$ (maximum admissible sur le SLM à $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$). Réseau horizontal en commande du SLM.	101
5.14	Carte des différences de marche numérique exprimée en μm . Taille : 500 par 500 pixels.	103
5.15	Schéma du dispositif de test de l'écran de phase	103
5.16	Tracé de la DSP de l'intensité détectée dans un plan à 50 cm de l'écran de phase Fig. 5.14 surechantillonné et éclairé par un faisceau laser collimaté d'amplitude uniforme.	104
5.17	Simulation de la DSP de l'intensité détectée dans un plan à 50 cm de l'écran de phase éclairé par un faisceau laser collimaté d'amplitude uniforme.	105
5.18	Schéma détaillé de BART.	105
5.19	Photo d'ensemble de BART. Le tracé rouge représente le chemin optique de l'émission du télescope 1 jusqu'à la voie de mesure du télescope 2.	106
6.1	À gauche : répartition d'intensité théorique dans la pupille de réception après propagation dans le vide d'un champ défocalisé de $-0,5$ rad rms sur BART. Au milieu : Sans défocalisation (onde plane émise). À droite : avec défocalisation de $+0,5$ rad rms.	110
6.2	Coupes centrales des images de la Figure 6.1.	111
6.3	À gauche : Répartition d'intensité centrée dans la pupille de réception en l'absence de turbulence mesurée sur BART. À droite : Résultat de simulation de la répartition d'intensité après propagation dans le vide sur BART.	112
6.4	Schéma d'un module d'émission-réception en phase d'alignement.	113
6.5	Schéma de l'enregistrement obtenu à la caméra après application d'un réseau de période 20 pixels SLM. Le cercle noir représente les bords du trou-filtre, éclairés en lumière blanche. Les taches rouges représentent les ordres de diffraction. Les axes de symétries du réseau bidimensionnel sont diagonaux.	115
6.6	Résultat d'une commande de tache observée à la caméra.	117
6.7	Mesure du déplacement du barycentre de la tache (en pixels caméra) en fonction du déplacement de la commande (en pixels SLM) sur le module d'émission-réception 2.	117
6.8	Grille : commande SLM décomposée en 15 par 15 macropixels. Tache rouge : empreinte de D_a sur la commande (cas du module d'émission-réception 1).	118
6.9	Champ complexe (à gauche : amplitude A_c , à droite : phase φ_c) pour calibrer les rotations à appliquer lors d'un enregistrement en plan focal.	118
6.10	En haut : Amplitudes du champ. Au milieu : Phases respectives associées aux amplitudes. En bas : PSF calculées pour chacun des champs (phase + amplitude).	119

6.11	PSF enregistrée sur BART avec la commande SLM issue du champ Fig. 6.9 sur le module d'émission-réception 2.	119
6.12	À gauche : commande SLM 1 d'une lettre F en amplitude. À droite : Image du résultat sur la caméra.	120
6.13	Exemple de commande enroulée à cause d'un fort tilt.	121
6.14	À gauche : Module de l'amplitude du champ dans le plan de D_a A_{direct} enregistré à la caméra du module 1. À droite : Résultat de simulation numérique A_{simu} . Images échantillonnées sur 130 par 130 pixels.	121
6.15	PSF enregistrées sur le module d'émission-réception 1 avec la commande SLM correspondant au champ Fig. 6.9, respectivement en plan focal et défocalisés (translations de la caméra de 0, 5 et 10 mm).	122
6.16	À gauche : Estimée CAMELOT $\hat{A}_{camelot}$ définie sur 30 par 30 pixels. À droite : Résultat de mise en forme $A_{contrôle}$ enregistré à la caméra du module 1 échantillonné sur 30 par 30 pixels.	122
6.17	À gauche : Estimée $\hat{\varphi}_{camelot}$ CAMELOT de la phase obtenue après mise en forme sur le module 1 (30 par 30 pixels). Au milieu : consigne de phase φ_c (30 par 30 pixels). À droite : Résultat de simulation numérique φ_{simu} de mise en forme (130 par 130 pixels).	122
6.18	Schéma représentant les différentes séparatrices rencontrées par les faisceaux émis et reçus sur BART.	124
7.1	Synoptique décrivant les étapes de mesure et de calcul de commande pour une itération.	130
7.2	En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée directement dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente mesurée par CAMELOT $A_{CAMELOT}$ dans la pupille du module 2. En bas : Amplitude mise en forme par le module 2 A_E et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 32 par 32 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.	131
7.3	Phase mesurée par CAMELOT dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de conjugaison de phase (32 par 32 pixels).	132
7.4	En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée directement dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de conjugaison de phase. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1. En bas : Amplitude mise en forme par le module 1 et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 30 par 30 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.	132
7.5	Phase calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de conjugaison de phase (30 par 30 pixels).	132
7.6	Critère $\tilde{\epsilon}(\Psi_{CAMELOT}^n - \Psi_{CAMELOT}^{n+1})$ selon le nombre d'itérations (n) de conjugaison de phase.	133
7.7	À gauche : critère $\epsilon(A_R^n - A_{CAMELOT}^n)$ selon le nombre d'itérations. À droite : configuration expérimentale d'enregistrement.	133

7.8	À gauche : critère $\epsilon(A_E^n - A_{CAMELOT}^n)$ selon le nombre d'itérations. À droite : configuration expérimentale d'enregistrement.	134
7.9	Critère $\epsilon(A_R^n - A_E^n)$ selon le nombre d'itérations.	134
7.10	En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de correction de phase seule. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente mesurée par CAMELOT $A_{CAMELOT}$ dans la pupille du module 2. En bas : Amplitude mise en forme par le module 2 A_E et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 32 par 32 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.	135
7.11	Phase mesurée par CAMELOT dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de correction de phase seule (32 par 32 pixels).	136
7.12	En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de correction de phase seule. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1. En bas : Amplitude mise en forme par le module 1 et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 30 par 30 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.	136
7.13	Phase calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de correction de phase seule (30 par 30 pixels).	136
7.14	Critère $\tilde{\epsilon}(\Psi_{CAMELOT}^n - \Psi_{CAMELOT}^{n+1})$ selon le nombre d'itérations de correction de phase seule.	137
7.15	Taux de couplage expérimental obtenu en fonction du nombre d'itérations réalisées. Courbe noire : $T_{2 \rightarrow 1}$, courbe rouge $T_{1 \rightarrow 2}$. Traits pleins : conjugaison de phase ("full-wave"), traits pointillés : correction de phase seule ("phase-only").	138
7.16	Évolution du flux moyen couplé en fonction du nombre d'itérations. Comparaison expérience/simulation.	139
7.17	Plan focal turbulent enregistré à la caméra du module 2 au cours des itérations successives de conjugaison de phase, sauf la sixième vignette qui correspond à la dernière itération (10 ^{ème}). Taille physique des vignettes : $642 \mu\text{m}$ ($\approx 20 \frac{\lambda f_2}{d_a}$)	139
7.18	Plan focal turbulent simulé aux conditions de BART pour une occurrence de turbulence quelconque au cours des itérations successives de conjugaison de phase, sauf la sixième vignette qui correspond à la 10 ^{ème} itération. Même échelle que Fig. 7.17.	140
8.1	Schéma représentant une erreur de tilt.	142
8.2	Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 1 SLM en fonction du nombre d'itérations pour un cas parfait (simulation numérique). À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage. Même figure que 4.9.	144
8.3	Taux de couplage et écart-type normalisé du taux de couplage à convergence des itérations en fonction d'une erreur de tilt injecté. On se place dans le module 2 (donc faisceau en incidence désaligné).	145

8.4	Taux de couplage en fonction du nombre d'itérations pour différentes amplitudes d'erreur de basculement. À gauche : module 2 (non désaligné). À droite : module 1 (désaligné).	145
8.5	Taux de couplage et écart-type normalisé du taux de couplage dans un module d'émission-réception en fonction du défocus au niveau du module 2.	146
8.6	Taux de couplage en fonction du nombre itérations pour différentes amplitudes de défocalisation. À gauche : module 2 (non défocalisé). À droite : module 1 (défocalisé).	146
8.7	À gauche : amplitude incidente à l'itération 6 enregistrée directement à la caméra du module 1 (cf. haut de la Fig. 7.4). Au centre : amplitude mise en forme (cf. bas de la Fig. 7.4). À droite : Résidu normalisé (soustraction des deux images précédentes).	147
8.8	À gauche : champ complexe $\Psi = Ae^{i\varphi}$ mis en forme sans bruit. Au centre : même champ avec un bruit suivant une loi normale ($\sigma^2 = 0,15$) ajouté aux cartes de phase et d'amplitude - $\Psi_b = A_b e^{i\varphi_b}$. À droite : avec un bruit suivant une loi normale ($\sigma^2 = 0,15$) et filtré spatialement - $\Psi_{bf} = A_{bf} e^{i\varphi_{bf}}$	147
8.9	À gauche : résidu entre l'amplitude cible et l'amplitude avec bruit. À droite : résidu entre l'amplitude cible et l'amplitude avec bruit filtré spatialement.	147
8.10	Critère de mise en forme du champ complexe à convergence des itérations de conjugaison de phase en fonction de la variance de l'erreur (filtrée spatialement) ajoutée.	148
8.11	Performances de la conjugaison de phase itératives à convergence avec ajout de bruit au champ mis en forme avec un SLM. À gauche : Taux de couplage. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.	149
8.12	Évolution du critère moyen en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2.	150
8.13	Performances de la conjugaison de phase aux conditions d'étalonnage de BART en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2. À gauche : Taux de couplage. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.	151
8.14	Évolution du critère moyen en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2 d'après la simulation bout-en-bout avec erreurs d'étalonnage.	152

Table des acronymes et abréviations

Nom	Définition
APD	Avalanche PhotoDiode
ASO	Analyseur de surface d'onde
BART	Banc d'optique Adaptative pour la Recherche en Télécoms
BER	Bit-Error-Rate
CAMELOT	Complex Amplitude MEasurement by a Likelihood Optimization Tool
CCD	Charge-Coupled Device
CEA/LETI	Centre de l'Énergie Atomique / Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information
DLR	Deutsches zentrum für Luft und Raumfahrt (German Aerospace Center)
DOTA	Département d'Optique Théorique et Appliquée
DSP	Densité Spectrale de Puissance
FSO	Free Space Optics
FTM	Function Transfer Modulus
GEPI	Galaxie - Étoile - Physique - Instrumentation
HRA	Haute Résolution Angulaire
IDL	Interactive Data Language
LOA	Liaison Optique Atmosphérique
LOLA	Liaison Optique Laser Aéroportée
OA	Optique Adaptative
OAMC	Optique Adaptative Multi-Conjuguée
Onera	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
OOK	On-Off-Keying
PIB	Power-In-the-Bucket
PILOT	Propagation and Imaging, Laser and Optics through Turbulence
PPM	Pulse Position Modulation
PSF	Point Spread Function
SCALPEL	Système de Communication Avancé Laser se Propageant en Espace Libre
SILEX	Semiconductor laser Inter-satellite Link EXperiment
SLM	Spatial Light Modulator
SNR	Signal-to-Noise Ratio
TF	Transformée de Fourier
UV	Ultra-Violet
WDM	Wavelength Division Multiplexing

Introduction générale

De récents développements dans le cadre de liaisons laser inter-satellites, ou sol-satellite, illustrent la possibilité de réaliser les télécommunications optiques en espace libre. Au sol, le même type de liaison se heurte à la turbulence atmosphérique. Celle-ci défléchit la trajectoire du faisceau laser, l'élargit, et fait apparaître un phénomène dit de scintillation pouvant briser la permanence du signal. Aux très haut débits considérés, à une distance de propagation kilométrique, les coupures du signal réduisent drastiquement le débit.

En 1953 apparaît le premier concept de correction de la turbulence atmosphérique par optique adaptative, développé pour l'imagerie astronomique [2]. Il s'agit d'une mesure de la déformation du front d'onde asservissant le pilotage d'un miroir déformable. Dans le cas de l'astronomie, on impose à la surface du miroir la déformation inverse à celle mesurée. Ainsi, après réflexion sur le miroir, on rétablit un front d'onde plan au faisceau incident. Ce concept peut également être mis à profit pour améliorer la propagation d'un faisceau laser vers sa cible en turbulence.

Fried propose alors de corriger la phase turbulente en imprimant à l'émission du faisceau laser (précompensation) la déformation de phase inverse de celle rencontrée lors de sa propagation [3]. Dans un dispositif de télécommunications bidirectionnel, les deux télescopes entre lesquels s'établit la liaison optique possèdent tous deux les fonctionnalités d'émission et de réception. Ainsi, l'émission du télescope 1 permet de sonder la turbulence sur le trajet en direction du télescope 2. Ce dernier mesure la phase turbulente et applique la déformation inverse à son émission vers le télescope 1, et réciproquement 1 vers 2. Cette technique permet de recentrer le faisceau défléchi et de le concentrer dans la pupille de réception.

Toutefois, pour des distances de propagation endo-atmosphériques de l'ordre de la dizaine de kilomètres, une précompensation de la phase ne suffit plus [4]. Il faut également envisager de précompenser l'amplitude pour atténuer de manière significative les fluctuations de l'intensité (scintillation).

Barchers réalise une étude théorique d'une précompensation à la fois en phase et en amplitude selon une méthode dite de conjugaison de phase [5]. Celle-ci consiste à rétropropager l'exact conjugué du champ détecté. Sans troncature pupillaire, on retrouve, par principe de retour inverse de la lumière, le profil d'émission laser initial. Ce champ est particulièrement concentré et adapté à la pupille de réception. Cependant, le faisceau est limité par des pupilles à la fois à l'émission et à la réception, si bien qu'il faut itérer la conjugaison de phase entre les deux pupilles d'émission-

réception. Cette étude a été étendue aux cas de forte turbulence, ce qui valide la méthode pour des conditions d'exploitation réelles [1]. C'est dans ce contexte, où les études de la conjugaison de phase n'ont été que théoriques, que cette thèse a été réalisée.

Le travail présenté ici consiste à démontrer expérimentalement la précompensation par conjugaison de phase d'un faisceau laser pour réaliser des télécoms laser en espace libre. Il s'agit de la première tentative concrète de démonstration expérimentale du concept. Je me placerai pour cela dans le cadre applicatif du projet SCALPEL. Il s'agit d'un système de télécommunication infrarouge, haut débit, en espace libre et à longue portée, en cours de définition à l'Onera.

La première partie porte sur le positionnement et la présentation des objectifs de ma thèse. Une description théorique de la propagation d'un champ électromagnétique en turbulence est tout d'abord abordée au chapitre 1. Dès lors, le chapitre 2 étudie les principaux défis techniques pour réaliser la conjugaison de phase à savoir :

- la mesure d'un champ complexe en présence de scintillation ;
- la mise en forme du conjugué de ce champ à partir d'une source laser quelconque.

Le mesure d'un champ complexe en présence de scintillation présente des discontinuités de phase, ce qui rend la mesure de surface par des analyseurs de surface d'onde géométriques plan pupille problématique [6]. Les stratégies de mesure avec des analyseurs diffractifs plan focal sont privilégiées. Ensuite, différentes stratégies de mise en forme du champ complexe sont étudiées.

À l'issue de ces études théoriques, le chapitre 3 affiche les objectifs du banc expérimental démonstrateur de la conjugaison de phase, intégralement monté au cours de la thèse.

La seconde partie définit le banc et sa mise en œuvre. Le chapitre 4 présente le dimensionnement du banc optique, dont les paramètres de propagation ont été mis à l'échelle d'une salle de laboratoire. Dans l'optique de réaliser expérimentalement la précompensation par conjugaison de phase, j'étudie les différentes stratégies existantes de mesure et de mise en forme d'un champ complexe dans des conditions de scintillation correspondant à un cas réel de liaison optique. Un critère est défini pour comparer de manière quantitative les qualités de mise en forme des différentes méthodes. Au cours du chapitre 5, je détaille l'implantation de l'ensemble des composants constituant le démonstrateur de la liaison. Je teste les composants opto-électroniques clés permettant la mesure et la mise en forme, ainsi que le module turbulent simulant le volume turbulent à travers lequel se propage le signal laser. Le chapitre 6 traite des différents alignements et étalonnages du banc. Les techniques de mesure et de mise en forme sélectionnées sont couplées. Je compare la qualité de mise en forme expérimentale à celle prévue par mon modèle numérique. L'ensemble des erreurs par rapport au modèle numérique parfait sont identifiées.

Enfin, en dernière partie de ce manuscrit, je réalise les itérations expérimentales de la conjugaison de phase. Les résultats sont présentés et analysés au chapitre 7. Les résultats expérimentaux seront confrontés à ceux attendus par notre modèle numérique du banc optique. Je m'attacherai aux performances globales de la liaison optique à des fins télécoms, et également à la qualité des techniques de mesure et de mise en forme mises en place. Un dernier chapitre 8 revient sur la simulation numérique pour introduire dans notre modèle numérique du banc l'en-

semble des erreurs expérimentales rencontrées. J'établis à l'issue de ce chapitre la contribution de chacun des postes d'erreur identifiés, dans la perspective de conception d'une future liaison optique réelle.

Première partie

Les télécommunications optiques en espace libre

Chapitre 1

Contexte

Sommaire

1.1 Principe d'une liaison optique atmosphérique	25
1.1.1 Essais historiques	25
1.1.2 L'émission laser au service des télécoms optiques	27
1.2 La propagation du signal	30
1.2.1 Un milieu de propagation turbulent : l'atmosphère	30
1.2.2 Équations de propagation du signal à travers la turbulence	33
1.2.3 Simulation de la propagation	36
1.3 La détection du signal	38
1.3.1 Impact de la turbulence atmosphérique dans le plan de détection	38
1.3.2 Caractérisation de la performance d'une liaison optique	40
1.4 De la nécessité de précompenser le faisceau émis en turbulence	43

Les télécommunications optiques en espace libre, communément appelées dans la littérature Free Space Optics (FSO), se caractérisent par une propagation laser endo-atmosphérique non guidée dont la modulation en amplitude permet de transmettre des données à très haut débit. Nous nommerons en français ce type de système Liaison Optique Atmosphérique (LOA). Après une description du principe, nous mettrons en évidence la principale limitation rencontrée : la turbulence atmosphérique. Nous en décrirons l'influence sur la propagation laser.

1.1 Principe d'une liaison optique atmosphérique

1.1.1 Essais historiques

L'idée d'exploiter un signal optique pour communiquer n'est pas nouvelle. La lumière se propage naturellement et les yeux sont déjà un détecteur performant pour ce type de signal. À l'Antiquité, les Grecs Anciens utilisaient des miroirs dirigés vers des bateaux cibles, ou faisaient miroiter leurs boucliers pour communiquer lors de batailles. La succession des signaux envoyés constituait un message codé de type morse.

Les principales limitations sont alors la portée et le débit d'informations transmises réduits. Un premier progrès est réalisé par Claude Chappe en 1794 sur le plan du débit. En observant à l'aide de jumelles la position des bras d'un pantographe au sommet d'une tour, l'opérateur est renvoyé à un numéro correspondant à un message convenu d'avance (naissance de la télégraphie). Mais la réelle contribution précurseur des LOAs est la proposition de Maurat, reprise par Mangin. Elle consiste à améliorer la directivité, donc la portée, du signal optique émis par un jeu de miroir et de lentilles simples collimatant le faisceau (Fig. 1.1). Ainsi, en 1873, avec des optiques de 30 cm de diamètre, ce dispositif permettait de travailler sur des portées de 36 km à un débit de l'ordre de 200 mots par heure.

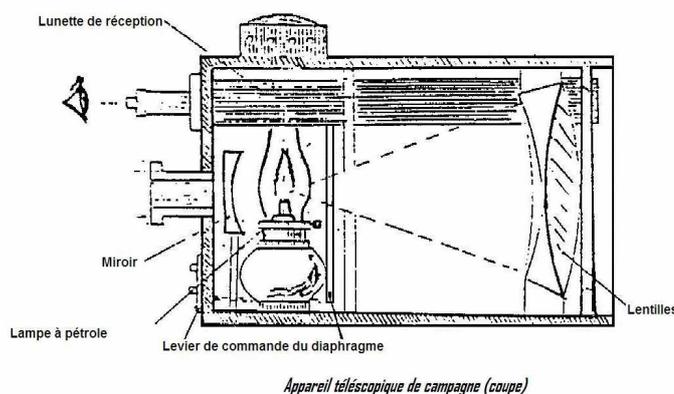


FIGURE 1.1 – Télégraphe optique de Mangin (source : <http://fortdebourlemont.fr>).

On peut enfin citer le photophone de Graham Bell. Un microphone amplifiant la voix fait vibrer un miroir qui réfléchit la lumière du soleil vers une cible deux mètres plus loin. La cible collecte la lumière par un autre miroir et active un cristal de sélénium pour reproduire le son voulu.

Les télécoms abandonnèrent dans un premier temps l'optique au profit de l'électronique. En effet, l'avènement de l'électronique permet alors une modulation et démodulation du signal beaucoup plus rapide, les télécommunications connaissent leur véritable révolution. Les premiers réseaux filaires datent du *XIX*^{ème} siècle. Ils guident un message par voie électrique et résolvent d'un coup le problème de la portée et du débit. Des premiers câbles de cuivre sont jetés en 1850 dans l'océan atlantique pour permettre des communications télégraphiques entre l'Europe et l'Amérique. Cette date correspond à la maîtrise de l'isolation des câbles sous l'eau.

Pour s'affranchir du réseau filaire, il fallut de nouveau se pencher sur la propagation en espace libre d'une onde électromagnétique. La première percée en ce sens a été réalisée dans la gamme des ondes radio, dont la propagation n'est pas altérée par la turbulence atmosphérique. Il sera vu ultérieurement que ce n'est pas le cas dans la gamme optique.

Ainsi, en 1896, Marconi émet et capte des signaux sur une distance de 250 m, en ayant fait la synthèse des inventions de l'antenne d'Alexandre Popov, du détecteur d'onde électromagnétique de Branly et des principes de l'émission radio établis par Tesla. Trois ans plus tard, ce dernier

réalise la première émission de radiocommunication entre la France et l'Angleterre.

Dès 1950, des réseaux hertziens faisant appel à des fréquences porteuses, allant de 1 GHz à 40 GHz (gamme des micro-ondes), et des antennes directives ont permis de transférer des données à des débits de l'ordre de la centaine de Mbits/s.

Aujourd'hui, pour augmenter encore plus le débit des données transmises, il faut travailler avec des longueurs d'onde encore plus courtes, ce qui nous fait tomber dans la gamme optique. Or, la longueur d'onde d'un signal optique est proche de la taille caractéristique des inhomogénéités de l'atmosphère, si bien que la propagation de l'onde y est sensible. Pour s'en affranchir, nous sommes revenus au réseau filaire, via la fibre optique qui permet de guider la lumière en l'isolant des perturbations atmosphériques. Mais la mise en place d'un réseau fibré est coûteuse et la question d'une propagation en espace libre dans certaines conditions d'utilisation (cf. §1.1.2.3) se pose.

À nouveau, le défi consiste à réaliser la même qualité de télécommunication avec propagation du signal en espace libre. C'est l'objet des LOAs. Sous certaines conditions, favorables en termes de turbulence atmosphérique rencontrée, à savoir des télécommunications dans l'espace ou depuis l'espace vers le sol, les LOAs ont déjà fait leur apparition :

- en 2001, première liaison optique satellite-satellite monodirectionnelle (projet SILEX) ayant permis le transfert de données du satellite ARTEMIS vers SPOT 4 [7],
- en 2002, première liaison optique sol-satellite bidirectionnelle entre l'Optical Ground Station construit à l'observatoire du mont Teide (Canaries) et le satellite ARTEMIS (projet SILEX) [8],
- en 2006, première liaison optique satellite-satellite bidirectionnelle entre les satellites ARTEMIS et OICETS (Japon) [9],
- en 2006, première liaison optique entre un satellite (ARTEMIS) et un aéronef (Mystère 20) de 50 Mbits/s (projet LOLA) [10],
- en 2007, première liaison optique sol-satellite bidirectionnelle entre le satellite KIRARI et un télescope au sol mobile de 0,4 m de diamètre du DLR [11].

Cependant, en dehors du cadre expérimental, le transfert de données au sol est encore réalisé par radiofréquences, avec un débit beaucoup moins important. Pour des propagations endo-atmosphériques, l'utilisation des radiofréquences est *a fortiori* justifiée par la principale limitation rencontrée par les LOAs : la propagation à travers l'atmosphère.

1.1.2 L'émission laser au service des télécoms optiques

1.1.2.1 Dispositif de base

L'émission laser répond pleinement au principe de densité énergétique du signal lumineux émis soulevé par le télégraphe optique de Mangin [12]. En effet, l'émission laser est une source puissante, portable et directive pouvant être détectée à très grande distance. Un "télégraphe" optique moderne, ou LOA, consiste en deux télescopes distants se faisant face, chacun muni d'une émission et d'une détection laser. Chaque télescope émet et détecte simultanément le flux émis par l'autre, créant ainsi une liaison optique bidirectionnelle en ligne de visée directe (Fig. 1.2).

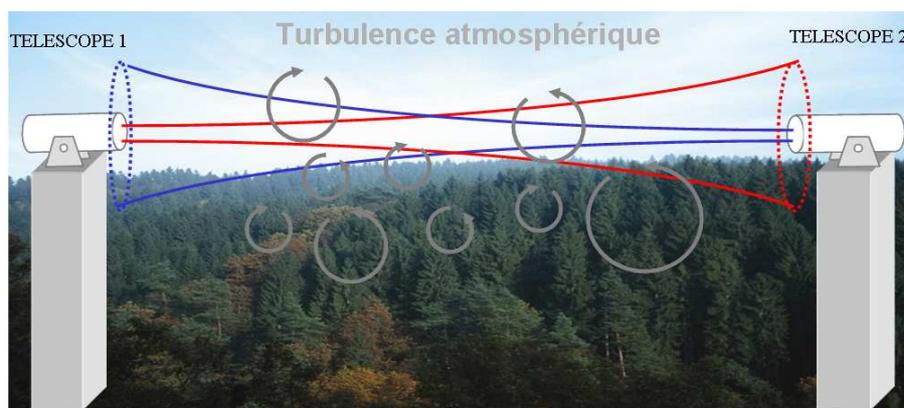


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une liaison laser endo-atmosphérique bidirectionnelle en visée directe

Pour un usage civil, ce dispositif doit être reproduit à l'identique pour renouveler la portée du signal et quadriller ainsi un territoire donné. Il convient de placer les télescopes à une hauteur d'au moins une trentaine de mètres au-dessus du sol afin d'éviter tout obstacle physique. Ceci présente également l'avantage d'éviter la couche d'air la plus turbulente au niveau du sol (cf. §1.2.1.1).

1.1.2.2 Modulation en intensité du signal

La propagation en espace libre peut bénéficier des mêmes technologies de modulation et démodulation de sources que celles développées pour l'optique guidée. Parmi les techniques de modulation, on peut citer le On-Off-Keying (OOK), qui repose simplement sur la modulation de l'amplitude de la source pour coder une information binaire. Mais existent également des stratégies plus subtiles, tel le Pulse Position Modulation (PPM) [13], qui requiert moins d'énergie moyenne que la modulation OOK pour un même taux d'erreur à la réception. En revanche, le PPM requiert une plus grande bande passante et une synchronisation à la réception plus difficile [14]. Dans la suite de ce mémoire, nous ne nous intéresserons pas à la technique de modulation mais mettrons en évidence les paramètres physiques qui caractérisent la performance de la liaison optique en espace libre. Nous nous proposerons d'améliorer la liaison en agissant exclusivement sur la propagation laser. La meilleure stratégie de modulation pourra être choisie *a posteriori* de manière indépendante.

1.1.2.3 Quels avantages ?

Les télécommunications en espace libre sont aujourd'hui d'emploi très courant dans la gamme hertzienne. Toutefois, la gamme optique dispose de longueurs d'onde beaucoup plus courtes permettant de moduler le signal beaucoup plus vite, et donc d'en augmenter le débit. Ainsi, les télécommunications optiques permettent d'envisager des débits bien supérieurs au *Gbit/s*. De plus, par rapport à une émission radio fortement divergente du fait de la diffraction (longueur d'onde élevée), l'émission laser est très directive. Ceci lui procure plusieurs avantages :

- la communication est plus sécurisée car difficile à intercepter ;
- il n'y a pas de bande passante à partager car l'environnement n'est pas noyé de signal ;
- il est possible de réduire la puissance d'émission.

Il est possible de réunir l'ensemble de ces qualités avec l'optique guidée. Mais la propagation en espace libre se démarque d'un réseau fibré par les aspects suivants :

- implantation du réseau immédiate ;
- portabilité ;
- coût d'installation beaucoup plus faible ;
- suivi de cible mobile.

Ainsi, il existe des applications pour lesquelles il n'est pas possible de tendre un câble et qui peuvent exiger un débit nettement supérieur à celui qu'offre une liaison hertzienne. On peut imaginer par exemple l'implantation rapide d'une LOA sur une zone sinistrée par un tremblement de terre qui a rompu le réseau fibré existant. La LOA pourvoit à la rapidité et la qualité d'intervention sur place. Ou alors la saturation d'un réseau urbain suite à l'organisation d'un événement exceptionnel, qui ne justifie pas l'augmentation définitive de la capacité du réseau. Les LOAs peuvent ainsi fournir une liaison télécom haut débit d'appoint à un moment donné, sans pour autant investir les sommes nécessaires à l'installation d'un nouveau réseau fibré.

1.1.2.4 Les limitations

L'optique guidée a connu un essor rapide car elle assure un milieu de propagation stable qui limite les pertes de flux en cours de propagation. Dans le cas d'une LOA, le milieu de propagation est l'atmosphère ambiante qui présente deux principaux facteurs limitants :

- l'atténuation du signal ;
- la dégradation de la qualité optique du faisceau laser.

Concernant l'atténuation, une baisse du signal reçu induit nécessairement une diminution de la portée du système. Dans la gamme du visible, l'atténuation par l'atmosphère est très dépendante des conditions climatiques (brouillard, pluie...). Mis à part le choix d'une longueur d'onde d'émission se situant à un minimum d'atténuation par l'atmosphère, l'augmentation du flux est la seule solution possible à apporter.

La dégradation de la qualité du faisceau laser en cours de propagation a, quant à elle, d'autres origines. L'atmosphère étant un milieu turbulent, les inhomogénéités du milieu peuvent dévier, voire éclater le faisceau (cf. §1.3), si bien qu'il n'est plus détecté par la cible. L'impact de la turbulence atmosphérique allant croissant avec le volume de turbulence traversé, le système est limité en portée. Cependant, on peut imaginer des solutions comme la précompensation du faisceau à l'émission pour pallier les effets de la turbulence. Par exemple, dans le cas d'un défléchissement du faisceau par la turbulence, on peut émettre le faisceau dans une autre direction de propagation de telle sorte que la turbulence le ramène vers la cible. L'étude de la propagation du signal nous permet de mettre au point des stratégies de précompensation pour surmonter les limitations introduites par la turbulence.

1.2 La propagation du signal

La qualité d'une LOA va dépendre du flux détecté et du bruit à la détection. Ces paramètres affectent le taux d'erreur sur les données transmises ou "Bit-Error-Rate" (BER) (défini §1.3.2.3).

Or, la turbulence atmosphérique perturbe la propagation du faisceau laser émis, si bien que le niveau de signal détecté dans une pupille de réception évolue au gré de la turbulence. Nous allons présenter la turbulence et l'évolution de ses paramètres susceptibles d'influer sur la propagation d'un champ électromagnétique. Nous recherchons *in fine* les fluctuations résultantes de l'intensité dans le plan de détection, dont dépend directement la qualité d'une LOA.

1.2.1 Un milieu de propagation turbulent : l'atmosphère

1.2.1.1 Le phénomène physique

L'atmosphère terrestre est un mélange de gaz soumis en permanence à des transferts d'énergie, principalement issus des radiations du soleil et du transfert radiatif du sol. À cela s'ajoutent des mouvements de grande échelle comme les vents. Sous l'action de ces phénomènes, les masses d'air composant l'atmosphère sont en mouvement permanent, sous forme de tourbillons observés pour la première fois par Léonard de Vinci (Fig. 1.3).



FIGURE 1.3 – Phénomène d'écoulement d'air turbulent observé par Léonard de Vinci.

Les mouvements des masses d'air, de prime abord erratiques, présentent en réalité une structure spatiale statique. Kolmogorov décrit cette structure par un modèle de cascade d'énergie cinétique résultant de la fragmentation de l'écoulement en structures de tailles décroissantes [15] (voir Fig. 1.4). De gros tourbillons, présentant beaucoup d'énergie, transfèrent celle-ci à de plus

petits par frottements visqueux, et ce jusqu'à dissipation totale de l'énergie à une taille minimale limite l_0 . Typiquement, l_0 est comprise entre quelques millimètres et quelques centimètres pour la turbulence atmosphérique. Les plus grands tourbillons, d'échelle L_0 , peuvent quant à eux atteindre plusieurs dizaines de mètres [16].

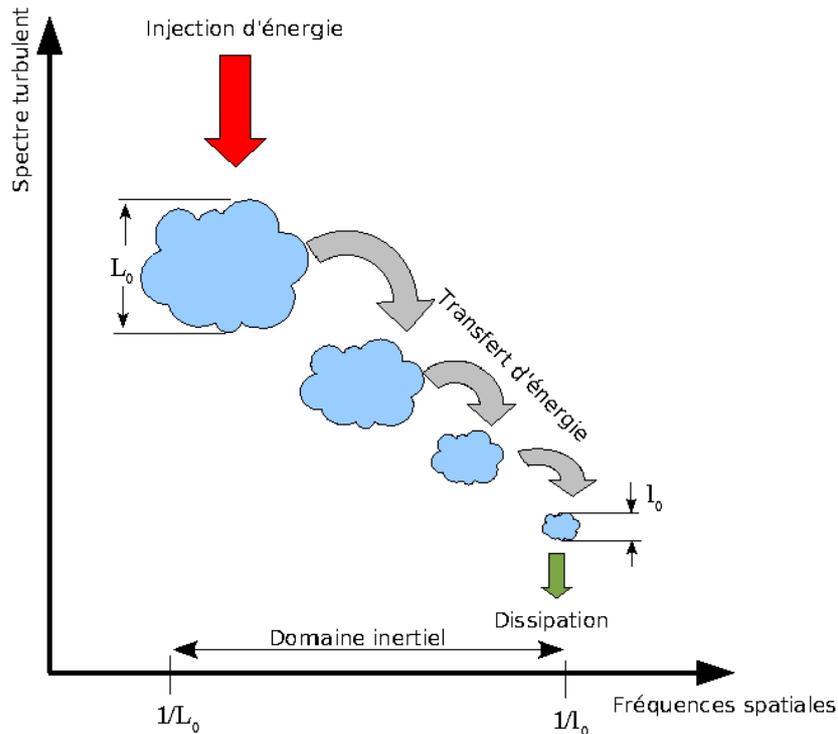


FIGURE 1.4 – Schéma du processus de cascade d'énergie et de la division des cellules de turbulence dans l'atmosphère.

La loi décrivant la structure de la turbulence cinétique de l'air (cf. §1.2.1.2) est directement liée aux différences locales de température et d'humidité, induisant elles-mêmes des fluctuations locales de l'indice de l'air (cf. §1.2.1.3). Or, d'après les équations de Maxwell, ce dernier paramètre affecte directement la propagation d'un champ électromagnétique, donc d'un faisceau laser (cf. §1.2.2). Ainsi, la turbulence cinétique induit une turbulence optique.

À noter que le phénomène de turbulence est dans une plus large mesure présent dans bien d'autres situations que les LOAs. On peut citer la turbulence dans les fonds marins, ou même dans l'humeur vitrée, liquide contenu dans l'œil. Il est encore considéré aujourd'hui comme un problème majeur de la physique fondamentale classique, dont il n'existe pas de description analytique à ce jour. En effet, la turbulence n'a pas de définition au sens strict du terme, et se reconnaît seulement à un nombre de Reynolds élevé et des mouvements du fluide "désordonnés" dans le temps et l'espace. Le caractère désordonné de la turbulence amène à renoncer à prédire l'état instantané du fluide et à rechercher seulement des lois statistiques.

1.2.1.2 Le modèle Kolmogorov de cascade d'énergie cinétique

Considérons une particule d'air suffisamment petite et de vitesse suffisamment faible. Son énergie cinétique tend à se dissiper sous forme de chaleur par friction visqueuse [15].

En régime stationnaire, il est légitime de considérer que la puissance dissipée par viscosité ϵ_L par une particule de taille L ne dépend que de L et de la vitesse de déplacement de la particule V_L .

Un raisonnement dimensionnel donne alors :

$$\epsilon_L \propto \frac{V_L^2}{\tau_L}, \quad (1.1)$$

où τ_L désigne le temps de vie du tourbillon. On pose $\tau_L = \frac{L}{V_L}$:

$$\epsilon_L \propto \frac{V_L^3}{L}, \quad (1.2)$$

Pour des échelles intermédiaires de L ($L \gg l_0$), on fait l'hypothèse que ϵ_L est indépendant de L . On note alors $\epsilon_L = \epsilon_0$. On exprime V_L en fonction des autres grandeurs :

$$V_L \propto \epsilon_0^{1/3} L^{1/3} \quad (1.3)$$

L'énergie dissipée E par une particule d'air entre L et $L + dL$ est proportionnelle à sa vitesse au carré. Dans l'espace des fréquences spatiales, en posant $f = \frac{1}{L}$, on a la relation :

$$E(f) \propto f^{-\frac{5}{3}}. \quad (1.4)$$

Cette expression n'est valide qu'entre la plus grande échelle L_0 de masses d'air susceptibles de transmettre de l'énergie par frottement visqueux et la plus petite échelle l_0 , en-deça de laquelle il ne se forme plus de tourbillon. L'expression 1.4, dite loi de Kolmogorov, décrit l'évolution de l'énergie cinétique d'une particule d'air selon sa taille caractéristique. Elle illustre le modèle de cascade d'énergie de Kolmogorov.

Le spectre monodimensionnel en puissance $\Phi(f)$ de la vitesse dans la turbulence, où f représente la fréquence spatiale, va donc lui aussi évoluer selon une loi en $f^{-5/3}$:

$$\Phi(f) \propto f^{-5/3} \quad (1.5)$$

Or, en considérant l'isotropie du mouvement des particules d'air, le spectre unidimensionnel est lié aux trois dimensions de l'espace par la relation suivante :

$$\Phi(f) = 4\pi f^2 \Phi_c(\vec{f}) \quad (1.6)$$

En injectant dans l'Éq. 1.5, on obtient :

$$\Phi_c(\vec{f}) \propto f^{-11/3} \quad (1.7)$$

Cette valeur d'exposant égale à $-11/3$ est caractéristique d'une analyse fractale de la turbulence. On va retrouver cette valeur pour l'ensemble des lois décrivant les paramètres physiques liés à la turbulence, comme l'indice de l'air n affectant la propagation d'un champ électromagnétique.

1.2.1.3 Spectre de puissance des fluctuations d'indice

Obukhov et Yaglom [17, 18] ont montré que les spectres de puissance des fluctuations de température et d'humidité suivent également une loi en $f^{-11/3}$. Les fluctuations de l'indice de l'air, directement liées à ces deux paramètres, sont décrites également par une loi de puissance en $f^{-11/3}$.

Tatarski donne l'expression du spectre des fluctuations d'indice $W_n(\vec{f})$ valable entre l_0 et L_0 [19] :

$$W_n(\vec{f}) = 0,033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2f^{-\frac{11}{3}}, \quad (1.8)$$

où C_n^2 est la constante de structure des fluctuations d'indice et s'exprime en $m^{-\frac{2}{3}}$. La fonction 1.8 diverge lorsque f tend vers 0. Pour prendre en compte les influences de l_0 et L_0 , Tatarski [19] a introduit le spectre de Von Karman [20] modifié, défini sur l'ensemble des réels positifs :

$$W_n(\vec{f}) = 0,033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2\left(f^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^{-\frac{11}{3}}e^{-\left(\frac{2\pi l_0}{5.91}f\right)^2}, 0 \leq f < \infty \quad (1.9)$$

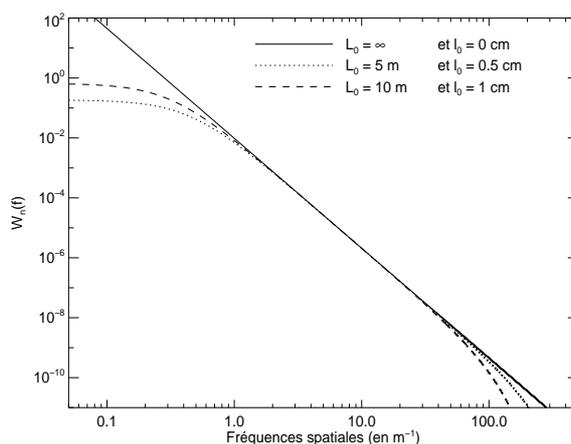


FIGURE 1.5 – Densité spectrale de puissance des fluctuations d'indice de réfraction pour différentes valeurs de (l_0, L_0) . Le spectre est normalisé par la constante de structure de l'indice de réfraction (C_n^2)

1.2.2 Équations de propagation du signal à travers la turbulence

À partir des fluctuations de l'indice de l'air en présence de turbulence atmosphérique, il est possible d'accéder aux fluctuations d'intensité après propagation dans le milieu turbulent.

1.2.2.1 Équation d'Helmoltz

La propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu diélectrique tel que l'air obéit aux équations de Maxwell. Dans le visible ou proche infrarouge, la période τ de l'onde est de

l'ordre de 10^{-15} s, très inférieure au temps d'évolution de la turbulence de l'ordre de la milliseconde. En outre, sur une distance de propagation kilométrique, le temps de propagation de l'onde est de l'ordre de 10 μ s, temps pendant lequel la turbulence peut être à nouveau considérée comme figée. On considère donc que n , l'indice de l'air, est indépendant du temps. On peut alors montrer que le champ électrique \vec{E} obéit à l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) + 2\nabla(\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla(\log(n(\vec{r})))) = \vec{0}. \quad (1.10)$$

Dans l'équation 1.10, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, où λ désigne la longueur d'onde de l'onde électromagnétique. La quantité $\nabla(\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla(\log(n(\vec{r}))))$ traduit les changements de polarisation de l'onde. La longueur d'onde λ d'une LOA se situe dans le visible ou proche infrarouge. La longueur d'onde de travail (de l'ordre de 10^{-6} m) est donc très petite devant l'échelle d'évolution des fluctuations spatiales de l'indice (supérieure à 10^{-2} m d'après la figure 1.5). Ce terme devient donc négligeable [21] dans l'équation 1.10. On obtient la nouvelle équation :

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2(\vec{r})) \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0}. \quad (1.11)$$

On note cependant que des études plus récentes conservent le terme de polarisation pour l'étude de la propagation de faisceaux gaussien en espace libre [22], d'autant plus que les performances attendues en termes de taux d'erreur de transmission des données (cf. §1.3.2.3) sont très exigeantes.

1.2.2.2 Approximation paraxiale

Considérons le champ électromagnétique \vec{E} se propageant dans la turbulence atmosphérique selon la direction \vec{e}_z dans un repère orthonormé. L'absence de tout couplage dans l'équation 1.11 de par la suppression du terme de polarisation permet de passer d'une écriture vectorielle à une écriture scalaire du champ :

$$E(\vec{r}) = \psi(\vec{r}) e^{ikz}, \quad (1.12)$$

où $\psi(\vec{r})$ représente l'amplitude complexe de la composante non plane de l'onde et k le nombre d'onde ($k = \langle n \rangle k_0$ avec $\langle n \rangle$ la moyenne temporelle de n). En injectant l'équation 1.12 dans l'équation 1.11, on trouve que $\psi(\vec{r})$ doit résoudre :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + 2i \langle n \rangle k_0 \frac{\partial \psi(\vec{r})}{\partial z} + k_0^2 (n^2 - \langle n \rangle^2) \psi(\vec{r}) = 0. \quad (1.13)$$

On considère les variations spatiales de ψ très lentes par rapport à λ d'où $|\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}| \ll |k \frac{\partial \psi}{\partial z}|$. Cette approximation est appelée approximation paraxiale ou approximation parabolique. En outre, en supposant de faibles variations de l'indice autour de la valeur moyenne [23], soit $N \ll 1$ où $n = \langle n \rangle + N$, on peut faire le développement limité suivant : $n^2 \approx \langle n \rangle^2 + 2\langle n \rangle N$.

L'équation 1.13 se simplifie pour devenir l'équation d'Helmoltz paraxiale :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + 2i \langle n \rangle k_0 \frac{\partial \psi(\vec{r})}{\partial z} + 2k_0^2 \langle n \rangle N \psi(\vec{r}) = 0. \quad (1.14)$$

1.2.2.3 Propriétés du champ en faibles perturbations

Approximation de Rytov

Dans le cas des faibles perturbations, une approximation dite approximation de Rytov [19] permet d'aboutir à une solution analytique de 1.11. On pose $E_0(\vec{r}) = e^{\psi_0(\vec{r})}$ solution de l'équation. Après propagation en turbulence, le champ propagé s'écrit : $E(\vec{r}) = e^{\psi_0(\vec{r}) + \psi_1(\vec{r}) + \dots}$. L'approximation de Rytov, consiste à négliger tout ordre de perturbation supérieur à $\psi_1(\vec{r})$. Le domaine de validité de cette approximation sera considéré comme le domaine des faibles perturbations.

Tatarski [19] obtient alors comme solution ψ_1 de l'équation d'Helmoltz 1.14 :

$$\psi_1(\vec{r}) = \frac{k^2}{2\pi E_0(\vec{r})} \int_{\xi} d\vec{r}' \delta n(\vec{r}') E_0(\vec{r}') \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}, \quad (1.15)$$

ξ étant le volume turbulent considéré.

Spectre d'intensité d'une onde plane dans le cas de faibles perturbations

Soit ψ l'amplitude complexe d'un champ E faiblement perturbé vérifiant l'approximation de Rytov décrite précédemment. On pose $\psi = \chi + i\varphi$ où χ représente le log-amplitude du champ et φ la phase de l'onde [24]. En onde plane, les expressions de la densité spectrale de puissance du log-amplitude $W_{\chi}(f)$ et de la phase $W_{\varphi}(f)$ se déduisent à partir de l'expression 1.15 :

$$W_{\chi}(f) = k^2 \int_0^L W_n^z(f) \sin^2(\pi z \lambda f^2) dz, \quad (1.16)$$

$$W_{\varphi}(f) = k^2 \int_0^L W_n^z(f) \cos^2(\pi z \lambda f^2) dz, \quad (1.17)$$

où L est la distance de propagation et W_n^z le spectre des fluctuations d'indice à la distance z donné Éq. 1.8.

On note sur le spectre en log-amplitude (Fig. 1.6) une asymptote en f^4 à basse fréquence jusqu'à $\frac{1}{L_0}$, une asymptote en $f^{\frac{1}{3}}$ entre $\frac{1}{L_0}$ et $\frac{1}{\sqrt{\lambda L}}$, puis après la fréquence de coupure $\frac{1}{\sqrt{\lambda L}} = 3 \text{ m}^{-1}$ une pente descendante en $-11/3$. Le spectre des fluctuations de phase présente quant à lui un plateau aux basses fréquences dû à l'effet de la grande échelle L_0 , suivi d'une pente en $-11/3$.

Limitations en fortes perturbations

Ces lois analytiques ne sont valables que dans le cadre de l'approximation de Rytov. Elles ne sont pas vraies pour une propagation endo-atmosphérique de l'ordre de quelques kilomètres près du sol (en deça de 50 m d'altitude), qui correspond au cadre applicatif de la thèse. L'évaluation de la propagation passe donc par une résolution numérique locale, et non pas une expression

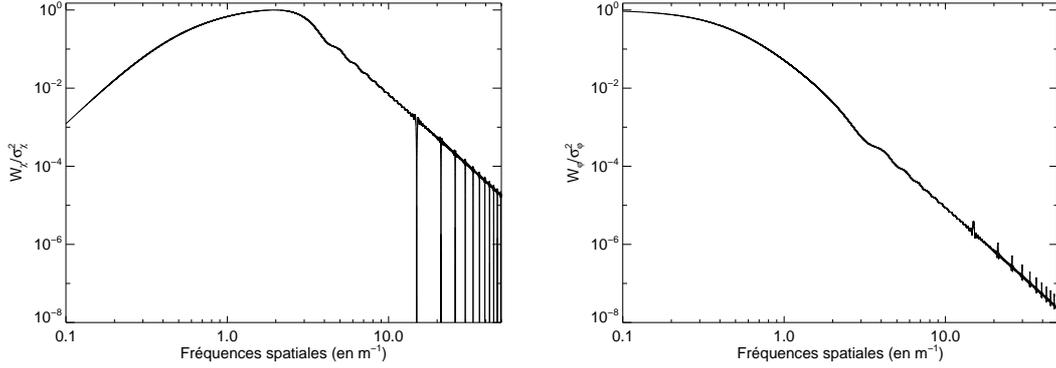


FIGURE 1.6 – Spectres normalisés du log-amplitude (gauche) et de la phase (droite) dans le plan du récepteur. Propagation onde plane sur 20 km, $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (faibles perturbations), $\lambda = 4 \mu\text{m}$, $L_0 = 2 \text{ m}$, $l_0 = 5 \text{ mm}$.

rigoureuse du champ propagé [25, 26]. Un modèle de cette propagation a déjà été développé à cet effet par Flatté [25] et repris à l’Onera par F. Mahé dans le cadre de sa thèse [27].

1.2.3 Simulation de la propagation

1.2.3.1 Le modèle des écrans de phase

Le modèle, dit des écrans de phase [28], permet de décrire numériquement la propagation d’un champ électromagnétique à travers la turbulence atmosphérique sans passer par la résolution de l’équation 1.14. Pour cela, le volume turbulent considéré est discrétisé en une série de plans turbulents, appelés écrans de phase, entre chacun desquels le champ se propage dans le vide [28] (représentation Fig. 1.7). La propagation dans le vide a l’avantage de s’écrire par la convolution avec un propagateur de Fresnel (Éq. 1.18), dont on maîtrise l’expression analytique (Éq. 1.19). Le passage à travers un plan turbulent introduit simplement un déphasage pur point à point appliqué au champ qui le traverse.

Ainsi, dans l’approximation paraxiale, la propagation de $\psi(\vec{\rho}, z)$ entre deux couches turbulentes distantes de δz , où ρ désigne le vecteur de coordonnées (x, y) dans le plan z , s’écrit simplement comme sa convolution avec le propagateur de Fresnel $\mathcal{F}_{\delta z}$ sur la distance δz :

$$\psi(\vec{\rho}, z + \delta z) = \psi(\vec{\rho}, z) * \mathcal{F}_{\delta z}(\vec{\rho}). \quad (1.18)$$

L’expression développée est :

$$\psi(\vec{\rho}, z) * \mathcal{F}_{\delta z}(\vec{\rho}) = \frac{k_0 e^{ik_0 \delta z}}{i2\pi \delta z} \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{\rho}' \psi(\vec{\rho}', z) e^{[ik_0 \frac{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2}{2\delta z}]}. \quad (1.19)$$

Après propagation dans le vide, le champ ψ rencontre une couche turbulente. Le déphasage pur φ appliqué au champ est le résultat de l’intégration des écarts d’indice sur la tranche de volume turbulent ramenée à un plan :

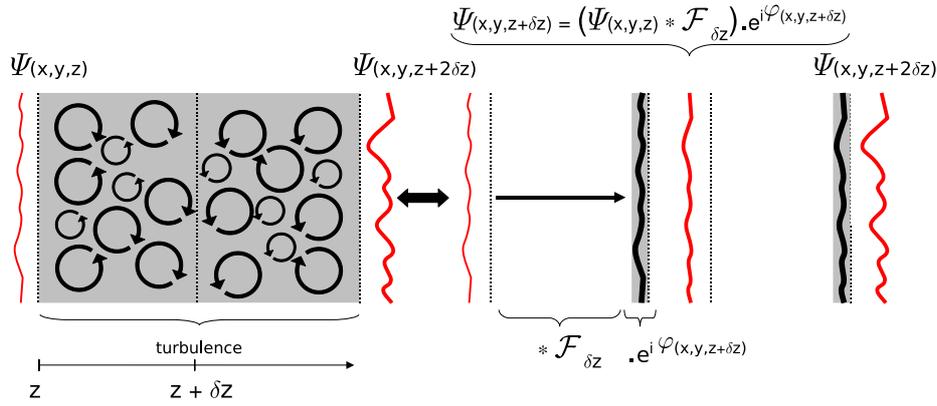


FIGURE 1.7 – Principe de la propagation avec le modèle des couches minces. Ici, deux couches ont été choisies pour simuler le volume.

$$\varphi(\vec{\rho}, z + \delta z) = k_0 \int_z^{z+\delta z} dz N(\vec{\rho}, z). \quad (1.20)$$

Ainsi, pour l'ensemble de la propagation du champ incident sur une distance δz , selon le modèle des couches minces, le champ s'écrit :

$$\psi(\vec{\rho}, z + \delta z) = [\psi(\vec{\rho}, z) * \mathcal{F}_{\delta z}(\vec{\rho})] \cdot e^{i\varphi(\vec{\rho}, z + \delta z)} \quad (1.21)$$

1.2.3.2 Modélisation des effets temporels

Pour accéder au critère du BER (§1.3.2.3), il est nécessaire de connaître le comportement statistique de la LOA. Pour ce faire, on réitère et on moyenne les résultats de la simulation numérique sur une série de tirages Monte-Carlo d'écrans de phase. Chaque tirage représente une occurrence indépendante de turbulence atmosphérique.

À turbulence figée, le modèle des écrans de phase permet d'accéder au champ propagé après chaque couche mince selon l'expression décrite Éq. 1.21. Si l'on souhaite simuler l'évolution de la propagation du champ en fonction du temps, on utilise l'hypothèse de Taylor [29], à savoir que la vitesse du vent moyen qui déplace le volume d'air turbulent est grande devant les fluctuations locales de la turbulence. Ainsi, on considère pendant la mesure que la turbulence demeure figée, hormis une translation des écrans de phase par l'action d'un vent orthogonal à la direction de propagation. Par ailleurs, la translation longitudinale des écrans de phase a peu d'impact sur la quantité totale de turbulence rencontrée sur toute la propagation.

Cependant, dans mes travaux, je ne me suis pas intéressé à l'évolution temporelle du signal mais à sa statistique. En revanche, seule la modélisation temporelle permettrait l'étude de la bande passante de la LOA considérée.

1.3 La détection du signal

Les LOAs reposent sur l'émission d'un signal laser, dont les modulations en intensité constituent les données transmises. La transmission de ces données dépend de la détection et de la démodulation du signal laser par un module de réception cible. Cependant, la turbulence atmosphérique altère la propagation du signal laser et du signal reçu, provoquant une perte de la modulation du signal et des données transmises. Nous allons étudier l'impact de la turbulence sur la répartition d'intensité lumineuse après propagation et la qualité de détection.

1.3.1 Impact de la turbulence atmosphérique dans le plan de détection

1.3.1.1 Beam wander et beam spreading

Fante [30] décrit l'ensemble des perturbations induites par la turbulence atmosphérique sur le faisceau laser dans le plan de détection.

Au premier ordre, la turbulence atmosphérique induit un infléchissement de la trajectoire du faisceau laser appelé *beam wander*. Le résultat en est un déplacement (noté ρ_c) du centre de gravité du faisceau dans le plan de détection. Ce seul phénomène peut provoquer une diminution drastique du signal reçu, si la déviation est suffisante pour que le faisceau tombe à l'extérieur de la pupille du télescope de réception. Le beam wander est issu des faibles fréquences spatiales des variations de l'indice de l'air, à savoir des cellules turbulentes de la taille du faisceau.

Parallèlement, les plus petites cellules turbulentes vont élargir (*beam spreading*) et rendre inhomogène (*scintillation*) le faisceau, à cause des fluctuations de phase induites et leur propagation. On note ρ_s l'élargissement moyen du faisceau lié aux basses fréquences de la phase (hors beam wander), et ρ_L l'élargissement avec beam wander inclus.

Les phénomènes de beam wander et de beam spreading sont représentés Figure 1.8.

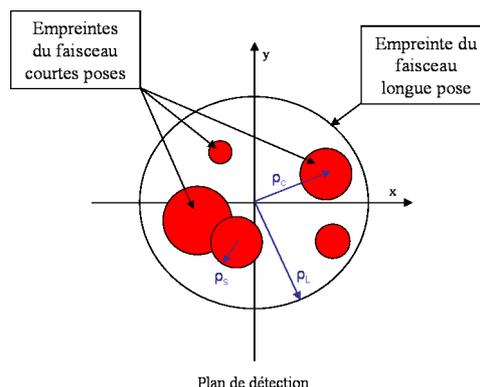


FIGURE 1.8 – Illustration de l'impact de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser dans le plan de détection. Chaque empreinte correspond à une réalisation indépendante de turbulence.

1.3.1.2 Scintillation du champ

Grâce au modèle des écrans de phase, on peut simuler la propagation pour divers cas de force de turbulence rencontrés. Le champ détecté après propagation présente de nombreuses tâches ou filaments, appelés *speckle* en anglais, caractéristiques du phénomène de scintillation. On observe ainsi sur la Figure 1.9 (augmentation progressive de la force de turbulence de gauche à droite) une potentielle annulation du flux détecté dans la pupille de réception avec l'augmentation de la force de turbulence. La pupille est représentée par un cercle noir sur la figure.

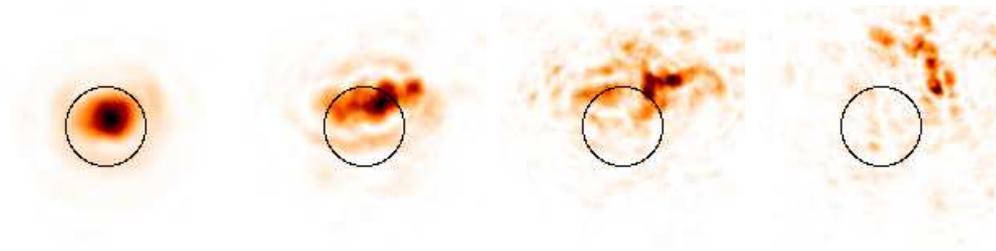


FIGURE 1.9 – Intensité dans le plan de détection après propagation d'un faisceau laser en espace libre. De gauche à droite : $C_n^2 = 10^{-16}$, $C_n^2 = 10^{-15}$, $C_n^2 = 5.10^{-15}$ et $C_n^2 = 5.10^{-14}m^{-2/3}$. La distance de propagation est de 20 km, $\lambda = 4 \mu m$. Le cercle noir représente la pupille de réception de diamètre 45 cm. Le champ visualisé mesure 1, 3 m de largeur.

Le phénomène de scintillation de l'intensité s'accompagne également de singularités du profil de phase, comme présenté Fig. 1.10. L'annulation du module, comme en (a), peut être à l'origine d'un enroulement de phase en (a'). Ce point est appelé dans la littérature *branch points* [6].

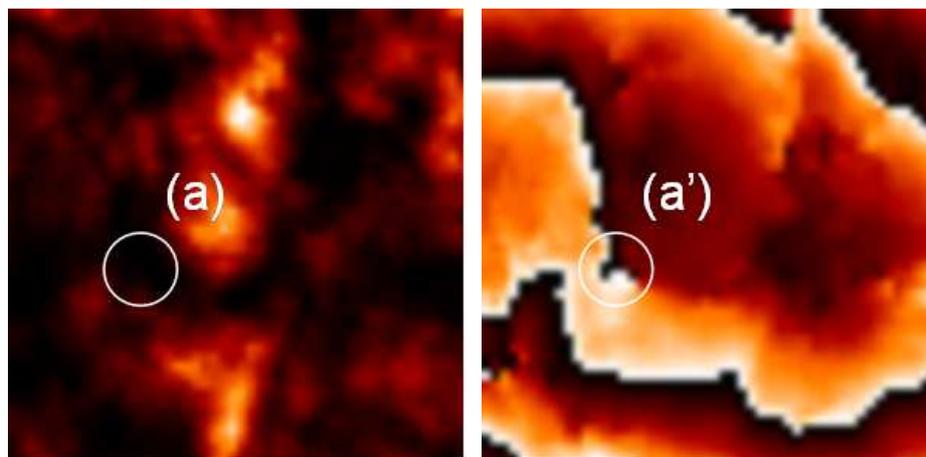


FIGURE 1.10 – Module (à gauche) et phase (à droite) d'un champ dans un cas de forte perturbation. Mêmes paramètres que pour la simulation précédente (Fig. 1.9) avec $C_n^2 = 5.10^{-14}m^{-2/3}$. Le champ visualisé mesure 45 cm de largeur.

1.3.1.3 Cohérence spatiale du champ propagé dans le cas onde plane

On définit la fonction de cohérence spatiale B_Ψ d'un champ complexe Ψ . Elle permet de quantifier la perte de cohérence spatiale induite par la propagation à travers la turbulence. Dans le cas d'une onde plane, elle s'écrit :

$$B_\Psi(\vec{\rho}) = \frac{\langle \Psi(\vec{r}) \Psi^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle}{\langle |\Psi(\vec{r})|^2 \rangle}. \quad (1.22)$$

On peut montrer [31] que, après propagation à travers la turbulence atmosphérique :

$$B_\Psi(\vec{\rho}) = e^{-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-\frac{5}{3}}}, \quad (1.23)$$

où ρ_0 est appelée longueur de cohérence du champ. Elle correspond à l'écartement existant entre deux points du champ dans le plan de réception pour lequel la corrélation spatiale de B_Ψ n'est plus que de $1/e$. Plus ρ_0 est petit, plus le champ évolue rapidement dans le plan d'intérêt. Naturellement, ρ_0 décroît avec l'augmentation de la force de turbulence, donc avec l'augmentation du volume turbulent traversé.

Yura [32] donne l'expression de ρ_0 :

$$\rho_0 = \left[1.46 k_0^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \right]^{-\frac{3}{5}}, \quad (1.24)$$

dans le cas d'une onde plane se propageant selon l'axe (Oz) sur une distance L . Dans notre cas de propagation horizontale, on peut considérer que la turbulence est constante sur toute la distance de propagation. ρ_0 devient :

$$\rho_0 = \left[1.46 k_0^2 L C_n^2 \right]^{-\frac{3}{5}}. \quad (1.25)$$

La longueur de cohérence ρ_0 du champ est directement relié au diamètre de Fried r_0 par [31] :

$$r_0 = 2,11 \rho_0. \quad (1.26)$$

1.3.2 Caractérisation de la performance d'une liaison optique

1.3.2.1 Power-in-the-Bucket

Un premier critère de la performance d'une liaison optique est le rapport de la quantité de flux reçu I_R par le télescope de réception sur la quantité de flux émis I_E par le télescope d'émission. Ce critère est appelé dans la littérature *Power-in-the-Bucket* (PIB) :

$$PIB(t) = \frac{I_R(t)}{I_E} = \frac{\int |\psi_R(\vec{r}', t)|^2 \mathcal{P}_R(\vec{r}') d\vec{r}'}{\int |\psi_E(\vec{r})|^2 \mathcal{P}_E(\vec{r}) d\vec{r}}, \quad (1.27)$$

où \mathcal{P}_E et \mathcal{P}_R sont respectivement les pupilles d'émission et de réception. Dans la pratique, I_E , ou I_{source} , peut être considérée comme constante. I_R , et donc le PIB, sont toujours fonction du

temps (évolution de la turbulence), ou du tirage d'écrans de phase considéré dans le cadre d'une simulation numérique (cf. §1.2.3.2).

1.3.2.2 Fluctuations d'intensité

La véritable préoccupation lors de la conception d'une LOA est d'éviter que $I_R(t)$ soit trop faible pour la détection d'un bit. Pour évaluer l'impact des évolutions de la turbulence sur la détection du flux, on utilise l'écart-type normalisé des fluctuations de I_R : $\frac{\sigma_{I_R}}{\langle I_R \rangle}$.

1.3.2.3 Bit-Error-Rate

Dans le domaine des télécommunications, le critère le plus employé pour caractériser la qualité de transmission des données est appelé *Bit-Error-Rate* (BER). Il représente le rapport du nombre d'erreurs (bits perdus ou erronés) sur le nombre de bits effectivement envoyés :

$$\langle BER \rangle = \frac{\text{Nombre d'erreurs}}{\text{Nombre de bits envoyés}} \quad (1.28)$$

Pour des liaisons dont la bande passante est de l'ordre du GHz , le BER moyen toléré est de l'ordre de 10^{-12} . Dans le cas d'une modulation du signal OOK, et d'un **bruit de détection gaussien**, le taux d'erreur moyen s'écrit [33] :

$$\langle BER \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\infty \text{erfc} \left(\frac{I_R}{2\sqrt{2}\sigma_D} \right) P_{I_R}(I_R) dI_R, \quad (1.29)$$

où P_{I_R} est la densité de probabilité de I_R , et σ_D l'écart-type du bruit de détection.

On définit le rapport signal à bruit (SNR pour Signal to Noise Ratio) moyen :

$$\langle SNR \rangle = \frac{\langle I_R \rangle}{\sigma_D} \quad (1.30)$$

On trace l'évolution du BER moyen en fonction du SNR moyen pour différentes valeurs du taux de fluctuations d'intensité dans la pupille, **dans l'hypothèse où P_{I_R} suit une loi gaussienne** (Fig. 1.11). Cette hypothèse n'est valide qu'à faible perturbation.

On note la proposition de certains auteurs [34, 35] d'utiliser une loi empirique nommée Gamma-Gamma ($\Gamma - \Gamma$), pour décrire la densité de probabilité de l'intensité totale collectée par une optique circulaire en régime de fortes perturbations. Cependant, cette loi ne découle d'aucune dérivation analytique et son domaine de validité reste à quantifier.

L'hypothèse de P_{I_R} gaussien est fondamentale car elle permet d'écrire analytiquement le BER. Autrement, pour accéder à P_{I_R} par la simulation numérique à une précision du BER moyen de 10^{-12} , il aurait fallu réaliser 10^{12} tirages de turbulence, ce qui n'est pas envisageable. Or, dans le cas d'une LOA longue portée, nous ne nous trouvons pas dans un régime de faibles perturbations comme le requiert l'hypothèse P_{I_R} gaussien. Cependant, N. Schwartz a démontré dans sa thèse [1] qu'après précompensation, nous retombons dans des conditions de P_{I_R} gaussien.

On conclut de la Figure 1.11 que le seuil $\langle BER \rangle = 10^{-12}$ ne peut être atteint pour un $\langle SNR \rangle < 20$ (SNR typique) qu'avec une valeur de $\sigma_I / \langle I \rangle < 0,1$. Cette dernière inégalité va

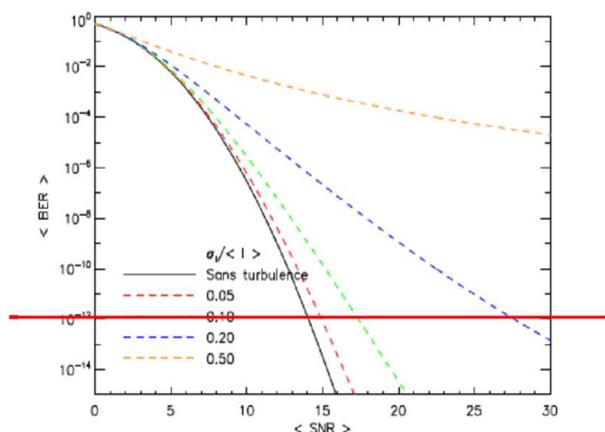


FIGURE 1.11 – Évolution du BER moyen pour une statistique gaussienne de l'intensité détectée en fonction du $\langle SNR \rangle$. Différentes forces de turbulence sont représentées et sont discriminées selon leur variance normalisée $\sigma_I / \langle I \rangle$. Trait rouge : limite maximum du BER toléré en télécommunications. Courbe extraite de [1].

fixer notre objectif de performance de LOA pour tout le reste du mémoire. Cette valeur est très contrainte par la turbulence atmosphérique, à cause du phénomène de scintillation qui tend à faire varier le flux détecté au cours du temps.

1.3.2.4 La courte portée sans précompensation

De premiers systèmes de LOAs, dont l'architecture est la même que celle représentée Fig. 1.2, ont déjà été réalisés, mais sont très largement limités en portée pour satisfaire la limite de BER moyen vue précédemment. Sur une portée de l'ordre du kilomètre, l'entreprise américaine *LIGHTPOINTE wireless* propose avec son produit AireLite G une liaison optique de débit 1Gbit/s . À une portée de 2,5 km, le débit du produit dédié AireLite 100E est réduit à 100Mbits/s .

Par ailleurs, un réseau déployé dans la région du Kanto (Japon), connectant une dizaine d'écoles distantes entre elles de 500 m à 2 km, a permis d'étudier la robustesse du dispositif de LOA au cours de différentes conditions climatiques [36].

Tous ces systèmes se retrouvent face à l'impossibilité d'augmenter leur portée car ils se voient limités par les effets de la turbulence atmosphérique sur le faisceau propagatif. La seule perspective pour assurer à une LOA un haut débit à des portées intéressantes ($> 10\text{ km}$) est de limiter l'effet de la turbulence sur la propagation laser. Pour ce faire, l'idée principale va être de précompenser avant l'émission en turbulence les perturbations que va subir le faisceau laser au cours de sa propagation. Il faut donc précompenser l'émission laser par une méthode adaptée, pour limiter les effets de la turbulence sur le flux détecté. C'est l'objet des travaux présentés dans ce manuscrit.

1.4 De la nécessité de précompenser le faisceau émis en turbulence

Nous avons vu que, en dépit de l'impact de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser, de premiers systèmes de LOAs sol-sol ont déjà pu être conçus. Cependant, leur portée est limitée à quelques kilomètres maximum. Pour améliorer cette portée, nous entendons atténuer les distorsions de phase introduites par la turbulence en imposant dès l'émission du faisceau les distorsions de phase contraires. C'est ce que l'on appelle la précompensation. Le gain d'un tel dispositif est en premier lieu d'éviter toute extinction du flux reçu pour ne pas perdre de bits de données. Mais le soulagement des systèmes en termes de puissance d'émission n'est également pas du tout un point négligeable. En effet, dans le cadre d'une propagation de longue portée (> 10 km), le rapport entre le diamètre des télescopes de réception et la longueur de cohérence ρ_0 du champ dans le plan de détection sera au minimum de l'ordre de vingt. Cela signifie un flux reçu sur la surface de l'ordre de un $400^{\text{ème}}$ du flux investi. De plus, pour détecter ce flux, il faudra être capable de l'injecter dans des fibres optiques monomodes, dont la taille de cœur est de l'ordre du diamètre de la tache focale du système de détection sans aberration. À nouveau, le flux injecté dans les fibres d'un multiplexeur en longueur d'onde (WDM) sera de l'ordre de un $400^{\text{ème}}$ du flux reçu, soit un bilan global de 10^{-6} . À noter que l'utilisation de fibre multimodes, dont les cœurs sont plus larges, ne permet pas une séparation efficace des longueurs d'ondes incidentes. Il n'est ainsi plus possible de fonctionner simultanément avec plusieurs canaux de données, comme c'est le cas avec le WDM. La nécessité de précompenser pour optimiser à la fois la propagation en turbulence et le couplage avec des fibres optiques paraît alors inévitable, dès lors que l'on travaille avec des portées plus importantes, donc des faisceaux plus perturbés.

Chapitre 2

Pallier les effets de la turbulence atmosphérique

Sommaire

2.1	Introduction	45
2.2	La précompensation pour les LOAs	46
2.2.1	Principe de la précompensation	46
2.2.2	Application aux LOAs	47
2.3	Précompensation de phase	49
2.3.1	La mesure de front d'onde	49
2.3.2	La modulation du front d'onde	51
2.3.3	Réalisations de LOAs de courte portée	52
2.4	Longue portée : précompensation de phase et d'amplitude	53
2.4.1	Mise en œuvre de la conjugaison de phase	53
2.4.2	Réalisation de la précompensation en temps réel	58
2.5	Le projet SCALPEL	60
2.5.1	Objectifs	60
2.5.2	Choix de la longueur d'onde	60
2.5.3	Portée de la liaison optique	62
2.5.4	Diamètre des télescopes	63
2.5.5	Nombre de points d'action dans la pupille	63
2.5.6	Performances ultimes théoriques	65

2.1 Introduction

La nécessité de précompenser le faisceau à l'émission pour améliorer d'une part sa propagation en turbulence atmosphérique, d'autre part l'injection du flux reçu dans une fibre optique monomode, apparaît indispensable pour des faisceaux très perturbés.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux différentes stratégies de précompensation existantes, et à leur réalisation physique. Nous analyserons les limitations des LOAs déjà fonctionnelles et proposerons la mise en œuvre d'une LOA plus ambitieuse, sur la base d'une rupture avec la stratégie de précompensation adoptée. Un projet, intitulé SCALPEL et dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse, se donne pour ambition de porter le concept physique à un dispositif de LOA opérationnel. Un jeu de paramètres dimensionnant ce système de LOA a été défini. Nous ferons alors une analyse par simulation numérique des performances à attendre du système.

2.2 La précompensation pour les LOAs

2.2.1 Principe de la précompensation

L'objectif de la précompensation est d'améliorer la propagation du faisceau en milieu turbulent pour permettre sa détection. Dans le cadre d'une LOA, le critère qui permet d'évaluer son fonctionnement est le BER (§1.3.2.3). Le BER est directement relié aux critères de PIB et de fluctuation du PIB en fonction des évolutions temporelles de la turbulence. L'objectif de la précompensation est alors de maximiser le flux détecté par un récepteur après propagation en turbulence.

Pour ce faire, la précompensation doit annuler l'effet de la turbulence, cette dernière induisant des fluctuations locales de l'indice de l'air sur le trajet de propagation et donc une déformation du front d'onde. La précompensation consiste alors à appliquer à l'émission du faisceau la déformation inverse de celle qu'il va subir en se propageant à travers la turbulence. Selon le principe de retour inverse de la lumière, la précompensation aboutit à la détection du profil d'émission du faisceau sonde, concentré dans la pupille (Fig. 2.1). Le PIB est alors maximisé.

La précompensation se déroule alors en deux étapes successives :

- analyse du faisceau sonde s'étant propagé à travers la turbulence.
- application de la déformation inverse au faisceau contra-propagatif.

L'analyse du faisceau sonde fait appel à une mesure de front d'onde pour accéder à la déformation de son front d'onde. L'application de la déformation inverse nécessite un modulateur de front d'onde, typiquement un miroir déformable. Ces deux éléments clés seront décrits §2.3.1 et 2.3.2.

Ce concept de précompensation, que l'on trouve dans la littérature sous l'appellation *time reversal*, connaît actuellement un plein essor dans des domaines bien plus larges que les télécommunications optiques, et que l'optique elle-même. Ainsi, le *time reversal* est employé avec des ultrasons émis pour faire converger leur énergie en un point dans un tissu biologique et détruire une tumeur [37]. On le retrouve avec des ondes mécaniques, comme des ondes de surface d'une étendue liquide enregistrées uniquement sur le contour de la surface. Ainsi, il est possible d'inverser temporellement l'action d'une goutte qui tombe à la surface d'un liquide si bien que l'on reproduit la focalisation des ondes de surface vers le point de chute de la goutte jusqu'à la faire resurgir hors de l'eau [38].

Enfin, en optique, le principe de retour inverse de la lumière est employé pour focaliser à travers des milieux hautement diffusants, en éclairage continu [39] ou pulsé [40]. Les effets

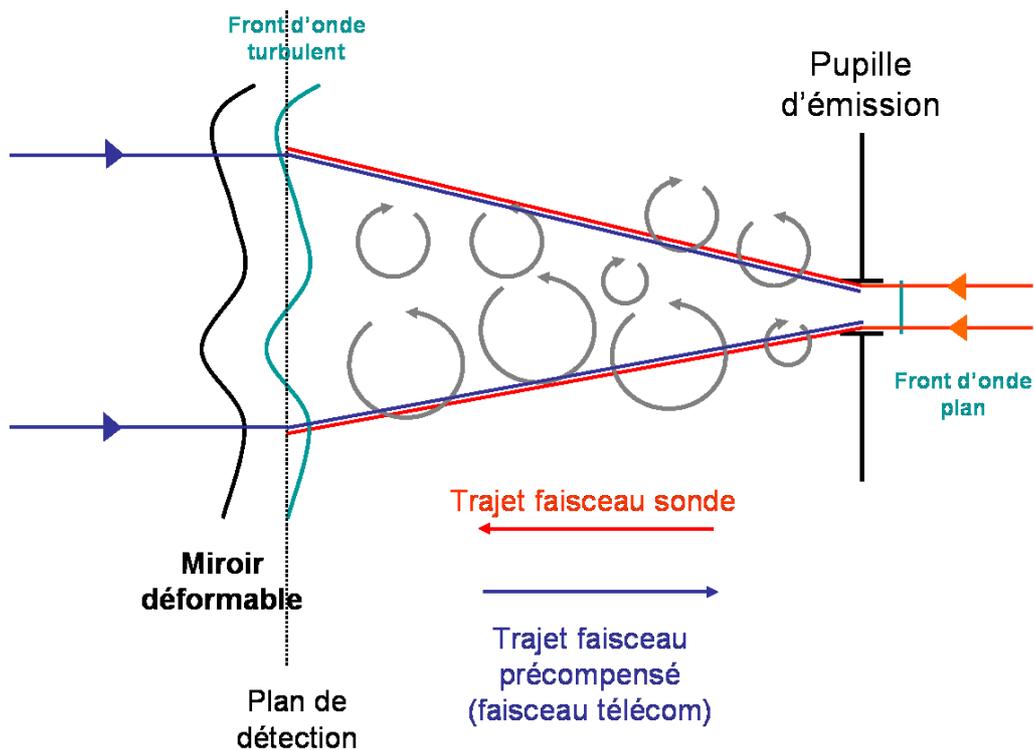


FIGURE 2.1 – Principe de la précompensation en phase. Le faisceau sonde s'élargit en cours de propagation selon le phénomène de beam spreading (cf. §1.3.1.1).

optiques et ultrasoniques peuvent même se nourrir mutuellement pour améliorer la focalisation optique. À l'instar des étoiles laser en astronomie, une source ultrasonique est insérée dans un milieu biologique diffusant. La mesure de la propagation ultrasonique vers l'extérieur sert de sonde pour une focalisation optique vers le point d'émission de la source ultrasonique [41].

2.2.2 Application aux LOAs

La configuration décrite Fig. 2.1 se heurte à plusieurs limitations pour être strictement applicable dans le cadre des LOAs :

- la mesure et la modulation de front d'onde ne peuvent être réalisées dans un plan infini,
- en forte perturbation, la déformation du faisceau sonde ne se limite pas au front d'onde, mais également au profil d'amplitude (phénomène de scintillation décrit §1.3.1.1).

En effet, dans le cadre d'une LOA, le principe de retour inverse de la lumière est tronqué par les pupilles des deux télescopes entre lesquels s'établit la liaison. De plus, un retour inverse de la lumière exigerait non seulement de moduler le front d'onde, mais également de reproduire à l'émission du faisceau télécom la répartition d'amplitude du faisceau sonde.

Sur la Figure 2.2, le faisceau $1 \rightarrow 2$ non précompensé est élargi dans le plan de détection du télescope 2. Après précompensation, le faisceau $2 \rightarrow 1$ se concentre dans la pupille du télescope 1. Les deux télescopes sont identiques et le dispositif bidirectionnel, si bien que ce sont les

faisceaux télécoms eux-mêmes, émis par chacun des deux télescopes, qui vont jouer le rôle de faisceau sonde pour le télescope faisant face.

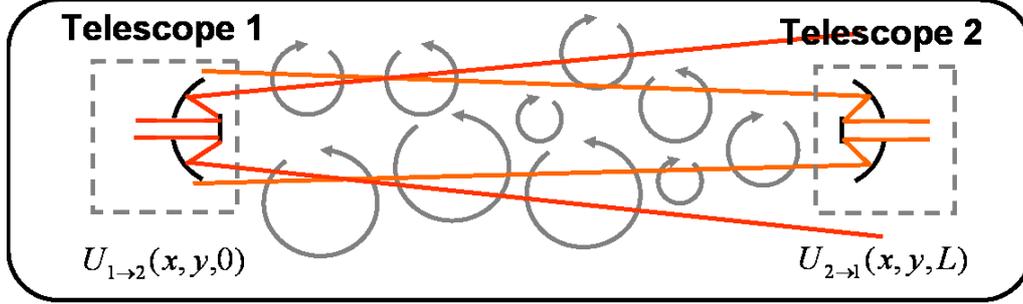


FIGURE 2.2 – Principe de la conjugaison de phase. Le processus est itératif entre les télescopes 1 et 2 et doit converger en un mode de propagation bidirectionnel entre les deux télescopes.

En optique, on ne dispose en pratique que de modulateurs du front d'onde. La modulation d'amplitude d'un faisceau laser est beaucoup plus complexe. Nous ne bénéficions pas de transducteurs qui, comme dans le domaine des ultrasons, permettent de moduler directement phase et amplitude à l'émission.

Face à ce constat, Lukin propose de ne précompenser que la phase, et met en évidence la nécessité de corriger le front d'onde à une échelle spatiale de l'ordre de ρ_0 [42]. Cette précompensation est couramment appelée dans la littérature *phase-only*. Sur une portée de quelques kilomètres, cette précompensation est efficace (testée expérimentalement dans des conditions de fortes perturbations par Primmerman [4]), et même actuellement commercialisée (cf. §2.3.3).

L'expression du faisceau précompensé s'écrit :

$$U_{2 \rightarrow 1}(x, y, L) = A_0 e^{-i \arg(U_{1 \rightarrow 2}(x, y, L))} \times \mathcal{P}, \quad (2.1)$$

où \mathcal{P} est la pupille du télescope, L la distance de propagation, et A_0 l'amplitude uniforme du flux émis.

Des expériences préliminaires de longue portée, sans précompensation, ont été menées pour étudier l'impact de la turbulence atmosphérique sur la propagation laser [43, 44]. Les systèmes basés sur une précompensation *phase-only* sont très limités par la scintillation.

Barchers a proposé de précompenser à la fois phase et amplitude [45] selon le principe de retour inverse la lumière énoncé précédemment. La scintillation serait alors intégrée au principe de précompensation. Il s'agit de la conjugaison de phase, ou précompensation *full-wave* dans la littérature. Dans le cas d'une conjugaison de phase, l'expression du faisceau précompensé s'écrit :

$$U_{2 \rightarrow 1}(x, y, L) = A_0 \frac{U_{1 \rightarrow 2}^*(x, y, L)}{\sqrt{\int \int_{\mathcal{P}} |U_{1 \rightarrow 2}(x, y, L)|^2 dx dy}} \times \mathcal{P}, \quad (2.2)$$

où $*$ est le symbole de conjugaison et $\sqrt{\int \int_{\mathcal{P}} |U_{1 \rightarrow 2}^*(x, y, L)|^2 dx dy}$ simplement un terme de renormalisation.

Dans la mesure où les pupilles des télescopes tronquent le champ, Barchers suggère de réaliser la précompensation de façon itérative, jusqu'à trouver le meilleur mode de propagation entre les deux télescopes à turbulence figée. Les itérations devront naturellement être réalisées plus rapidement que les évolutions de la turbulence, afin que celles-ci puissent converger. L'étude de Barchers n'est que théorique et à faible turbulence. À noter que les itérations peuvent également être réalisées avec une précompensation phase-only.

N. Schwartz a au cours de sa thèse à l'Onera étendu l'étude de précompensation par conjugaison de phase itérative au cas de forte turbulence [1]. Il a démontré qu'il est alors possible de repousser la portée de quelques kilomètres obtenue par correction de phase seule à une dizaine de kilomètres par conjugaison de phase itérative.

2.3 Précompensation de phase

La précompensation de phase nécessite une mesure du front d'onde incident (faisceau sonde) et un modulateur de phase pour appliquer la précompensation déduite de la mesure. Nous développons les différentes technologies existantes de mesure et de mise en forme du front d'onde, et analysons les différents avantages et inconvénients qu'elles présentent dans le cadre d'utilisation des LOAs.

2.3.1 La mesure de front d'onde

La mesure de front d'onde est une difficulté en optique car les fréquences en jeu sont telles que les capteurs (matrices CCD) ne sont sensibles qu'à la composante moyenne du champ électrique. De fait, seule la mesure de l'intensité, par ailleurs nécessaire à la précompensation full-wave, est directement accessible. La mesure de phase est quant à elle perdue lors de l'intégration du signal par le capteur de la caméra.

Il existe cependant de nombreuses techniques de mesure indirectes permettant d'évaluer la phase. Un des analyseurs de surface d'onde (ASO) le plus courant est le Shack-Hartmann [46], qui repose sur un échantillonnage du champ par une matrice de micro-lentilles. La position du centre de gravité des taches focales par rapport à l'axe optique de chacune des micro-lentilles donne une mesure de pente locale de la surface d'onde (voir Fig. 2.3).

L'ensemble des pentes locales permet d'accéder à une carte de la phase. Le Shack-Hartmann est un analyseur dit géométrique, car il repose sur l'approximation de l'optique géométrique. Il est donc par nature polychromatique. Dans la gamme des analyseurs géométriques, on peut citer également l'analyseur à courbure [47], se situant entre le plan focal et plan pupille, l'analyseur pyramide [48] en plan pupille.

Les avantages des ASOs géométriques sont résumés par les points suivants :

- polychromatiques,
- linéaires (traitement des données simple),
- bien maîtrisés.

En revanche, ils présentent également les inconvénients suivants :

- sensibles à la scintillation,

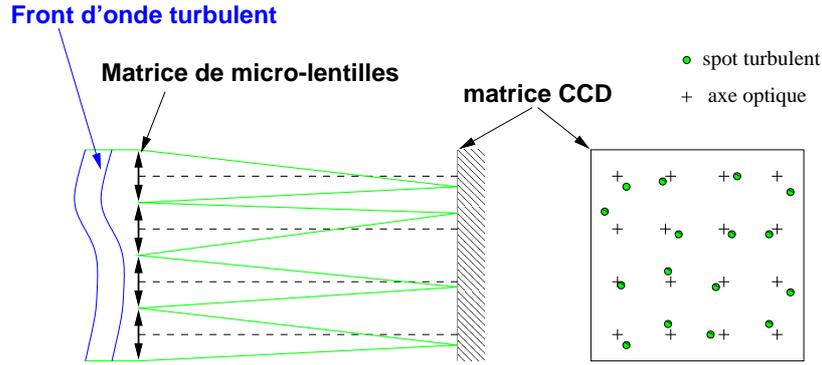


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann.

– la mesure de phase est indirecte.

Dans le cas du Shack-Hartmann, les micro-lentilles qui permettent d'échantillonner la surface d'onde sont partiellement éclairées en présence de scintillation, si bien que les mesures des centres de gravité au foyer de chaque micro-lentille ne sont plus directement liées à la pente locale de la surface d'onde. De plus, la présence de branch points (cf. Fig. 1.9) rend la phase non linéaire et donc non mesurable par un analyseur de front d'onde géométrique. Il est ainsi difficile de remonter à la phase avec ce type d'analyseur.

Il existe également des analyseurs non géométriques qui effectuent la mesure de phase directement sur toute la pupille, ce qui les rend plus robustes à la scintillation. Ils sont alors plus à même de correspondre aux conditions de mesure d'une LOA. Le plus classique d'entre eux est la diversité de phase, proposée pour la première fois en 1982 par Gonsalves [49]. La diversité de phase repose sur la mesure des répartitions d'intensité dans le plan focal et un plan extra focal du champ dont on souhaite mesurer la phase plan pupille.

En effet, les répartitions d'intensité en plan focal et extra focal dépendent directement de la phase φ du champ incident. Ainsi, avec un modèle de formation d'image diffractif en plan focal, il est possible de remonter de la répartition d'intensité en plan focal à la phase en plan pupille. La mesure du champ défocalisé sert juste à lever une indétermination mathématique sur le signe de la phase.

Dans le cas d'une LOA, l'émission est un laser collimaté donc la source est ponctuelle. L'intensité moyenne en champ lointain correspond alors simplement au module carré de la transformée de Fourier (TF) du champ complexe incident ψ , où $\psi = \mathcal{P}e^{i\varphi}$ dans la pupille uniforme \mathcal{P} .

On définit un critère d'attache aux données J , qui correspond à la différence entre les images mesurées et celles simulées par le modèle de formation d'image [50] :

$$J(\varphi) = \|i_1 - |TF(\mathcal{P}e^{i\varphi})|^2\|^2 + \|i_2 - |TF(\mathcal{P}e^{i(\varphi+\varphi_d)})|^2\|^2, \quad (2.3)$$

avec i_1 la répartition d'intensité en plan focal, i_2 en plan défocalisé et φ_d la phase traduisant la défocalisation entre les deux plans.

Pour que l'expression de J soit complète, on rajoute encore des termes de bruit de mesure sur i_1 et i_2 .

La minimisation de J selon le paramètre φ permet d'aboutir à une estimation de la phase en plan pupille $\tilde{\varphi}$. Cette dernière correspond à notre mesure par diversité de phase.

À noter que le modèle de formation d'image est diffractif donc chromatique, d'où une mesure par diversité de phase elle-même chromatique. Des études sont menées pour effectuer et évaluer les performances de cette mesure en plus large bande [51].

Contrairement aux ASOs géométriques, cet ASO non géométrique permet d'accéder à la phase d'un champ présentant de la scintillation. En revanche, il nécessite un temps de calcul significatif pour minimiser le critère J . Il ne permet ainsi pas d'accéder à la phase en temps réel, et donc de réaliser la précompensation (itérative) d'une LOA plus rapidement que les évolutions de la turbulence.

À noter que pour tout type d'ASO, la reconstruction de la phase peut se faire soit sous la forme d'une carte de phase point à point, soit sous la forme d'une décomposition sur une base de polynômes. On relève notamment la base des polynômes de Zernike, définis sur un support circulaire (pupille). Aux premiers ordres, ils correspondent à des aberrations optiques communes (tilt, défocus (Z_4), astigmatisme, coma, aberration sphérique - voir Annexe 1 pour leur formule et représentation), d'où leur utilisation courante pour décrire une phase turbulente atmosphérique [52].

2.3.2 La modulation du front d'onde

Une fois la mesure du front d'onde incident réalisée à l'aide d'un ASO, l'autre élément clef de la précompensation est la mise en forme de front d'onde. Initialement développés pour l'astronomie, les modulateurs de front d'onde permettent d'aplanir un front d'onde incident (en provenance du ciel) et faire de l'imagerie au foyer d'un télescope. Dans le cadre des LOAs, ces mêmes modulateurs de front d'onde peuvent nous permettre de moduler en phase à l'émission le faisceau laser.

Cette correction de front d'onde est effectuée par ce qui est communément appelé un miroir déformable, à savoir une surface réfléchissante dont les creux et les bosses à la surface impriment un front d'onde au champ incident. Une technologie répandue de miroir déformable est celle faisant appel à des piézoélectriques, pilotables en tension, qui poussent ou tirent sur la surface réfléchissante et la déforment. Cependant, l'épaisseur des piézoélectriques ne permet pas d'imprimer une phase avec une très haute résolution spatiale. Un autre technologie, basée sur les MEMS (MicroElectroMechanical Systems), comporte de nombreux points d'action et fonctionne à plusieurs kHz . Ces derniers sont commercialisés par Boston Micromachines Corporation, comme le kilo-DM (voir Fig. 2.4), justement développé initialement pour un projet de télécommunication laser du DARPA.

Beaucoup moins onéreux, le concept de modulation de phase par réflexion sur une matrice de cristaux liquides pneumatiques permet d'accéder à une très haute résolution spatiale de modulation de phase. Ces composants sont appelés *Spatial Light Modulators* (SLMs). L'inclinaison des cristaux par rapport à l'axe optique dans un actionneur du SLM est contrôlé par une tension électrique appliquée aux bornes de l'actionneur. Selon l'inclinaison, l'épaisseur de cristal traversé par le champ varie. L'indice de l'actionneur selon la direction de propagation s'en trouve

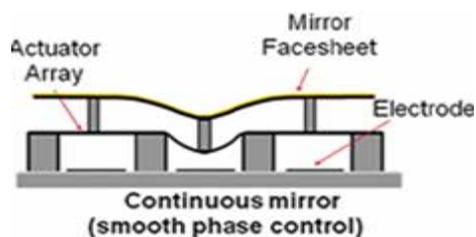


FIGURE 2.4 – Schéma de principe du miroir du kilo-DM de Boston Micromachines. (source : <http://bostonmicromachines.com/beamshaper.html>).

modifié (biréfringence), ce qui permet de moduler la phase en fonction de la tension électrique (voir Fig. 2.5).

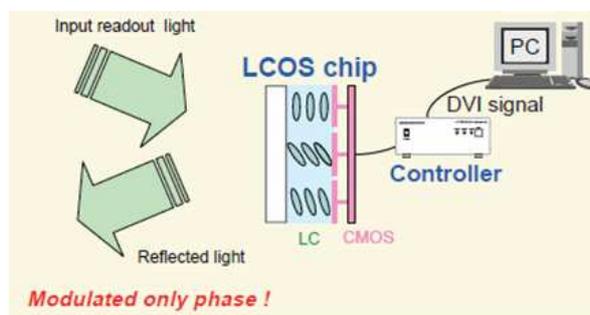


FIGURE 2.5 – Schéma de principe du LCOS-SLM de Hamamatsu (source : site Hamamatsu).

Les SLMs présentent deux inconvénients majeurs par rapport aux miroirs déformables.

- La dynamique de phase que peut appliquer un SLM est beaucoup moins importante que celle d'un miroir déformable. Pour le SLM, celle-ci dépend de l'épaisseur du cristal liquide, limitée par l'importance de la tension à appliquer qui augmente avec le nombre de cristaux à aligner. Pour les miroirs déformables, un déplacement mécanique micrométrique de leur surface réfléchissante suffit à couvrir une large dynamique de phase dans le visible.
- La fréquence de fonctionnement d'un SLM est beaucoup plus faible (de l'ordre de 60 Hz), car le temps de relaxation des cristaux après application d'une tension est important.

De même qu'un miroir déformable, un SLM est un composant optique actif de phase seule (phase-only dans la littérature), qui induit une modulation exclusive de la phase et non de l'amplitude. Ainsi, il permet en tant que tel de réaliser une précompensation phase-only, mais non une précompensation full-wave.

2.3.3 Réalisations de LOAs de courte portée

La société AOptix Technologies [53] propose aujourd'hui un système commercial reprenant le principe d'une mesure ASO (à courbure) asservissant un miroir déformable. En se plaçant en milieu urbain au sommet de tours, leur produit *IntellimaxTM* MB-2000 offre un débit de 2 Gbits/s sur une portée pouvant atteindre 10 km [54].

La mesure de phase est contraignante de par sa difficulté technique et son encombrement dans un système d'exploitation. Vorontsov [55] a développé un algorithme permettant de faire converger la commande du miroir déformable en fonction d'un critère : maximisation du flux détecté dans une pupille après propagation en turbulence. À l'initialisation de l'algorithme, le miroir déformable peut être pris comme plan. À convergence de l'algorithme, on tombe dans un maximum que l'on espère global du flux détecté après propagation. L'exploitation de cette méthode [1] tend à donner théoriquement des résultats équivalents à un boucle d'OA classique pour les LOAs. Cependant, la bande passante électronique élevée requise pour assurer une convergence rapide n'a permis qu'une implantation récente de cet algorithme pour les LOAs [56].

Toujours est-il que toute précompensation reposant sur la seule modulation de phase est limitée en portée à quelques kilomètres, à cause de l'effet de scintillation. La précompensation par conjugaison de phase permettrait quant à elle d'intégrer la scintillation dans le principe de retour inverse de la lumière, et aboutit numériquement à de meilleurs résultats [1].

2.4 Longue portée : précompensation de phase et d'amplitude

La mise en œuvre de la conjugaison de phase, seule alternative envisagée aujourd'hui pour améliorer la portée des FSOs, est beaucoup plus complexe que la simple modulation de front d'onde. C'est pourquoi elle n'a à ce jour encore jamais été réalisée expérimentalement dans le domaine optique.

2.4.1 Mise en œuvre de la conjugaison de phase

La conjugaison de phase exige une modulation en phase et en amplitude d'un signal laser d'amplitude initialement uniforme et de front d'onde plan.

Pour la modulation de phase, on peut faire appel à des miroirs déformables ou à des SLMs. Pour la modulation d'amplitude, la méthode la plus fruste serait d'atténuer localement le faisceau pour produire la répartition d'amplitude voulue. Celle-ci peut être réalisée par deux SLMs successifs aux polarisations croisées. L'angle entre les axes de polarisations des deux SLMs est réglable et l'amplitude du champ après réflexion sur les deux SLMs correspondrait au résultat de sa projection sur les deux axes. Le concept de l'atténuation peut être réalisée plus subtilement avec un seul modulateur de phase et sera décrit §2.4.1.1.

Si on peut éviter la perte de puissance laser à la mise en forme, il faut pouvoir guider le flux dans la pupille des zones à éteindre vers les zones à éclairer. Une technique de mise en forme à deux modulateurs de phase le permet, même si des pertes de flux sont quand même inévitables (§2.4.1.2).

Enfin, la seule technique de modulation d'amplitude et de phase qui garantirait aucune perte de flux nous semble être un montage fibré présenté §2.4.1.3, et dont le concept a été proposé à l'Onera.

2.4.1.1 Technique à un seul modulateur de phase

À partir d'un champ uniforme $\Psi_{laser} = A_0$, on cherche à moduler un champ $\Psi_c = A_c e^{i\varphi_c}$. Une technique de modulation indépendante de phase et d'amplitude avec un seul modulateur a été proposée par Bagnoud [57]. Le principe en est qu'une modulation de phase plan pupille à haute fréquence, filtrée en plan focal, induit une modulation d'amplitude plan pupille. Les modulations de phase sont quant à elles à une fréquence suffisamment basse pour ne pas être affectées par le filtrage (illustration Fig. 2.6).

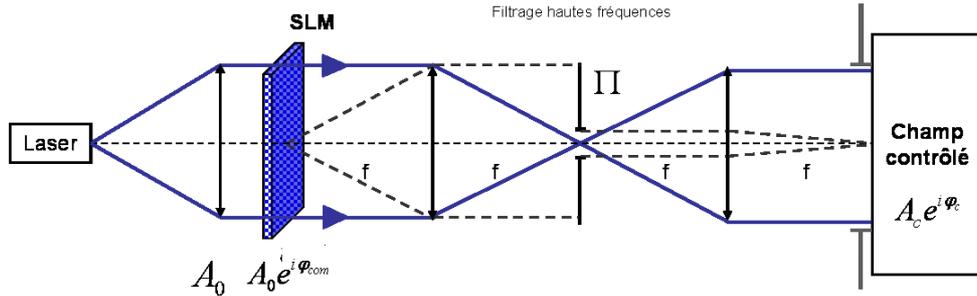


FIGURE 2.6 – Technique de modulation indépendante d'amplitude et de phase avec un seul SLM.

Prenons un dispositif de contrôle de la phase φ_{com} comportant $2N$ par $2N$ points d'action et à partir de laquelle on souhaite moduler N par N points d'action du champ Ψ_c . On regroupe chaque point d'action de φ_{com} en paquets de quatre pixels, alternant une commande de phase $\varphi_+(n, m)$ et $\varphi_-(n, m)$ (cf. Fig. 2.7). (n, m) est l'indice dans le plan du paquet et du point d'action $\Psi_c(x_n, y_m)$ que l'on cherche à piloter ($(n, m) \in [1, N]^2$). On dispose ainsi de N^2 paquets, chacun permettant de piloter les N^2 points de Ψ_c après filtrage fréquentiel. On note Λ la largeur physique d'un paquet.

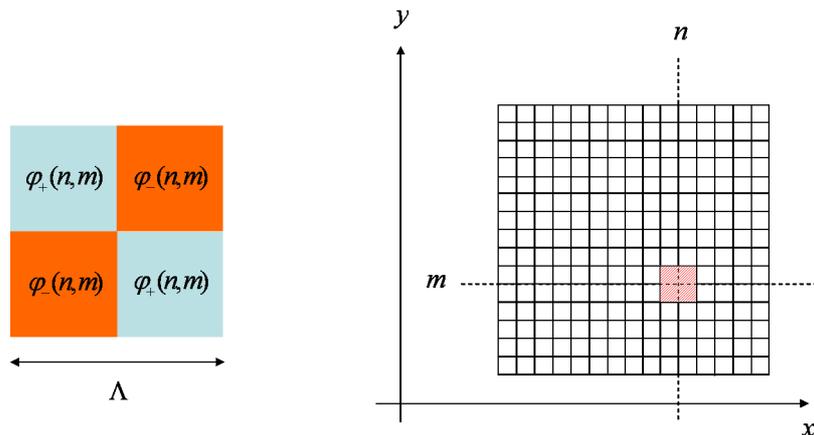


FIGURE 2.7 – À gauche : schéma représentant un macropixel de commande. À droite : macropixel de commande dans la commande globale.

$\Psi(x, y)$ s'écrit selon l'expression :

$$\Psi(x, y) = A_0 \Pi_{\Lambda}(x, y) * \left[\sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \delta(x_n - n\Lambda, y_m - m\Lambda) \times e^{i\varphi(x,y)} \right], \quad (2.4)$$

où δ représente la fonction de Dirac, et Π_{Λ} la fonction porte bidimensionnelle de largeur Λ .

En utilisant l'écriture du peigne de Dirac \sqcup_{Λ} , $\Psi(x, y)$ devient :

$$\Psi(x, y) = A_0 \Pi_{\Lambda}(x, y) * \left[\sqcup_{\Lambda}(x, y) \times e^{i\varphi(x,y)} \right]. \quad (2.5)$$

Soit $\tilde{\Psi}$ le champ en plan focal. On obtient :

$$\tilde{\Psi}(\nu_x, \nu_y) = A_0 TF(\Pi_{\Lambda}(x, y)) \cdot \left[\sqcup_{\frac{\Lambda}{2}}(\nu_x, \nu_y) * TF(e^{i\varphi(x,y)}) \right]. \quad (2.6)$$

Après filtrage fréquentiel, si le spectre de φ est bien échantillonné, on obtient :

$$\tilde{\Psi}_f(\nu_x, \nu_y) = A_0 TF(\Pi_{\Lambda}(x, y)) TF(e^{i\varphi(x,y)}). \quad (2.7)$$

On décompose $\Psi = \Psi_+ + \Psi_-$ avec :

$$\Psi_+(x, y) = \frac{A_0}{4} \Pi_{\Lambda}(x, y) * \left[\sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} [\delta(x - n\Lambda, y - m\Lambda) + \delta(x - n\Lambda - \frac{\Lambda}{2}, y - m\Lambda - \frac{\Lambda}{2})] \times e^{i\varphi_+(x,y)} \right], \quad (2.8)$$

$$\Psi_-(x, y) = \frac{A_0}{4} \Pi_{\Lambda}(x, y) * \left[\sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} [\delta(x - n\Lambda - \frac{\Lambda}{2}, y - m\Lambda) + \delta(x - n\Lambda, y - m\Lambda - \frac{\Lambda}{2})] \times e^{i\varphi_-(x,y)} \right] \quad (2.9)$$

En plan focal, on obtient :

$$\tilde{\Psi}_+(\nu_x, \nu_y) = \frac{A_0}{4} TF(\Pi_{\Lambda}(x, y)) \left[TF(e^{i\varphi_+(x,y)}) * \left[(\sqcup_{\frac{\Lambda}{2}} + \sqcup_{\frac{\Lambda}{2}}) e^{i\pi\Lambda(\nu_x + \nu_y)} \right] \right]. \quad (2.10)$$

Après filtrage fréquentiel, on ne conserve que les basses fréquences spatiales $(\nu_x, \nu_y) \rightarrow 0$:

$$\tilde{\Psi}_{+f}(\nu_x, \nu_y) = \frac{A_0}{2} TF(\Pi_{\Lambda}(x, y)) TF(e^{i\varphi_+(x,y)}). \quad (2.11)$$

De la même façon,

$$\tilde{\Psi}_{-f}(\nu_x, \nu_y) = \frac{A_0}{2} TF(\Pi_{\Lambda}(x, y)) TF(e^{i\varphi_-(x,y)}). \quad (2.12)$$

L'expression de la totalité du champ Ψ_f , obtenu après filtrage et retour en plan pupille s'obtient en développant $\Psi_f = TF(\tilde{\Psi}_{+f} + \tilde{\Psi}_{-f})$:

$$\Psi_f(x, y) = \frac{A_0}{2} \Pi_\Lambda(x, y) * [e^{i\varphi_+(x, y)} + e^{i\varphi_-(x, y)}], \quad (2.13)$$

$$= A_0 \Pi_\Lambda(x, y) * \left[\cos\left(\frac{\varphi_+(x, y) - \varphi_-(x, y)}{2}\right) e^{i\left[\frac{\varphi_+(x, y) + \varphi_-(x, y)}{2}\right]} \right]. \quad (2.14)$$

Le champ visé par la commande de phase est $\Psi_c = A_c e^{i\varphi_c}$. À l'aide du modulateur de phase, on peut contrôler φ_+ et φ_- de telle sorte que $\Psi_c \approx \Psi_f$. À partir de l'expression 2.14, on fait les approximations :

$$\begin{aligned} A_c(x, y) &\approx A_0 \cos\left(\frac{\varphi_+(x, y) - \varphi_-(x, y)}{2}\right), \\ \varphi_c(x, y) &\approx \frac{\varphi_+(x, y) + \varphi_-(x, y)}{2}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

D'après l'expression de l'Éq. 2.15, on peut comprendre le contrôle de champ à un modulateur de phase comme la mise en place d'interférences locales destructives à l'échelle du macropixel, permettant d'atténuer le faisceau. Ces interférences destructives induisent nécessairement une perte du flux issu de la source laser lors de l'étape de filtrage fréquentiel. La quantité de flux perdu est directement proportionnelle au nombre de macropixels à éteindre dans la pupille. Dans le cas d'un unique speckle brillant à mettre en forme dans la pupille, tout le flux dans la pupille sera atténué sauf à l'endroit du speckle. Si le profil d'amplitude à mettre en forme est plus également réparti dans la pupille, moins de flux sera perdu. On estime la surface de pupille éclairée par le faisceau incident après propagation en turbulence de l'ordre de 20% maximum de la surface de la pupille. Ainsi, il ne sera conservé au mieux que 20% du flux issu de la source après mise en forme. Une autre technique de modulation du champ, cette fois-ci à deux modulateurs de phase, permet d'utiliser tout le flux dans la pupille et pas seulement les zones où se trouvent les speckles brillants.

2.4.1.2 Technique à deux modulateurs de phase

À nouveau, à partir d'un champ uniforme $\Psi_{laser} = A_0$, on cherche à moduler un champ $\Psi_c = A_c e^{i\varphi_c}$. Roggemann propose une technique à deux modulateurs de phase pour moduler un champ à la fois en phase et en amplitude [58]. L'un des modulateurs est placé en plan focal, l'autre en plan pupille (cf. Fig. 2.8).

On dispose en plan focal d'un éclairissement $|\tilde{\Psi}_1|$ quelconque. Cela peut être par exemple une tache d'Airy obtenue à partir d'une pupille éclairée uniformément. Le modulateur de phase présent en plan focal permet d'imprimer une phase φ_{c1} au champ. La répartition d'amplitude du champ Ψ_1 en plan pupille va dépendre de cette commande de phase. Le passage de $\tilde{\Psi}_1$ en plan focal à Ψ_1 en plan pupille s'écrit :

$$\Psi_1 = TF^{-1}(|\tilde{\Psi}_1| e^{i\varphi_{c1}}). \quad (2.16)$$

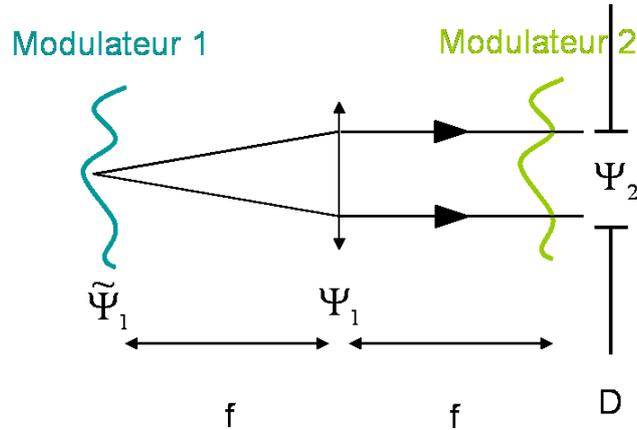


FIGURE 2.8 – Technique de modulation de phase et d'amplitude à deux SLMs.

Un deuxième modulateur de phase permet d'imprimer une phase au champ Ψ_1 , de telle sorte que l'on obtient le champ $\Psi_2 = \Psi_1 \cdot e^{i\varphi_{c2}}$. On cherche les deux commandes φ_{c1} et φ_{c2} telles que $\Psi_2 \approx \Psi_c$.

φ_{c1} est obtenu à l'aide d'un algorithme dit de Gerchberg-Saxton [59] expliqué Figure 2.9.

En fin d'itérations, on trouve une commande φ_{c1} appliquée par le premier modulateur telle que la répartition d'amplitude $|\Psi_2|$ en champ lointain soit la plus proche possible de A_c . Le deuxième modulateur ne sert quant à lui qu'à imprimer la phase φ_c voulue soit :

$$\varphi_{c2} = \varphi_c - \arg(\Psi_1). \quad (2.17)$$

À partir de ces deux commandes de phase successives, on module un champ d'amplitude et de phase quelconques Ψ_2 tel que $\Psi_2 \approx \Psi_c$:

$$\Psi_2 = \left(TF(|\tilde{\Psi}_1| e^{i\varphi_{c1}}) \right) \cdot e^{i\varphi_{c2}} \approx \Psi_c. \quad (2.18)$$

Cette technique est beaucoup plus efficace que celle à un seul modulateur de phase sur le plan de l'utilisation du flux source, comme il sera confirmé par simulation numérique §4.4.3. Cependant, dans la pratique, $\arg(\Psi_1)$ risque de comporter beaucoup de hautes fréquences spatiales, ce qui rend sa mesure difficile. Or, cette mesure conditionne la commande φ_{c2} . De plus, l'architecture optique de cette solution à deux modulateurs de phase est assez lourde à mettre en place.

Une solution faisant appel à de l'optique intégrée, telle que définie ci-après, permettrait de réaliser le contrôle du champ avec un encombrement minimal.

2.4.1.3 Matrice de fibres

Une solution basée sur un Mach-Zender modifié (Fig. 2.10) a été définie à l'unité HRA pour piloter chacune des fibres indépendamment en phase et en amplitude [1].

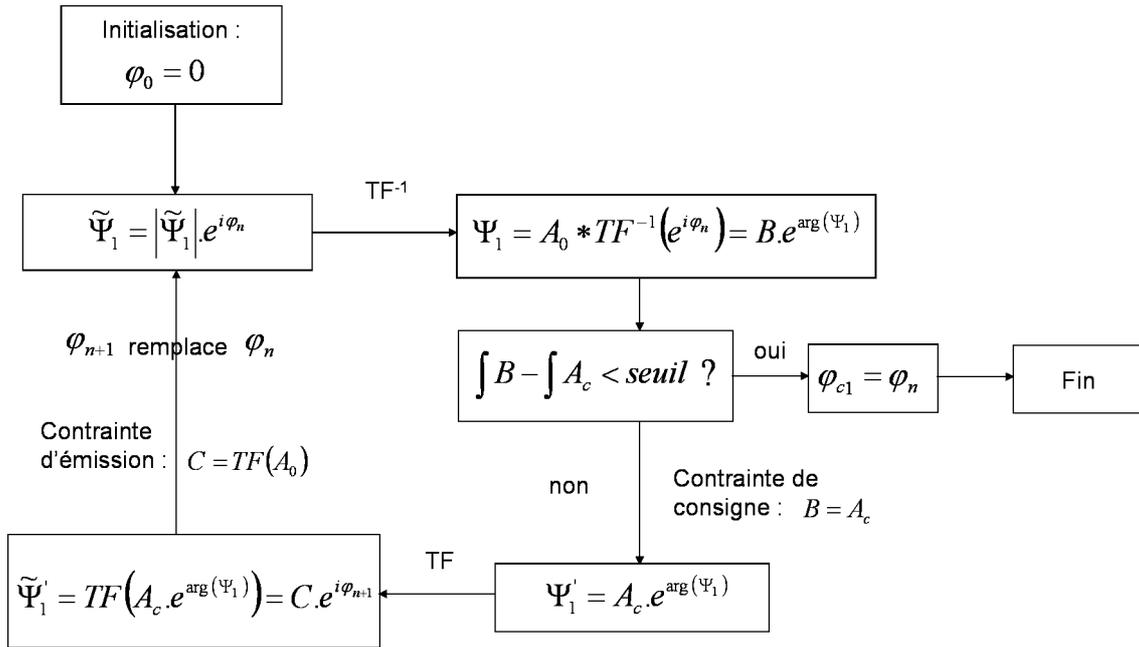


FIGURE 2.9 – Algorithme de Gerchberg-Saxton appliqué à la mise en forme de faisceau d'une LOA.

Un faisceau initial E_0 d'amplitude A_0 se scinde en deux faisceaux E_1 et E_2 d'amplitudes $\frac{A_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \cos(\varphi_0)}$. Ainsi, un premier déphaseur permet de moduler l'amplitude des deux voies de sortie, tandis que deux nouveaux déphaseurs sur chacune de ces deux voies permettent d'en moduler les phases. Ce système vérifie la conservation d'énergie, c'est-à-dire : $|E_1|^2 + |E_2|^2 = |E_0|^2$. Chacune de ces deux voies de sortie peut être placée en entrée d'un nouveau Mach-Zender modifié, si bien que le nombre de sorties pilotées indépendamment en phase et en amplitude est doublé, et ce jusqu'à obtenir le nombre de voies nécessaires.

Cette technique nous permettrait une mise en forme du champ sans perte d'énergie, qui conviendrait parfaitement à une LOA de 10 à 20 km dans l'infra-rouge (de l'ordre de 15 par 15 points d'action à piloter [1]). Il faut alors piloter une centaine de Mach-Zender selon le dispositif Fig. 2.10, d'où une implantation en optique intégrée. Cette implantation ne peut être effectuée qu'avec le concours d'un industriel, que les travaux présentés dans ce mémoire doivent justement inciter.

À noter qu'en optique, la mise en forme du champ sans perte d'énergie nécessite un montage complexe, tandis que pour les ondes ultrasonores existent déjà des transducteurs [60].

2.4.2 Réalisation de la précompensation en temps réel

Des choix concernant les technologies de mesure et de mise en forme du faisceau doivent également être faits au regard des évolutions temporelles de la turbulence.

En effet, les simulations que je présenterai aux chapitres suivants ont été réalisées à turbulence figée, et répétées sur un grand nombre d'occurrences de turbulence selon la méthode décrite

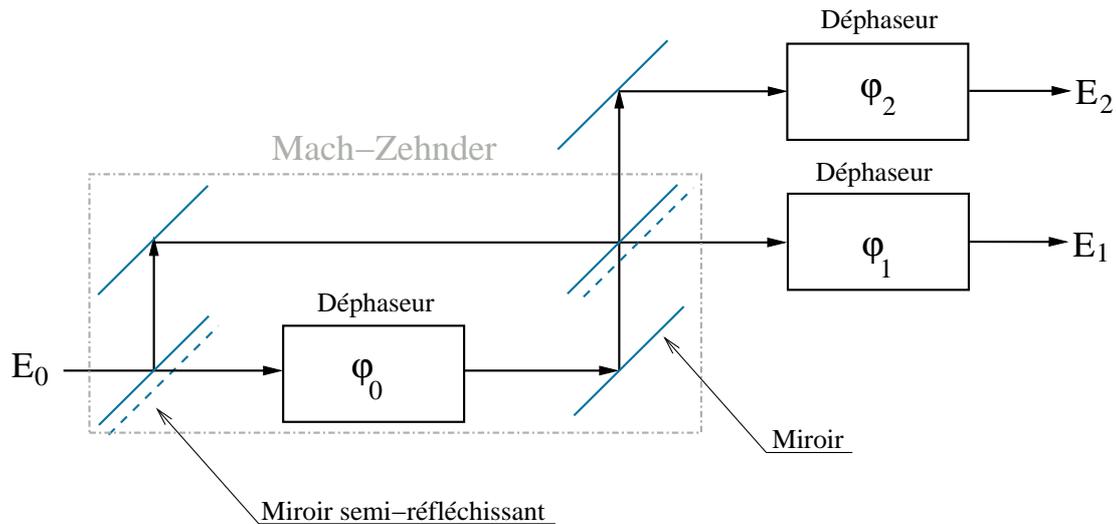


FIGURE 2.10 – Schéma de principe du pilotage en phase et en amplitude de deux champs complexes à partir d'une seule source cohérente.

§1.2.3.2. Ainsi, le processus itératif de la mesure du champ incident suivie de la mise en forme du champ émis doit être réalisé suffisamment rapidement pour pouvoir considérer que la turbulence n'a pas évolué au cours du processus, et garantir les résultats prévus par simulation. En d'autres termes, il s'agit d'assurer une convergence de l'émission laser vers un mode de propagation efficace entre les deux télescopes plus rapide que les évolutions de la turbulence.

2.4.2.1 Temps de cohérence de la turbulence atmosphérique

En considérant que l'évolution de la turbulence est uniquement due à une translation causée par un vent transverse au plan de détection (hypothèse de Taylor - cf. §1.2.3.2), un ordre de grandeur du temps de cohérence τ_0 du champ perturbé est donné par :

$$\tau_0 = \frac{\rho_0}{v_{\perp}}, \quad (2.19)$$

avec v_{\perp} la vitesse moyenne transversale du vent. D'après l'expression de ρ_0 Éq. 1.25, pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$, $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$, $l = 20 \text{km}$, on obtient $\rho_0 = 2 \text{cm}$. Ainsi, pour une vitesse de vent de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde, on s'attend à un temps de cohérence τ_0 de la turbulence de l'ordre de 2 ms.

2.4.2.2 Mesure et émission en temps réel

Plusieurs itérations de conjugaison de phase seront nécessaires pour converger vers un mode de propagation qui maximise les performances de la LOA considérée. Or, il a été vu §2.4.2.1 que le temps de cohérence du champ perturbé est de l'ordre de la milliseconde, d'où la nécessité d'opérer les itérations à quelques kHz. Nous allons ainsi évaluer notre capacité d'analyse et de mise en forme du champ à cette fréquence d'utilisation.

Un fonctionnement à 5 kHz impose un temps de pose inférieur 0,2 ms. Cela exige une source puissante pour minimiser le bruit de détection et un détecteur rapide faible bruit.

Les techniques de mise en forme à un ou deux modulateurs de phase (§2.4.1.2 et 2.4.1.1) nécessitent de nombreux points d'actions. Le seul miroir déformable susceptible de réaliser ces modulations en temps réel (kHz) serait le kilo-DM de Boston Micromachines (cf. 2.3.2). Cependant, il est très coûteux et ne peut donc pas être implanté massivement pour mailler de LOAs tout un territoire.

La seule possibilité d'émission temps réel du champ conjugué pour ce type de LOA reposerait alors sur le concept de matrice de fibre développé §2.4.1.3. Cependant, cette méthode implique de fabriquer un composant d'optique intégrée qui nécessite la collaboration d'un industriel. Il nous apparaît alors judicieux dans un premier temps de mettre au point un démonstrateur du principe de conjugaison de phase itérative pour les propagations laser en espace libre. En effet, la conjugaison de phase optique n'a encore jamais été réalisée expérimentalement à ce jour, et a seulement fait l'objet de prévisions par simulation numérique. C'est seulement suite à cette démonstration qu'il sera pertinent d'engager des moyens plus importants.

2.5 Le projet SCALPEL

2.5.1 Objectifs

Le projet SCALPEL (pour Système de Communication Avancé Laser se Propageant en Espace Libre) vise à tirer parti du principe de conjugaison de phase pour les télécommunications laser en espace libre. Un système de télécommunication infrarouge, haut débit, en espace libre et à longue portée est en cours de définition dans le cadre de ce projet. Plusieurs équipes de l'Onera au savoir-faire complémentaire ont ainsi été rassemblées pour :

- concevoir une émission laser infrarouge (§2.5.2.3),
- optimiser la propagation laser à travers la turbulence atmosphérique (§2.4.1),
- concevoir un détecteur à la longueur d'onde d'émission (§2.5.2.4).

Pour ce faire, SCALPEL a bénéficié d'un financement Carnot pendant trois ans, de 2009 à 2012. L'objectif de ce type de financement est de porter des projets d'innovation technologique à fort potentiel d'essaimage dans le milieu industriel. Le travail de thèse présenté ici s'inscrit dans le cadre de ce projet. L'optimisation de la propagation laser à travers la turbulence atmosphérique a été le travail de simulation numérique effectué au cours de la thèse et préliminaire à la démonstration expérimentale du principe de conjugaison de phase.

2.5.2 Choix de la longueur d'onde

Les télécommunications optiques fibrées, aujourd'hui très répandues, ont permis de développer les technologies nécessaires dans les domaines de l'émission et de la réception à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Cependant, vis-à-vis de paramètres tels que la transmission à travers l'atmosphère ou la sensibilité à la turbulence, l'utilisation de la longueur d'onde $\lambda = 4 \mu\text{m}$ peut s'avérer plus avantageuse.

2.5.2.1 Sensibilité à la turbulence

L'expression de la cohérence spatiale du champ propagé, donnée en équation 1.25, affiche une dépendance en $\lambda^{\frac{6}{5}}$. Ainsi, la cohérence spatiale augmente avec λ , soit une diminution des effets de la turbulence sur la cohérence spatiale. Or, une augmentation de la cohérence spatiale apporte un considérable avantage système du point de vue de la réalisation de la conjugaison de phase. En effet, les fluctuations spatiales du champ étant plus lentes et de plus grandes dimensions, des points d'actions de plus grande taille (et en nombre équivalent) pourront être utilisés pour reproduire le champ conjugué. Le choix $\lambda = 4 \mu\text{m}$ s'avère sur cet aspect fondamental [1].

2.5.2.2 Transmission à travers l'atmosphère

La transmission atmosphérique dépend du temps, du climat, des aérosols et surtout, de la longueur d'onde. Un exemple de la transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde et de la visibilité [61] est donné en Figures 2.11 et 2.12. Dans les longueurs d'onde optiques, la visibilité se définit comme la distance à laquelle se distingue clairement un objet. Elle est réduite typiquement en présence de pollution atmosphérique ou de forte humidité. En air extrêmement propre et sec, comme en Arctique, elle peut atteindre 70 à 100 kilomètres. Un brouillard peut la réduire à quelques mètres.

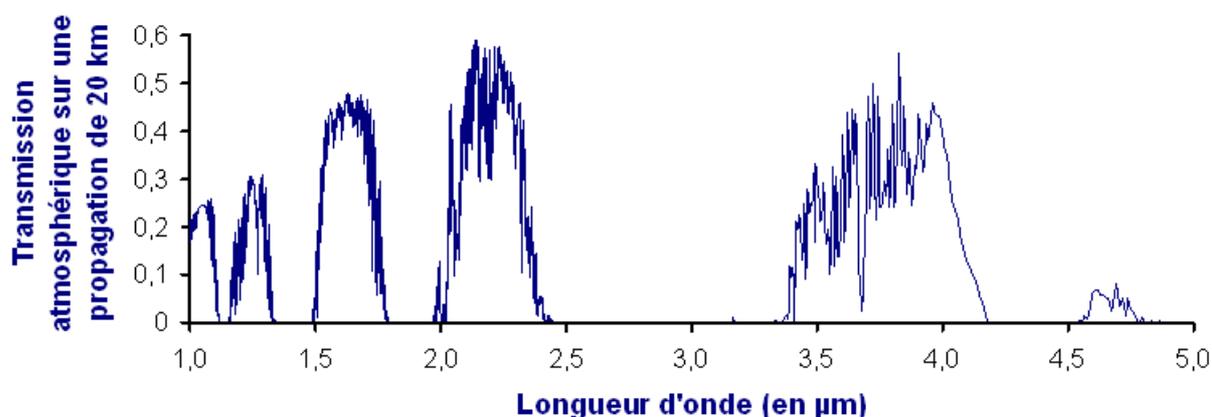


FIGURE 2.11 – Exemple de transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde par temps clair - Simulation MATISSE (source : Onera, <http://matisse.onera.fr>), climat : été tempéré, aérosol : rural, été, visibilité : 23 km, portée : 20 km.

Les longueurs d'ondes $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et $\lambda = 4 \mu\text{m}$ sont équivalentes en termes de transmission atmosphérique en cas d'excellente visibilité (23 km - Fig. 2.11). Cependant, pour une visibilité réduite à quelques kilomètres (Fig. 2.12), un ordre de grandeur est gagné pour une propagation à $4 \mu\text{m}$ contrairement à $1.55 \mu\text{m}$. Pour une visibilité inférieure à 3 km, on gagne deux ordres de grandeur. On a donc tout intérêt à concevoir des LOAs à $4 \mu\text{m}$.

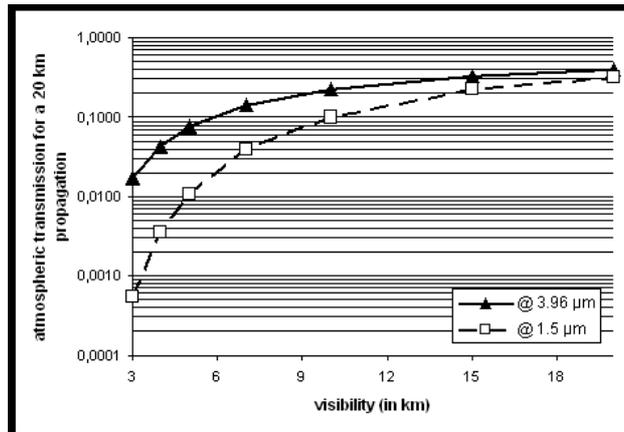


FIGURE 2.12 – Influence de la visibilité sur la transmission atmosphérique en cas de léger voile brumeux (dû à la pollution urbaine par exemple)- Simulation MATISSE, climat : été tempéré, aérosol : urbain, été - à noter qu'une courbe à $2\ \mu\text{m}$ (autre plage de transmission Fig. 2.11) aurait été plus proche de celle à $3.96\ \mu\text{m}$ que celle à $1.5\ \mu\text{m}$

2.5.2.3 Choix technologique de la source

La source retenue pour SCALPEL est basée sur la production d'une onde autour de $3,6\ \mu\text{m}$ par mélange d'une pompe autour de $1\ \mu\text{m}$ avec un signal autour de $1.5\ \mu\text{m}$, dans des cristaux non linéaires de PPLN (Niobate de Lithium $[\text{LiNbO}_3]$ Périodiquement Polarisé) [62]. Une source de $200\ \text{mW}$ est attendue en utilisant trois cristaux massifs pour des puissances incidentes de $5\ \text{W}$ pour la pompe et le signal.

2.5.2.4 Choix technologique de la détection

Le niveau actuel de la technologie de la détection en proche infrarouge présente des difficultés à fonctionner à des températures voisines de $200\ \text{K}$. Le système de démonstration de SCALPEL est pour l'instant envisagé avec un prototype de détecteur refroidi à $80\ \text{K}$ disponible auprès du CEA/LETI, et présentant une longueur d'onde de coupure à $4.2\ \mu\text{m}$ [62]. La montée en température à $200\ \text{K}$ pour les APDs (photodiode à avalanche) en HgCdTe à $4\ \mu\text{m}$ peut être améliorée d'ici l'intégration de SCALPEL, compte tenu du potentiel d'amélioration des technologies actuelles.

2.5.3 Portée de la liaison optique

Le choix d'une longueur d'onde de travail avantageuse pour la propagation en turbulence atmosphérique et la perspective de précompenser le champ en amplitude et en phase nous permettent de considérer une portée de LOA de $20\ \text{km}$.

La propagation est horizontale, à une trentaine de mètres d'altitude au dessus du sol pour éviter tout obstacle physique. À cette altitude, une valeur caractéristique de la turbulence est

évaluée à $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$. Elle est considérée comme constante sur toute la distance de propagation (car horizontale). À cette force de turbulence, sur une vingtaine de kilomètres, nous nous trouvons dans un régime de forte turbulence où apparaît le phénomène de scintillation (§1.3.1.2).

2.5.4 Diamètre des télescopes

Dès lors que la longueur d'onde d'émission et la distance de propagation sont définies, la simulation d'une propagation laser en turbulence atmosphérique (cf. §1.2.3) permet d'évaluer les performances statistiques en PIB et $\sigma_I/\langle I \rangle$ (cf. §1.3.2) de la LOA en fonction du diamètre des pupilles des télescopes, chacun émetteur et récepteur du signal laser.

On résume les paramètres de simulation de la propagation :

- $C_n^2 = 10^{-15}, 10^{-14}, 3.10^{-14} m^{-2/3}$;
- Distance de propagation : 20 km ;
- Longueur d'onde de travail : $\lambda = 4 \mu m$;
- Nombre d'écrans de phase : 10 ;
- Taille physique des écrans de phase : $larg = 4, 5 m$;
- Échantillonnage des écrans : $dim = 512$ pixels ;
- Échantillonnage de r_0 : 3 pixels ($\equiv 3 cm$) pour $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$, 2 pixels pour $C_n^2 = 3.10^{-14} m^{-2/3}$ ($\equiv 2 cm$) ;
- Nombre de tirages d'occurrences de turbulence : 100 ;
- Nombre d'itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

On vérifie que le paramètre de Fried r_0 , défini §1.25, est bien échantillonné (au moins deux pixels à la force de turbulence simulée la plus élevée).

Les propagateurs de Fresnel sont définis sur une distance l de deux kilomètres : le premier écran de phase est placé à une distance de la pupille de 1 km, puis les autres sont placés avec un espacement régulier de 2 km. Or, le propagateur de Fresnel évolue quadratiquement en distance (Éq. 1.19). On vérifie l'échantillonnage de ses plus hautes fréquences spatiales, à savoir l'inégalité : $l\lambda \left(\left(\frac{dim}{larg} + \frac{1}{larg} \right)^2 - \left(\frac{dim}{larg} - \frac{1}{larg} \right)^2 \right) < 1$. L'application numérique donne 0,85, l'échantillonnage est donc suffisant.

La Figure 2.13 présente le PIB moyen et ses fluctuations en fonction du diamètre du télescope. Ces résultats sont donnés pour un seul télescope, les deux devant avoir les mêmes performances à convergence du processus de conjugaison de phase itérative. Le point de fonctionnement à atteindre en termes de fluctuations normalisées d'intensité est 0,1 (§1.3.2.3). Cette condition est pratiquement atteinte pour un diamètre de télescope de 45 cm ($\sigma_I/\langle I \rangle = 0,12$ - cf. à droite Fig. 2.13). Le flux moyen détecté serait alors de 60% du flux émis (à gauche Fig. 2.13). Cette dimension de télescope est tout à fait envisageable si le dispositif tel que représenté figure 1.2 devait être répliqué à grande échelle pour couvrir un territoire.

2.5.5 Nombre de points d'action dans la pupille

Un paramètre hautement dimensionnant du système est le nombre de points d'action nécessaires dans la pupille pour satisfaire au principe de précompensation décrit en partie 2.4. Pour

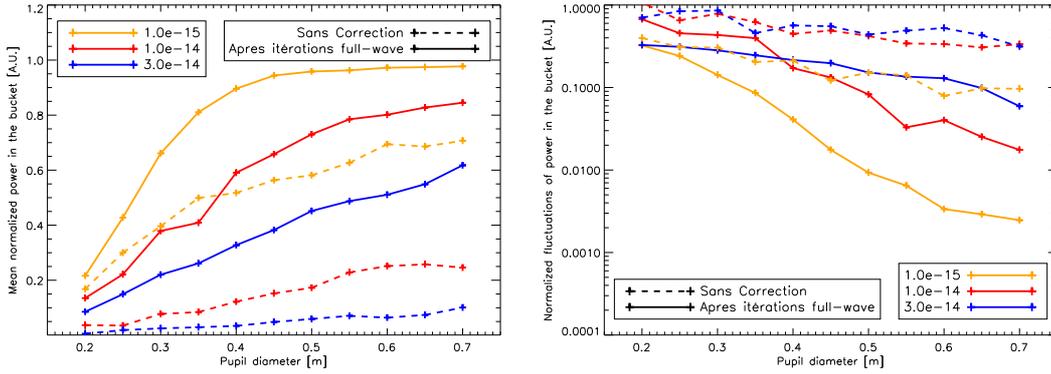


FIGURE 2.13 – Influence du diamètre de pupille des télescopes sur la qualité de la précompensation par conjugaison de phase itérative. Les télescopes 1 et 2 ont toujours le même diamètre pour chaque valeur.

cette simulation, on simule des écrans de phase de taille 640 pixels. À taille physique équivalente, les diamètres de pupille font ainsi 64 pixels. Ce nombre est très divisible ce qui permet de faire évoluer plus facilement le nombre de points d'action dans la pupille. Les paramètres de simulation sont alors les suivants :

- $C_n^2 = 10^{-15}, 10^{-14}, 3.10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$;
- Distance de propagation : 20 km ;
- Longueur d'onde de travail : $\lambda = 1, 5$ ou $4 \mu\text{m}$;
- Nombre d'écrans de phase : 10 ;
- Taille physique des écrans de phase : $larg = 4, 5 \text{ m}$;
- Échantillonnage des écrans : $dim = 640$ pixels ;
- Taille de la pupille : 64 pixels ($\equiv 45 \text{ cm}$) ;
- Nombre de tirages d'occurrences de turbulence : 100 ;
- Nombre d'itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

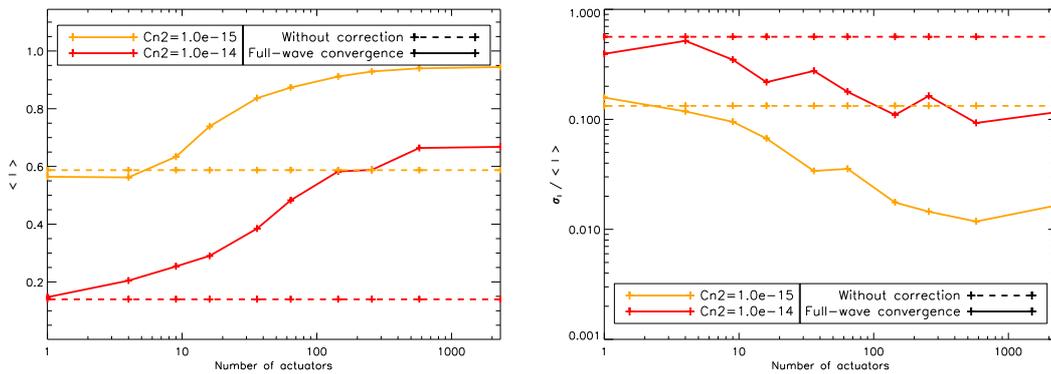


FIGURE 2.14 – Performances de la conjugaison de phase itérative selon le nombre de points d'action à $\lambda = 4 \mu\text{m}$.

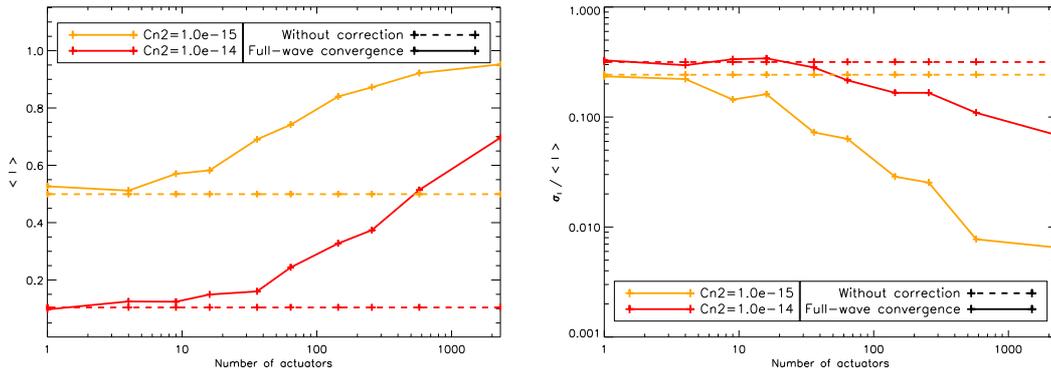


FIGURE 2.15 – Performances de la conjugaison de phase itérative selon le nombre de points d'action à $\lambda = 1, 5 \mu\text{m}$.

Les Figures 2.14 et 2.15 traduisent l'évolution de la performance de la conjugaison de phase itérative selon le nombre de points d'action dans la pupille pour les deux cas initialement considérés de longueur d'onde de travail. À $\lambda = 1, 5 \mu\text{m}$. Le nombre de points d'actions estimés est de l'ordre de 1000, soit le même ordre de complexité des systèmes d'AO de grands télescopes type VLT. En revanche, à $\lambda = 4 \mu\text{m}$, la complexité est de l'ordre de la centaine de points, beaucoup plus acceptable pour une LOA. On fixe pour la suite le nombre de 15 par 15 points d'actions dans le diamètre de la pupille. Le calcul de r_0 à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ donne une taille de 3 cm, soit un quinzième de la taille de la pupille. Le nombre de points d'actions à contrôler de la pupille correspond ainsi tout simplement à r_0 , qui présente l'avantage d'augmenter avec la longueur d'onde de travail (dépendance en $6/5$).

2.5.6 Performances ultimes théoriques

Les simulations à $\lambda = 4 \mu\text{m}$, $D = 45 \text{ cm}$ et 15 par 15 points d'action sont réalisées (Fig. 2.16) dans des conditions de mesure et de mise en forme de faisceau parfaites selon les deux principes de précompensation évoqués : conjugaison de phase (full-wave) et correction de phase seule (phase-only).

On observe un gain de l'ordre de 100% en PIB et de 50% pour les fluctuations d'intensité normalisées dans la pupille de détection avec la conjugaison de phase par rapport à une précompensation de phase seule. Trois ou quatre itérations semblent suffisantes pour atteindre un mode de propagation stable entre les deux télescopes à turbulence figée. La LOA devra donc fonctionner à quelques kHz compte tenu du temps de cohérence de la turbulence. Les performances du système sans correction n'offrent quant à elles aucune chance d'exploitation dans le contexte SCALPEL.

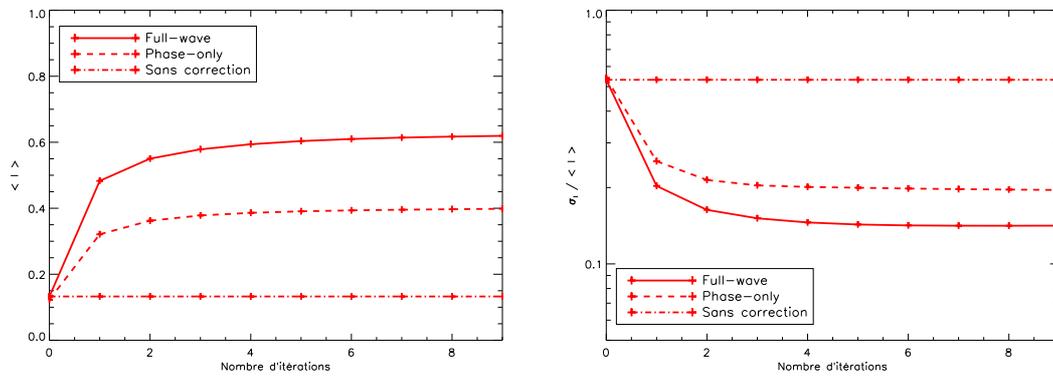


FIGURE 2.16 – Performance de la conjugaison de phase itérative à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ et $D = 45 \text{ cm}$ selon le nombre d'itérations et le type de correction.

Chapitre 3

Objectifs de la thèse

Les LOAs longue portée nécessitent une précompensation du faisceau émis à travers la turbulence atmosphérique pour éviter toute coupure du flux détecté. Les travaux de Schwartz ont démontré, sur la base de modélisations numériques, qu'une précompensation itérative par conjugaison de phase améliore nettement la qualité des LOAs [1]. Cependant, la solution identifiée pour mettre en forme le faisceau selon le principe de conjugaison de phase itérative à la vitesse des évolutions de la turbulence atmosphérique requiert une technologie coûteuse et des moyens industriels importants.

L'objectif de ma thèse consiste alors à démontrer expérimentalement l'intérêt de la précompensation par conjugaison de phase itérative d'un faisceau laser pour une LOA, et à en étudier les limitations et les difficultés de mise en œuvre en préparation de la réalisation d'un système réel.

Nous avons choisi comme cadre applicatif les paramètres de la LOA du projet SCALPEL, c'est-à-dire un faisceau infrarouge se propageant sur une portée de 20 km.

L'objectif visé n'est pas de se trouver confronté à toutes les problématiques d'une LOA, mais seulement de démontrer expérimentalement le principe physique du concept de précompensation retenu : la conjugaison de phase itérative. Pour cela, je vais définir et mettre en œuvre une expérience de laboratoire permettant de se placer dans des conditions représentatives de la propagation optique du projet SCALPEL en évacuant les problématiques d'évolution temporelle de la turbulence et de transmission de données. Cette expérience repose sur le banc BART, pour Banc d'optique Adaptative pour la Recherche en Télécommunications, conçu, intégré et testé au cours de cette thèse.

Ce travail expérimental s'est combiné à un travail de modélisation, afin d'étudier les différentes limitations liées à sa mise en œuvre (caractéristiques des composants, précision de l'alignement optique). Les simulations numériques sont menées dans les conditions de SCALPEL et de BART, permettant ainsi de confronter les résultats expérimentaux à notre compréhension théorique d'une LOA, et à nos modèles du système. Dans le cas d'une bonne correspondance des résultats, nous aurons la certitude de la pertinence de nos modèles numériques. Il sera alors possible, dans un cadre qui dépasse cette thèse, d'engager la mise en œuvre d'un système opérationnel avec une assurance significative dans la prévision de ses performances.

La suite des travaux peut donc être résumée ainsi :

- mise à l'échelle des paramètres physiques de SCALPEL au banc BART ;
- choix des techniques de mesure et de mise en forme implantées sur BART (chapitre 4) ;
- intégration et test du banc (chapitre 5) ;
- alignement et étalonnage d'un module d'émission-réception (chapitre 6) ;
- premiers tests de précompensation itérative bidirectionnelle sur le banc complet (chapitre 7) ;
- simulation numérique complète du banc, interprétation des résultats expérimentaux obtenus et étude de robustesse sur la base de la précision des calibrations (chapitre 8).

Deuxième partie

BART : un démonstrateur de la précompensation par conjugaison de phase

Chapitre 4

Dimensionnement du banc BART

Sommaire

4.1	Introduction	71
4.2	Mise à l'échelle des paramètres de SCALPEL pour BART	72
4.2.1	BART : choix préliminaires	72
4.2.2	Conservation de la perturbation du champ dans la pupille	72
4.2.3	Conservation des effets diffractifs	73
4.2.4	Récapitulatif des paramètres de SCALPEL et de BART	73
4.2.5	Performances simulées de BART : reproduction du volume turbulent	73
4.3	La mesure de phase en présence de forte scintillation	74
4.3.1	Choix de l'ASO	74
4.3.2	Adaptation de la diversité de phase à une mesure en présence de scintillation	75
4.3.3	Une nouvelle technique de mesure de champ optique : CAMELOT	77
4.4	Choix de mise en forme	78
4.4.1	Comparaison des champs complexes mis en forme	79
4.4.2	Normalisation du PIB	80
4.4.3	Étude de la modulation avec deux modulateurs de phase	80
4.4.4	Étude de la modulation avec un seul modulateur de phase	82
4.4.5	Quelle technique de mise en forme sur BART ?	85
4.5	Conclusion	86

4.1 Introduction

Nous avons décidé de réaliser expérimentalement une LOA mettant en œuvre le principe de conjugaison de phase itératif dans les conditions de SCALPEL. Pour des raisons évidentes de praticité, nous allons ramener la distance de propagation de 20 km de SCALPEL à une distance de quelques mètres, dimensions convenant à un banc expérimental en salle de laboratoire que

nous avons nommé BART. Les principaux paramètres physiques du banc BART, tels les tailles de pupilles, l'émission laser et les écrans de phase, doivent donc être évalués en conséquence pour conserver les conditions de turbulence du cas SCALPEL.

Ensuite, nous étudierons les méthodes et composants qui pourront nous permettre de mesurer le champ complexe et de moduler phase et amplitude afin de réaliser expérimentalement ladite conjugaison de phase.

4.2 Mise à l'échelle des paramètres de SCALPEL pour BART

Les paramètres de SCALPEL sont rappelés dans le tableau 4.1, avec les mises à l'échelle correspondantes pour BART. On note D les diamètres de pupille, L la distance de propagation, ρ_0 la longueur de cohérence spatiale du champ, λ la longueur d'onde et C_n^2 la constante de structure de l'indice de réfraction supposée uniforme le long du trajet. On indice par BART ou SCALPEL ces paramètres selon le cas considéré.

4.2.1 BART : choix préliminaires

Nous décidons de réduire la distance de propagation L_{BART} à quelques mètres. Nous fixons $L_{BART} = 4$ m, à savoir une distance raisonnable pour un banc d'optique en laboratoire. De plus, comme nous serons inévitablement amenés à aligner notre banc, nous décidons de travailler dans la gamme du visible pour des raisons évidentes de praticité. La source doit être faiblement cohérente temporellement (millimétrique), afin de s'affranchir de tout problème d'interférences indésirable suite à des réflexions sur lames semi-réfléchissantes ou autres. Nous optons ainsi pour une source de type diode laser à $\lambda_{BART} = 0,65 \mu\text{m}$.

Enfin, nous nous limitons à trois couches turbulentes pour simuler le volume turbulent traversé. En effet, le modèle théorique de la turbulence montre qu'il est possible de simuler le volume turbulent en le ramenant à une succession d'écrans de phase (cf. §1.2.3.1). Il sera montré au §4.2.5 que trois couches turbulentes sur BART aboutissent aux mêmes résultats que ceux obtenus avec plus de couches.

Les trois couches seront donc régulièrement espacées d'un mètre, pour une distance de propagation totale entre les deux pupilles de télescopes de quatre mètres.

Les paramètres de BART restants à déterminer sont donc la force de turbulence $C_n^2_{BART}$, et la taille des pupilles D_{BART} des télescopes 1 et 2.

4.2.2 Conservation de la perturbation du champ dans la pupille

Le premier rapport à conserver entre les conditions de BART et de SCALPEL est le rapport entre la taille D de la pupille du télescope d'émission-réception et la longueur de cohérence ρ_0 des fluctuations du champ dans le plan de réception définie au paragraphe §1.3.1.3. En d'autres termes, conserver ce rapport revient à conserver la fonction de cohérence spatiale $B_\Psi(D) = e^{-\left(\frac{D}{\rho_0}\right)^{\frac{5}{3}}}$.

$$\text{Condition 1 : } \frac{D_{SCALPEL}}{\rho_{0 \text{ SCALPEL}}} = \frac{D_{BART}}{\rho_{0 \text{ BART}}}. \quad (4.1)$$

$\rho_{0 \text{ BART}}$ dépend de $C_n^2 \text{ BART}$ et L_{BART} , donc il manque encore une équation pour déterminer ces deux valeurs.

4.2.3 Conservation des effets diffractifs

La deuxième équation est issue de la conservation de la diffraction vue par les pupilles de réception, à savoir le rapport entre le diamètre de pupille et la taille angulaire de la tache de diffraction. Cela revient à la conservation du rapport de la distance de Fresnel à la distance de propagation L :

$$\text{Condition 2 : } \frac{D_{SCALPEL}^2}{\lambda_{SCALPEL} L_{SCALPEL}} = \frac{D_{BART}^2}{\lambda_{BART} L_{BART}}. \quad (4.2)$$

4.2.4 Récapitulatif des paramètres de SCALPEL et de BART

À partir de $L_{BART} = 4 \text{ m}$ et $\lambda_{BART} = 0,65 \mu\text{m}$, les deux précédentes équations permettent de déterminer les paramètres $C_n^2 \text{ BART}$ et D_{BART} du banc BART. Les différentes valeurs de paramètres de SCALPEL et BART sélectionnés sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

Paramètres	L	λ	D	C_n^2	ρ_0
SCALPEL	20 km	3,6 μm	45 cm	$10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$	1,6 cm
BART	4 m	0,65 μm	3 mm	$8,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$	0,1 mm

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de SCALPEL et BART.

4.2.5 Performances simulées de BART : reproduction du volume turbulent

Un dernier paramètre dimensionnant de BART est le nombre d'écrans de phase nécessaire pour simuler correctement le volume turbulent. Pour ce faire, nous simulons numériquement les performances de BART pour deux valeurs d'échantillonnage du volume turbulent. Nous en profiterons pour comparer les performances de BART à celles simulées pour SCALPEL. Les paramètres de simulation de la propagation sont les suivants :

- Distance de propagation : 4 m.
- Longueur d'onde de travail : $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$.
- Nombre d'écrans de phase : 3 ou 15 équirépartis.
- Taille physique des écrans de phase : $larg = 5 \text{ cm}$.
- Échantillonnage des écrans : $dim = 540 \text{ pixels}$.
- Échantillonnage de la pupille : 32 pixels ($\equiv 3 \text{ mm}$).

- Échantillonnage de r_0 : 2 pixels ($\equiv 0,2$ mm).
- Nombre de tirages d’occurrences de turbulence : 100.
- Nombre d’itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

Le reste des paramètres entrés dans la simulation sont ceux listés Fig. 4.1 pour BART. La valeur de r_0 correspond aux 15 par 15 points d’actions qu’il est nécessaire de mettre en forme pour assurer la qualité de la conjugaison de phase (cf. §2.5.5).

Dans le cas de trois écrans de phase régulièrement espacés sur une distance de propagation totale de quatre mètres, les propagateurs de Fresnel sont définis sur une distance l de un mètre. Or, le propagateur de Fresnel évolue quadratiquement en distance (Éq. 1.19). On vérifie l’échantillonnage de ses plus hautes fréquences spatiales, à savoir l’inégalité : $l\lambda\left(\left(\frac{dim}{larg} + \frac{1}{larg}\right)^2 - \left(\frac{dim}{larg} - \frac{1}{larg}\right)^2\right) < 1$. L’application numérique donne 0,56, il n’y a donc pas de problème.

Ainsi, les Figures 4.1 et 4.2 illustrent l’influence du nombre d’écrans de phase sur le trajet de propagation du laser à C_n^2 équivalent. Elles montrent qu’il est possible de simuler le volume turbulent avec seulement trois écrans, pour des performances en termes de PIB et de fluctuations normalisées équivalentes à une division du volume en une quinzaine d’écrans. En pratique, on prévoit l’utilisation d’un unique écran de phase en réflexion sur lequel le faisceau optique se réfléchira en trois endroits distincts. Par ailleurs, dans les conditions SCALPEL, le temps de propagation d’un faisceau sur 20 km est de 70 μ s, très inférieur au temps caractéristique d’évolution de la turbulence de l’ordre de la milliseconde. On peut donc considérer que la turbulence est la même pour plusieurs aller-retours de faisceau. Ceci nous autorise à travailler avec un écran de phase statique pour simuler la longue portée.

On observe également que les performances de la précompensation full-wave dans les conditions de BART sont tout à fait comparables à celles obtenues dans les conditions SCALPEL (comparaison avec la Fig 2.16). En revanche, le cas du phase-only dans les conditions de BART est légèrement amélioré vis à vis du PIB. Il rejoint les performances full-wave en termes de fluctuations d’intensité. Cela signifie que l’on ne peut pas attendre de BART une reproduction expérimentale de SCALPEL dans le cas du phase-only. Cela dit, BART n’est pas dédié à l’étude de cette précompensation. Les courbes full-wave et phase only indiquent que quatre ou cinq itérations (aller-retour) sont suffisantes pour converger vers un mode de propagation entre les deux télescopes.

4.3 La mesure de phase en présence de forte scintillation

4.3.1 Choix de l’ASO

SCALPEL, et donc BART, travaillent en régime de fortes perturbations. Ceci implique de mesurer des champs présentant une très forte scintillation (cf. Fig. 1.10). Les annulations de l’intensité dans la pupille rendent inopérants tous les analyseurs de fronts d’onde géométriques, tel le Shack-Hartmann, qui échantillonnent le plan pupille et mesurent les dérivées locales de la phase [4, 63]. En effet, les discontinuités du champ incident ne permettent pas d’intégrer ces dérivées. Roggemann [64] propose une technique pour s’affranchir de ces discontinuités de phase en faibles perturbations, ce qui ne correspond pas à notre cadre de travail.

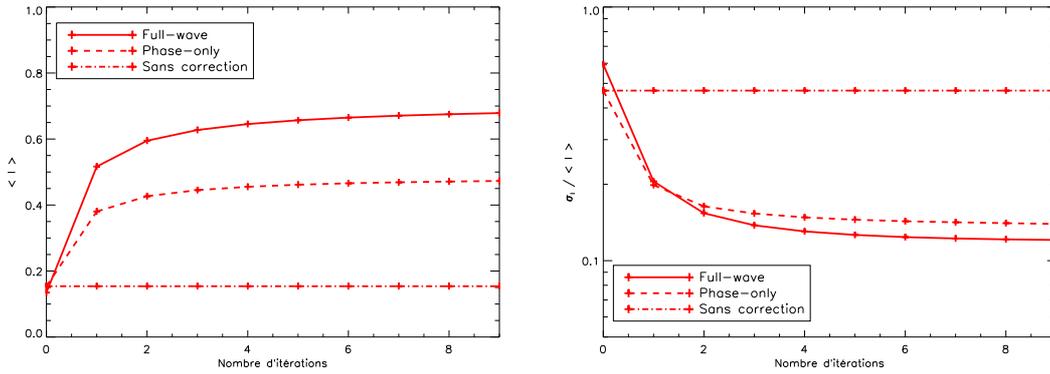


FIGURE 4.1 – Performance de la conjugaison de phase itérative au cours des itérations. $D_{pupille} = 3$ mm, $\lambda = 0,65$ μ m, $L = 4$ m, 15 écrans.

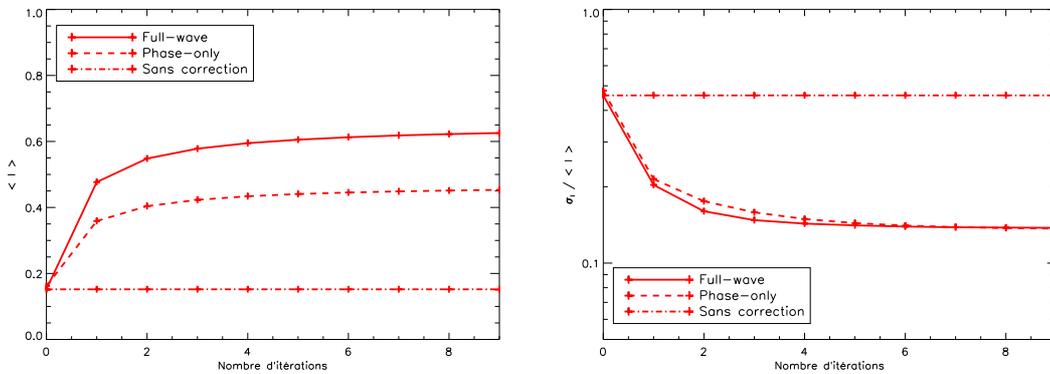


FIGURE 4.2 – Performance de la conjugaison de phase itérative au cours des itérations. $D_{pupille} = 3$ mm, $\lambda = 0,65$ μ m, $L = 4$ m, 3 écrans.

Les analyseurs plan focal, comme la diversité de phase, permettent en revanche d'avoir directement accès au champ dans la pupille, et peuvent prendre en compte le phénomène de scintillation [65, 66]. De plus, un fonctionnement statique de BART (pas d'évolution de l'écran de phase) nous laisse le temps de calcul nécessaire à une estimation par mesure de phase plan focal. Nous adoptons donc celle-ci pour BART.

4.3.2 Adaptation de la diversité de phase à une mesure en présence de scintillation

4.3.2.1 Extension de la diversité de phase à 3 plans

Le principe de la diversité de phase a été décrit en partie 2.3.1. L'équation 2.3 donne l'expression du critère J d'attache aux données qu'il convient de minimiser.

Or, dans le cas d'un champ présentant de la scintillation, le champ dans la pupille \mathcal{P} n'est pas homogène. Le champ complexe s'écrit $\psi(x, y) = \mathcal{P}.A(x, y).e^{i\varphi(x, y)}$, où l'amplitude $\mathcal{P}.A(x, y)$

du champ dans la pupille doit être donné en entrée de la diversité de phase.

Ainsi, par rapport à l'usage habituel de la diversité de phase en astronomie, nous rajoutons une mesure de répartition d'intensité $i_3 = |\mathcal{P}.A(x, y)|^2$ en plan pupille. Il s'agit de la diversité de phase étendue à 3 plans [67]. En remplaçant \mathcal{P} par la mesure $\sqrt{i_3}$ dans l'équation 2.3, la minimisation d'un nouveau critère J (maximum de vraisemblance) nous permet d'aboutir à une estimation de la phase en plan pupille même en présence de scintillation :

$$J(\varphi) = \|i_1 - |TF(\sqrt{i_3}e^{i\varphi})|^2\|^2 + \|i_2 - |TF(\sqrt{i_3}e^{i(\varphi+\varphi_d)})|^2\|^2, \quad (4.3)$$

Cependant, cette approche ne tient pas compte du bruit de mesure sur i_3 . Elle suppose que i_3 est parfaitement connu.

4.3.2.2 Réalisation pratique

La technique de diversité de phase étendue à trois plans requiert un plan focal, un plan extra focal et un plan pupille. Expérimentalement, le plan focal est simplement obtenu grâce à une mesure au foyer d'une lentille. Quant à la mesure extrafocale, Blanc [67] préconise de se placer dans un plan défocalisé tel que le terme de défocus a_4 soit égal à $1,8 \text{ rad} - \varphi_d = a_4 Z_4$ dans l'équation 4.3, où Z_4 est le polynôme de Zernike de défocus.

Soit d la distance de déplacement longitudinal de la caméra, f la focale de la lentille d'imagerie et D le diamètre de la pupille imagée. L'expression de la translation d selon le défocus a_4 introduit est :

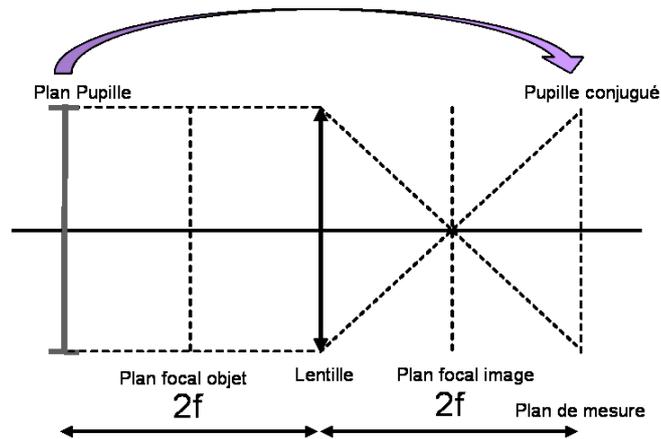
$$d = \frac{8\sqrt{3}\lambda a_4}{\pi} \left(\frac{f}{D}\right)^2 \quad (4.4)$$

Aux conditions de BART (§4.2.4), pour $a_4 = 1,8 \text{ rad}$ et $f = 100 \text{ mm}$, on trouve une translation $d = 5,7 \text{ mm}$. Ceci est compatible avec la plage des platines mécaniques de précision typiquement de l'ordre de la dizaine de millimètres.

En revanche, pour se placer en plan pupille, la caméra doit être translatée de f du plan focal (montage dit $2f$ - Fig. 4.3).

Avec f de l'ordre de 100 mm , pour passer du plan focal au plan pupille, la translation est trop grande pour les platines de précision à notre disposition. On peut alors remplacer la lentille de focale f utilisée pour les mesures du plan focal et extrafocal par une lentille de focale $f/2$ pour l'imagerie plan pupille. Puisque l'objectif de BART n'est pas de fonctionner en temps réel, on peut consentir à cette méthode.

Si l'on souhaitait éviter de changer de lentille au cours du protocole de mesure par diversité de phase étendue, une solution à envisager aurait été d'imager en même temps sur la caméra les plans focal et pupille. Il aurait fallu pour cela diviser en amont de la caméra le chemin optique en deux avec conjugaison par un jeu de lentilles du plan focal pour l'un des deux chemins et du plan pupille pour l'autre. Cependant, ceci aurait été au prix d'un encombrement et d'aberrations optiques supplémentaires, sans compter la fabrication de composants dédiés (prismes).

FIGURE 4.3 – Schéma d'un montage $2f$.

4.3.3 Une nouvelle technique de mesure de champ optique : CAMELOT

Le changement de lentille pour l'imagerie plan focal et plan pupille n'est pas satisfaisant. Toute pièce mécanique déplacée et replacée peut entraîner un désalignement du banc. De plus, ce changement manuel empêche le pilotage du banc à distance, ce dernier étant confiné dans une salle obscure. D'autre part, le traitement de l'Éq. 4.3 ne permet pas de prendre en compte le bruit de mesure sur i_3 . Ainsi, en parallèle des travaux de cette thèse, et dans le but d'être exploité sur le banc BART, une méthode de reconstruction du champ complexe (amplitude et phase) à partir de mesures de répartitions d'intensité dans plusieurs plans a été proposée par N. Védrenne et L. Mugnier [68]. Il s'agit de l'outil CAMELOT, pour Complex Amplitude MEasurement by a Likelihood Optimization Tool. Cependant, au contraire de la diversité de phase classique, la mesure dans le plan pupille n'est pas nécessaire ; trois plans quelconques autour du plan focal de la lentille d'imagerie permettent de déterminer le champ complexe. N. Védrenne et L. Mugnier proposent d'estimer la répartition d'intensité A dans le plan pupille, conjointement avec la phase φ . Le critère d'attache aux données J à minimiser devient :

$$J(\varphi) = \|i_1 - |TF(\mathcal{P}.Ae^{i(\varphi+\varphi_1)})|^2\|^2 + \|i_2 - |TF(\mathcal{P}.Ae^{i(\varphi+\varphi_2)})|^2\|^2 + \|i_3 - |TF(\mathcal{P}.Ae^{i(\varphi+\varphi_3)})|^2\|^2. \quad (4.5)$$

Dans l'équation 4.5, i_1 , i_2 et i_3 sont les répartitions d'intensités enregistrées autour du plan focal, chacune étant défocalisée respectivement de φ_1 , φ_2 et φ_3 . Dans la pratique, on prendra $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \varphi_d$, et $\varphi_3 = 2\varphi_d$. On prend pour valeur de φ_d la même que celle calculée §4.3.2.2. Les translations de la caméra d'imagerie en conséquence, d et $2d$ (cf. fig. 4.4), sont dans la gamme de déplacement de la platine utilisée. Il n'est pas nécessaire de remplacer la lentille pour imager le plan pupille. Ainsi, l'utilisation de CAMELOT est plus confortable que la diversité de phase étendue à trois plans, et peut laisser envisager une automatisation complète du banc, indispensable dans le cas de l'acquisition de résultats statistiques.

La Figure 4.4 illustre avec cette implantation le protocole de mesure du champ complexe avec la méthode CAMELOT. Dans le cadre de cette thèse, j'ai validé expérimentalement sur BART

cette nouvelle méthode, comme il sera vu au Chapitre 6.

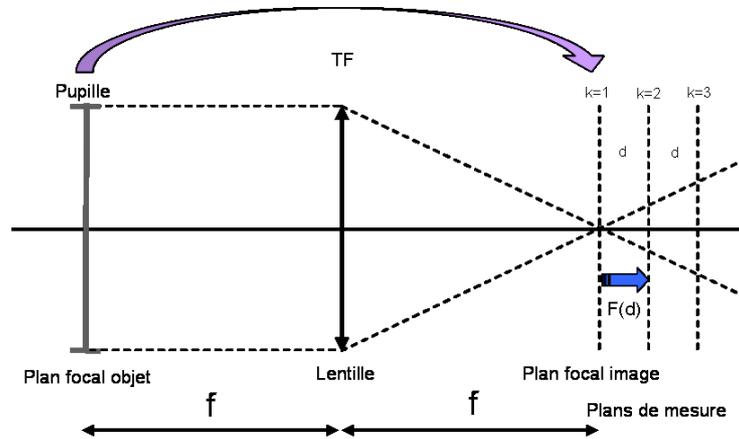


FIGURE 4.4 – Protocole de mesure du champ complexe avec la méthode CAMELOT. $k = 1$, $k = 2$ et $k = 3$ représentent les trois plans de mesure, F le propagateur de Fresnel.

4.4 Choix de mise en forme

Parmi les trois méthodes de mise en forme décrites §2.4.1, la matrice de fibres est celle retenue pour SCALPEL. Cependant, ce composant nécessite une optique intégrée très coûteuse. Avant de développer un tel composant, nous avons conçu le banc BART pour démontrer la capacité de la conjugaison de phase itérative à pallier les effets de la turbulence et valider ce concept sur une LOA d'une vingtaine de kilomètres.

Reste à choisir quelle méthode implanter sur BART, entre les deux techniques de modulation à un ou deux modulateurs de phase. Un fonctionnement du banc sans évolution de la turbulence permet de faire sans contrainte temporelle les calculs de commande à deux modulateurs de phase selon le processus itératif de Gerchberg-Saxton. Le calcul de commande à un seul modulateur de phase est quant à lui analytique. Les deux méthodes mènent à des pertes de flux de la source lors de la mise en forme à l'émission comme présenté §2.4.1.1 pour la technique à un modulateur, et sera montré §4.4.3 pour la technique à deux modulateurs. Cependant, d'éventuelles différences sur les pertes entre les deux méthodes ne sont pas dommageables, car nous disposons sur banc de sources suffisamment puissantes.

En revanche, les deux méthodes peuvent ne pas avoir les mêmes performances en termes de qualité de mise en forme. Nous ne pourrions alors pas conclure sur la pertinence du concept de précompensation. Pour évaluer la qualité de mise en forme des deux méthodes, on peut comparer directement le champ cible avec le champ mis en forme sur la base d'un critère analytique. Cependant, on verra la difficulté à conclure sur la qualité de la méthode de mise en forme avec ce type de critère. Ainsi, plutôt qu'une comparaison analytique, j'ai simulé les deux méthodes et je les ai comparées sur la base du PIB et fluctuations du PIB après propagation en turbulence des champ mis en forme.

Dans la pratique, les modulateurs de phase considérés seront des SLMs, de par leur coût réduit comparé à celui des miroirs déformables. De plus, l'émission est monochromatique, ce qui nous autorise à appliquer une commande de phase SLM à 2π radians près. Ceci évacue le problème de faible dynamique de phase des SLMs.

4.4.1 Comparaison des champs complexes mis en forme

Soit $\Psi_c = |\Psi_c|e^{i\varphi_c}$ le champ cible et Ψ le champ effectivement mis en forme. On considère que ces deux champs ont la même norme $N = \sqrt{\int_{\mathcal{P}} |\Psi|^2 d\mathcal{P}}$, condition nécessaire pour leur comparaison. On cherche à caractériser la distance normalisée ϵ_0 entre ces deux champs :

$$\epsilon_0 = \frac{\int_{\mathcal{P}} |\Psi_c - \Psi|^2 d\mathcal{P}}{N^2}. \quad (4.6)$$

Pour calculer ϵ_0 , il faut prendre en compte le fait que les champs sont définis à un piston près φ_p .

On cherche donc à évaluer :

$$\tilde{\epsilon} = \min_{\varphi_p} [\epsilon(\varphi_p)] \text{ avec } \epsilon(\varphi_p) = \frac{1}{N^2} \int_{\mathcal{P}} |\Psi_c - \Psi e^{i\varphi_p}|^2 d\mathcal{P}. \quad (4.7)$$

On cherche φ_p tel que $\frac{\delta\epsilon(\varphi_p)}{\delta\varphi_p} = 0$. En développant l'Éq. 4.7, on a :

$$\epsilon(\varphi_p) = \frac{1}{N^2} \left[\int_{\mathcal{P}} |\Psi_c|^2 d\mathcal{P} + \int_{\mathcal{P}} |\Psi|^2 d\mathcal{P} - \int_{\mathcal{P}} \Psi \Psi_c^* e^{i\varphi_p} d\mathcal{P} - \int_{\mathcal{P}} \Psi^* \Psi_c e^{-i\varphi_p} d\mathcal{P} \right], \quad (4.8)$$

et en dérivant par rapport à φ_p :

$$\frac{\delta\epsilon(\varphi_p)}{\delta\varphi_p}(\varphi_p) = \frac{1}{N^2} \left[-ie^{i\varphi_p} \int_{\mathcal{P}} \Psi \Psi_c^* d\mathcal{P} + ie^{-i\varphi_p} \int_{\mathcal{P}} \Psi^* \Psi_c d\mathcal{P} \right]. \quad (4.9)$$

On note $U = \int_{\mathcal{P}} \Psi \Psi_c^* d\mathcal{P}$. $\frac{\delta\epsilon(\varphi_p)}{\delta\varphi_p} = 0$ entraîne $e^{i\varphi_p} U = e^{-i\varphi_p} U^*$, c'est-à-dire $\varphi_p = \text{Arg}(U)$.

Ainsi :

$$\tilde{\epsilon} = \frac{1}{N^2} \int_{\mathcal{P}} |\Psi_c - \Psi e^{i\tilde{\varphi}_p}|^2 d\mathcal{P}, \quad (4.10)$$

avec $\tilde{\varphi}_p = \text{Arg}[\int_{\mathcal{P}} \Psi \Psi_c^* d\mathcal{P}]$.

Plaçons nous maintenant dans le cas de faibles perturbations :

$$\Psi e^{i\tilde{\varphi}_p} = (1 + \alpha) |\Psi_c| e^{i(\varphi_c + \delta\varphi)}, \quad (4.11)$$

où α et $\delta\varphi$ sont des termes petits devant 1.

On suppose pour simplifier qu'un développement limité de $\tilde{\epsilon}$ ne modifie pas au premier ordre la condition de piston optimum. On a alors :

$$\tilde{\epsilon} = \frac{1}{N^2} \int |\Psi_c|^2 |1 - (1 + \alpha)e^{i\delta\varphi}|^2 d\mathcal{P} \approx \frac{1}{N^2} \int |\Psi_c|^2 |1 - (1 + \alpha)(1 + i\delta\varphi)|^2 d\mathcal{P}. \quad (4.12)$$

En se limitant aux termes quadratiques, on obtient :

$$\tilde{\epsilon} = \frac{1}{N^2} \int |\Psi_c|^2 (\alpha^2 + \delta\varphi^2) d\mathcal{P}. \quad (4.13)$$

Le développement de notre critère montre que les contributions des erreurs de phase et d'amplitude sont indépendantes.

Dans le cas où α^2 et $\delta\varphi^2$ sont constants (biais), on obtient une expression de l'erreur moyenne :

$$\langle \tilde{\epsilon} \rangle = \left\langle \frac{1}{N^2} \int |\Psi_c|^2 (\alpha^2 + \delta\varphi^2) d\mathcal{P} \right\rangle, \quad (4.14)$$

$$\approx \frac{\int \langle |\Psi_c| \rangle^2 (\alpha^2 + \delta\varphi^2) d\mathcal{P}}{\int \langle |\Psi_c| \rangle^2 d\mathcal{P}}. \quad (4.15)$$

Le champ moyen $\langle |\Psi_c| \rangle$ étant uniforme, on obtient :

$$\langle \tilde{\epsilon} \rangle \approx \frac{1}{P} \int (\alpha^2 + \delta\varphi^2) d\mathcal{P}, \quad (4.16)$$

où $P = \int_{\mathcal{P}} d\mathcal{P}$.

4.4.2 Normalisation du PIB

Comme les deux méthodes de mise en forme considérées induisent des pertes de flux, le PIB présenté dans les simulations suivantes est normalisé par la quantité de flux émis après mise en forme :

$$T_c = \frac{I_{\text{reçu}}}{I_{\text{émis}}}. \quad (4.17)$$

4.4.3 Étude de la modulation avec deux modulateurs de phase

La principale difficulté pour simuler la modulation à 2 SLMs est le passage itératif plan focal-plan pupille tel que décrit Fig. 2.9. On entreprend la simulation de la technique de modulation à deux modulateurs de phase décrite §2.4.1.2 et ses conséquences sur le fonctionnement de BART.

On résume les paramètres de simulation de la propagation et de la mise en forme avec la liste suivante :

- Distance de propagation : 4 m.
- Longueur d'onde de travail : $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$.
- Nombre d'écrans de phase : 3.

- Taille physique des écrans de phase : $larg = 5$ cm.
- Échantillonnage des écrans : $dim = 512$ pixels.
- Échantillonnage de la pupille : 30 pixels ($\equiv 3$ mm).
- Échantillonnage en plan focal : $|\tilde{\Psi}_1|$ carré de dimension 64 par 64 pixels.
- Échantillonnage de r_0 : 2 pixels ($\equiv 0,2$ mm).
- Nombre de tirages d’occurrences de turbulences : 100.
- Nombre d’itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

Un exemple de modulation d’amplitude, obtenu après quelques centaines d’itérations de l’algorithme de Gerchberg-Saxton, est donné Fig. 4.5. À noter que la phase est considérée comme étant parfaitement mise en forme à l’aide du deuxième modulateur de phase en plan pupille (commande de phase Éq. 2.17).

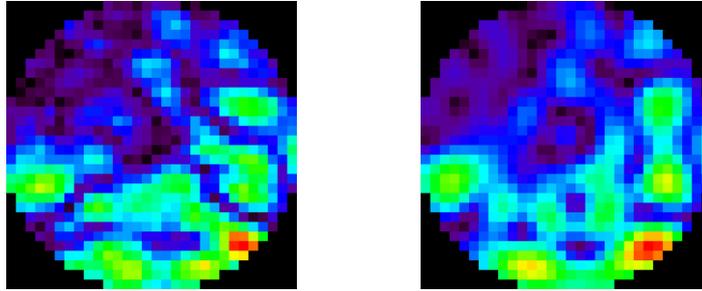


FIGURE 4.5 – À gauche : Amplitude cible (30 par 30 pixels). À droite : Amplitude mise en forme (30 par 30 pixels) par le biais de deux SLMs.

Cette mise en forme est implantée dans le code de propagation de la correction full-wave itérative. Les résultats statistiques obtenus en termes de taux de couplage et d’écart-type normalisé intégré dans la pupille sont présentés Fig. 4.6, à comparer avec la conjugaison de phase numérique parfaite Fig. 4.2.

On constate sur la figure 4.6 que la modulation de phase et d’amplitude à deux SLMs permet d’atteindre un taux de couplage de 60% et un écart-type normalisé des fluctuations inférieur à 0,1. Cette méthode serait donc tout à fait valide pour BART.

Dans l’éventualité d’une utilisation aux conditions de SCALPEL, on étudie les pertes d’énergie de la source laser induites par la mise en forme du champ. En effet, la pupille de sortie du télescope (pupille D sur la Fig. 2.8) peut introduire une troncature du champ mis en forme par la succession des deux SLMs. Cependant, l’algorithme de Roggemann maximise l’énergie transmise par la pupille, si bien que l’on évalue à seulement 10% l’énergie perdue par troncature, sans variation du flux perdu selon l’occurrence de turbulence. La méthode est donc tout à fait valide pour une LOA.

On calcule le critère $\langle \epsilon_{2mod}(A_c - A) \rangle$ moyenné sur les 100 tirages de turbulences à chaque itération de la conjugaison de phase (Fig. 4.7). Le deuxième modulateur de phase permet une modulation parfaite de la phase. Ainsi, nous ne comparons que la mise en forme de la répartition

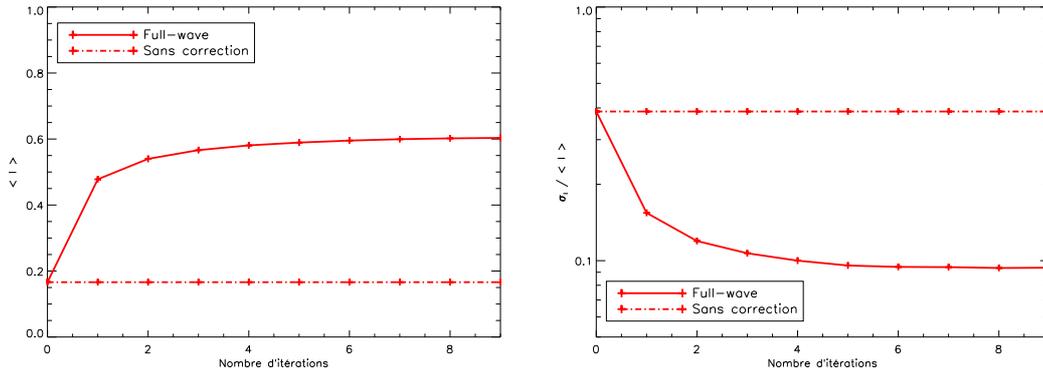


FIGURE 4.6 – Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 2 SLMs en fonction du nombre d'itérations. À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.

d'amplitude A prévue par la simulation et la répartition d'amplitude cible A_c . On lit alors sur la Figure 4.7 que le critère vaut 0,12 à la première itération, et 0,07 à convergence. On en déduit qu'il est plus facile pour la méthode de mettre en forme une répartition d'amplitude concentrée, telle que celle obtenue à convergence.

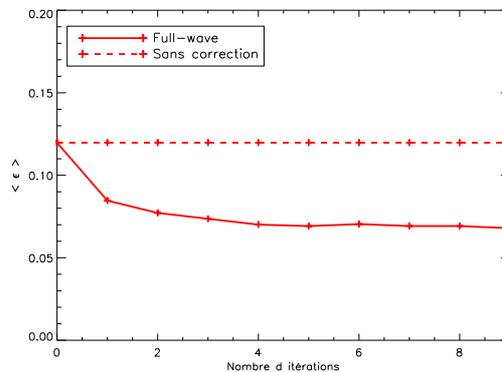


FIGURE 4.7 – Moyenne du critère de mise en forme $\langle \epsilon_{2mod}(A_c - A) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec deux modulateurs de phase.

4.4.4 Étude de la modulation avec un seul modulateur de phase

La modulation avec un seul modulateur de phase induit une modulation de phase en plan pupille, un filtrage fréquentiel en plan focal, et enfin un retour en plan pupille. À partir des équations 2.15, on aboutit directement à la commande de phase plan pupille φ_+ et φ_- à appliquer au SLM en chaque point d'action (n, m) , au nombre de 15 par 15 :

$$\begin{aligned}\varphi_+(n, m) &= \text{Arccos}\left(\frac{A_c(x, y)}{\max(A_c)}\right) + \varphi_c(x, y), \\ \varphi_-(n, m) &= -\text{Arccos}\left(\frac{A_c(x, y)}{\max(A_c)}\right) + \varphi_c(x, y),\end{aligned}\tag{4.18}$$

où $A_c e^{i\varphi_c}$ est le champ que l'on souhaite mettre en forme.

On simule le passage plan focal par une TF. On applique dans ce plan un filtre circulaire centré sur l'ordre 0 et de rayon la moitié de la distance entre les ordres 0 et 1 (induits par le réseau de phase). Après retour en plan pupille, on aboutit au champ mis en forme. Ce contrôle du champ est implanté dans le code de propagation en turbulence dont les paramètres de simulations sont résumés dans la liste suivante :

- Taille physique des écrans de phase : $larg = 5$ cm.
- Échantillonnage des écrans : $dim = 540$ pixels.
- Échantillonnage de la pupille : 32 pixels.
- Échantillonnage de r_0 : 2 pixels (0, 2 mm).
- Taille du macropixel : 2 par 2 pixels (soit 16 par 16 macropixels dans la pupille)
- Taille du filtrage en plan focal : 280 pixels.
- Nombre de tirages d'occurrences de turbulences : 300.
- Nombre d'itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

Un exemple de champ obtenu par simulation après mise en forme par la technique à un seul modulateur de phase est donné Fig. 4.8.

Les performances de la liaison optique sont données Fig. 4.9. En comparant les Figures 4.2 et 4.9, on constate que la prise en compte de la technique de mise en forme à un seul SLM réduit de quelques pourcents la performance de la conjugaison de phase en PIB (de 62% à 58% environ). Les fluctuations d'intensité restent quant à elles très similaires. Pour cette technique et comme expliqué §2.4.1.1, les pertes du flux issu de la source après mise en forme sont très importantes, mais nous ne sommes pas limités par la quantité de flux sur banc optique.

Le critère $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ permettant de caractériser la qualité de mise en forme est tracé Fig. 4.10. On trouve une valeur de critère de 0,15 à la première itération et 0,06 à convergence, à comparer avec la valeur 0,07 trouvée à convergence pour la technique de modulation à deux modulateurs de phase. Cependant, dans le cas présent, la comparaison se fait à la fois sur la phase et l'amplitude, alors que la méthode à deux modulateurs module parfaitement la phase. On trace alors sur la même Figure l'évolution du critère $\langle \epsilon_{1mod}(A_c - A) \rangle$ pour déterminer la part de l'erreur de mise en forme de l'amplitude dans l'erreur globale $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$. On constate que l'erreur moyenne sur l'amplitude vaut 0,07 à la première itération, et tombe à 0,02 à convergence. La contribution des erreurs de phase est donc sensiblement plus importante que celle des erreurs d'amplitude dans l'erreur globale.

On se pose la question de la part d'erreur vraiment liée au concept de mise en forme et au fait que l'on ne pilote que 16 par 16 points dans une pupille de 32 par 32 points. Je me place dans un cas de suréchantillonnage de la turbulence (et donc de la pupille). Les nouveaux paramètres de simulation sont les suivants :

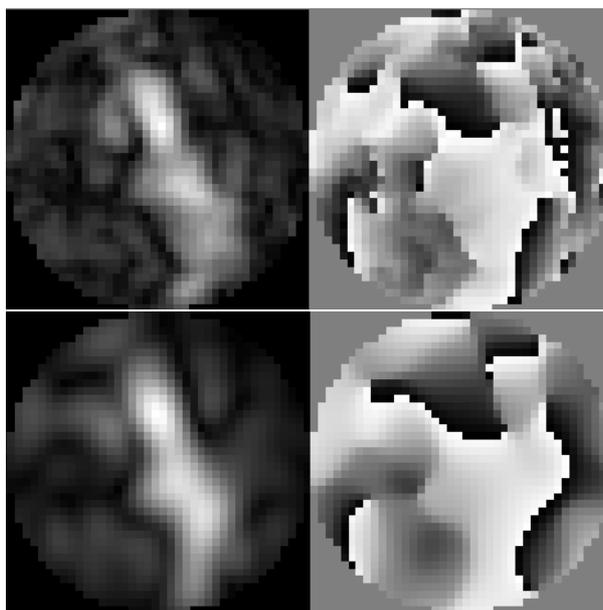


FIGURE 4.8 – En haut : Champ cible Ψ_c (32 par 32 pixels). En bas : champ modulé Ψ (32 par 32 pixels) par le biais d'un seul SLM (commande 16 par 16 macropixels).

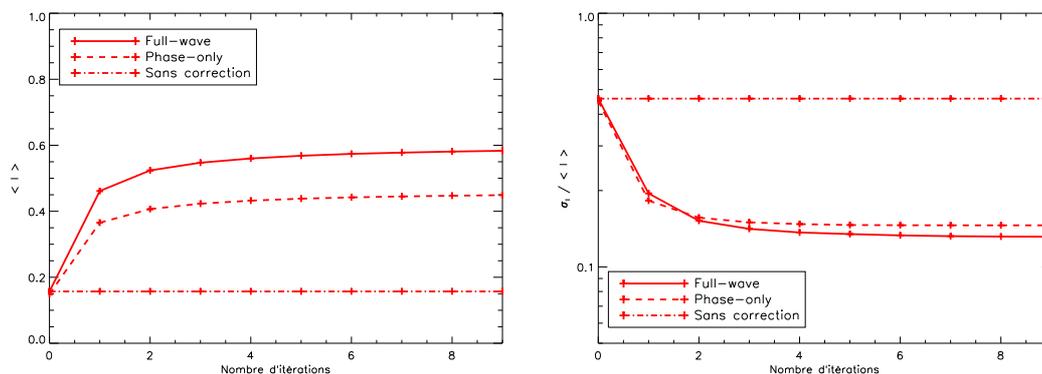


FIGURE 4.9 – Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 1 SLM en fonction du nombre d'itérations. À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.

- Taille physique des écrans de phase : $larg = 5$ cm.
- Taille physique d'un actionneur SLM : $d_{pix.SLM} = 20$ μ m.
- Échantillonnage des écrans : $dim = 1080$ pixels.
- Échantillonnage du diamètre de la pupille : 64 pixels.
- Taille du filtrage en plan focal : 280 pixels.
- Nombre de tirages d'occurrences de turbulences : 100.
- Nombre d'itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.

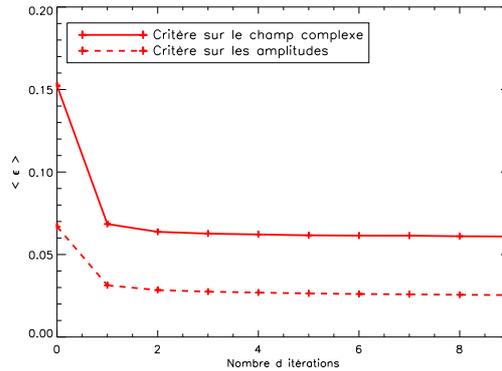


FIGURE 4.10 – Moyenne du critère de mise en forme $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec un modulateur de phase (32 par 32 pixels dans la pupille).

Avant émission en turbulence, on moyenne quatre par quatre les pixels du champ Ψ_c pour calculer la commande SLM (contre un moyennage deux par deux pour le cas précédent). Cette nouvelle simulation permet de prendre en compte des fréquences spatiales plus élevées de la turbulence, qui se répercutent sur le champ turbulent. Le moyennage quatre par quatre dans cette simulation est donc plus sévère que le moyennage deux par deux précédent. Si l'on compare les champs cibles et les commandes (résultant du moyennage), le critère est logiquement plus important dans le cas de la simulation sur-échantillonnée.

Considérons le critère de comparaison $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ entre le champ cible et le champ effectivement mis en forme après passage par le filtrage fréquentiel, tracé en fonction du nombre d'itérations sur la Figure 4.11. On constate alors que l'erreur de mise en forme est inférieure à celle de la Fig. 4.10. À la première itération en particulier, lorsque le champ à mettre en forme présente beaucoup de scintillation et de hautes fréquences spatiales, la mise en forme est beaucoup plus efficace avec un meilleur échantillonnage du champ. Le phénomène de filtrage fréquentiel se mêle à l'erreur de sous-échantillonnage, et il ne semble pas possible d'en séparer les contributions à la valeur du critère $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$.

Toutefois, nos métriques de performance de la liaison tracées Fig. 4.12 montrent qu'il n'y a pas de différences avec celles de la Fig. 4.9. On peut donc considérer l'effet de sous-échantillonnage comme négligeable par la suite.

4.4.5 Quelle technique de mise en forme sur BART ?

Les performances simulées des deux techniques de modulation d'amplitude et de phase proposées aboutissent à des résultats comparables et proches des limites théoriques de la conjugaison de phase. Il convient alors de réfléchir à leurs possibles implantations respectives sur BART.

La méthode proposée par Roggemann requiert deux modulateurs de phase par tête optique soit quatre au total pour la démonstration du lien bidirectionnel. Il n'a pas été possible d'approvisionner quatre composants dans le cadre de cette expérience. Nous avons examiné la possibilité d'utiliser deux zones distinctes d'un seul SLM, mais l'implantation optique s'est révélée com-

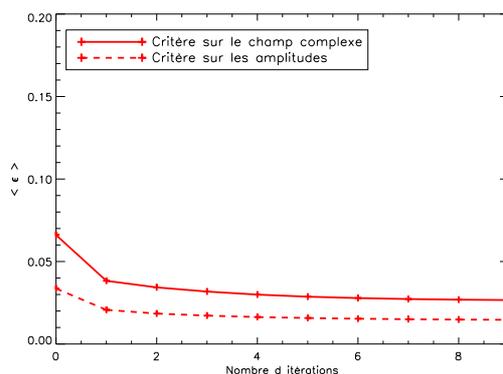


FIGURE 4.11 – Moyenne du critère de mise en forme $\langle \tilde{\epsilon}_{1mod}(\Psi_c - \Psi) \rangle$ selon le nombre d'itérations de conjugaison de phase avec un modulateur de phase et un sur-échantillonnage du champ cible (64 par 64 pixels).

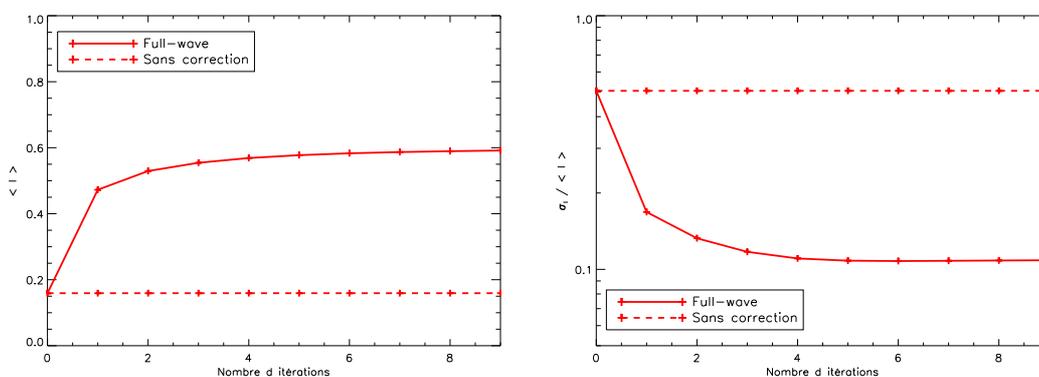


FIGURE 4.12 – Performances de la liaison optique avec suréchantillonnage de la turbulence (64 par 64 pixels dans la pupille). À gauche : taux de couplage, à droite : fluctuations normalisées du taux de couplage.

plexe à mettre en œuvre.

En revanche, la technique à un seul modulateur avec filtrage ne présente aucune difficulté d'implantation, même si elle est beaucoup moins efficace énergétiquement. Nous optons donc pour la méthode à un seul SLM.

4.5 Conclusion

J'ai étudié les trois briques fondamentales constituant le banc BART : reproduction du volume turbulent, mesure du champ après propagation à travers la turbulence et mise en forme du champ précompensé.

Le volume turbulent est reproduit par trois réflexions en trois points différents sur un écran de phase fabriqué au préalable de cette thèse et répondant aux conditions de turbulence que l'on

cherche à étudier.

La mesure du champ complexe est quant à elle grandement simplifiée par le développement à l'Onera d'un nouvel algorithme de reconstruction conjointe de phase et d'amplitude à partir d'images plan focal et extra focal. Ce code est utilisé pour la première fois avec des images expérimentales dans le cadre de cette thèse.

Enfin, j'ai adopté une technique de mise en forme phase et amplitude du champ à un seul modulateur de phase, simple à mettre en œuvre même si peu efficace énergétiquement.

L'ensemble de ces briques permet de définir un schéma bloc de BART Figure 4.13. J'ai rajouté à titre informatif les étages de modulation et démodulation télécom du signal, non étudiés dans cette thèse. Les implantations concrètes des voies de mesure et de mise en forme sont encore à définir et sont décrites au chapitre suivant. Le banc étant bidirectionnel (faisceau 1 → 2 tracé en rouge, 2 → 1 en bleu), son implantation est complètement symétrique par rapport au module turbulent. Le fonctionnement est itératif entre les modules 1 et 2.

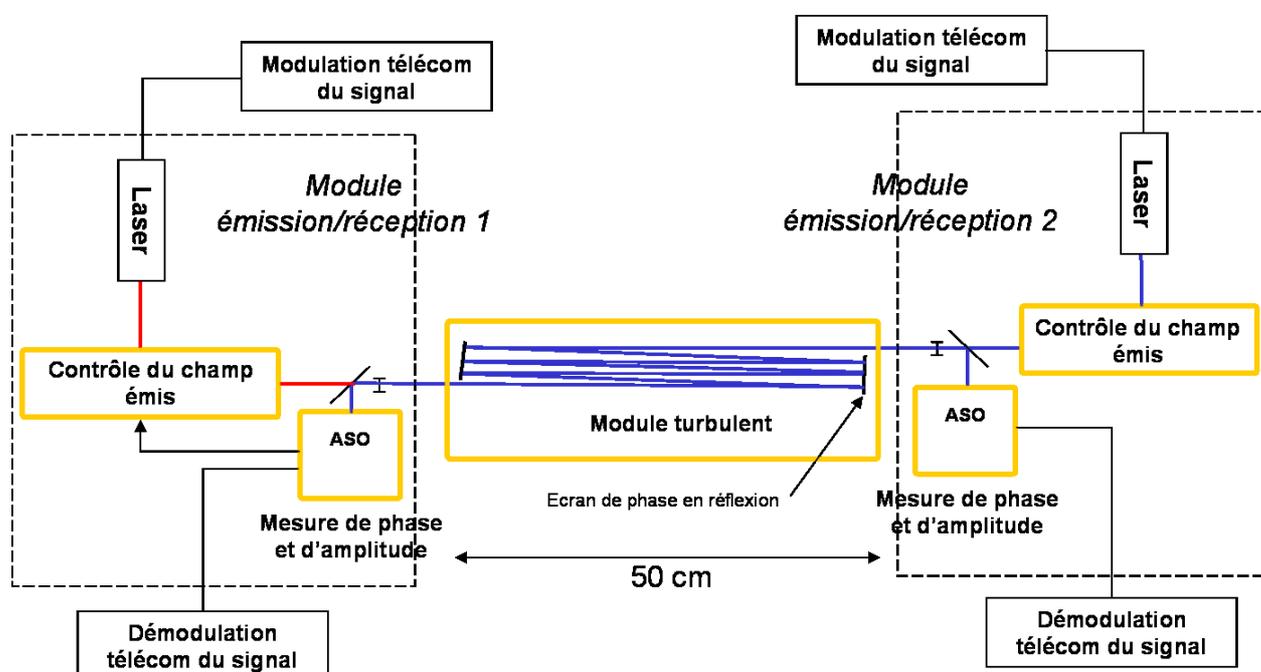


FIGURE 4.13 – Schéma bloc de BART.

Chapitre 5

Implantation expérimentale de BART

Sommaire

5.1	Introduction	89
5.2	Le module d'émission-réception	90
5.3	La voie de mesure	91
5.3.1	Implantation optique	92
5.3.2	Caméra d'imagerie	92
5.4	Le module source	93
5.5	La voie de mise en forme	95
5.5.1	Implantation optique	95
5.5.2	Le SLM	95
5.5.3	Le filtrage fréquentiel	99
5.6	Le module turbulent	102
5.6.1	Définition de l'écran de phase	102
5.6.2	DSP de l'écran	103
5.7	Vue d'ensemble de BART et récapitulatif de ses composants	104
5.8	Conclusion	106

5.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de décrire le banc BART et l'ensemble de ses composants sur la base du dimensionnement établi au chapitre précédent. On présente le module d'émission-réception tel que schématisé Fig. 4.13. Il est constitué des blocs émission laser, mise en forme du champ et mesure du champ complexe. Chacun de ces blocs fait l'objet d'une étude séparée. Une attention particulière est portée à la caméra d'imagerie et au SLM, les deux composants opto-électroniques clés du banc. L'écran de phase, élément clé du module turbulent, est défini et testé après livraison par le constructeur. Une vue d'ensemble de l'intégration du banc et un récapitulatif de l'ensemble des composants le constituant sont donnés en fin de chapitre.

5.2 Le module d'émission-réception

Le module d'émission-réception mesure le champ incident dans la pupille de réception, et réémet à travers la même pupille le conjugué du champ mesuré. Il s'agit de la précompensation par conjugaison de phase, devant permettre de concentrer l'énergie du faisceau émis dans une pupille de réception après propagation en turbulence. Le terme consacré en anglais à cette double fonctionnalité est *transceiver*, issu de la contraction des mots *transmitter* et *receiver*.

La mesure du champ passe par des enregistrements de répartition d'intensité en plan focal et extra focaux utilisés comme données d'entrée de l'algorithme CAMELOT (cf. §4.3.3). Un module source émet ensuite un faisceau laser collimaté en incidence sur un SLM, à la surface duquel est appliquée une commande devant permettre une modulation de phase et d'amplitude après filtrage fréquentiel (cf. §2.4.1.1). Un schéma de l'implantation optique de ces fonctionnalités est donnée Figure 5.1. Une photo Fig. 5.2 montre l'implantation réelle du module d'émission-réception.

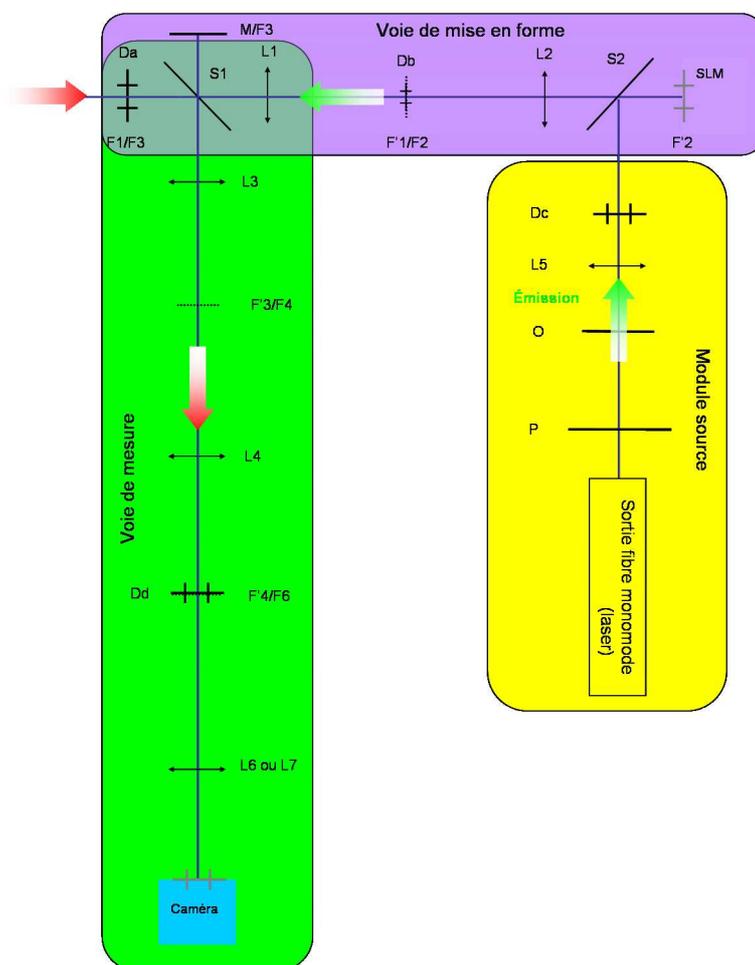


FIGURE 5.1 – Schéma d'un module d'émission-réception. F correspond au foyer focal objet d'une lentille, indiqué du numéro correspondant. F' son foyer focal image.

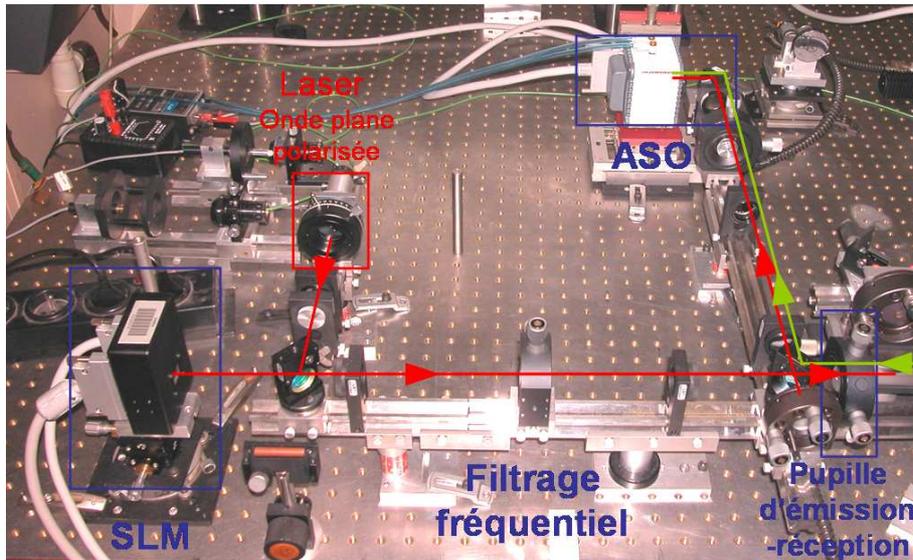


FIGURE 5.2 – Photo d'un module d'émission-réception. Tracé rouge : chemin optique de la propagation laser de la source à la pupille de sortie en turbulence ou vers l'ASO. Trajet vert : Chemin optique du faisceau incident en provenance de l'autre module d'émission-réception.

Afin de tester le bon fonctionnement des voies de mesure et de mise en forme au sein du module d'émission-réception, on prévoit la mise en place d'un miroir M (Fig. 5.1) pour observer le résultat de mise en forme sur la voie de mesure du même module. Dans le cas d'un fonctionnement bidirectionnel de BART, ce miroir M est masqué pour n'enregistrer que le faisceau incident en provenance de l'autre module d'émission-réception.

On constate par ailleurs que cette architecture du module d'émission-réception n'autorise qu'une précompensation en boucle ouverte du champ (mesure directe du champ mis en forme). Dans une boucle d'optique adaptative classique, qui met à plat le front d'onde turbulent d'un champ incident, on réalise en général une boucle fermée. Cela consiste en la mesure du champ incident après réflexion sur le modulateur de phase ayant appliqué sa commande corrective (mesure du "résidu"). Le front d'onde attendu est plan, et une rétroaction est appliquée au calcul de la commande de phase du modulateur dans le cas contraire. La possibilité d'une rétroaction garantit la qualité de la correction par rapport au cas d'une boucle ouverte, où l'on ne dispose d'aucun contrôle de la qualité de la correction appliquée. Cependant, dans le cas de BART, le choix d'une mise en forme du champ avec perte d'énergie ne permet pas de fonctionner en boucle fermée. En effet, il n'est pas possible d'obtenir comme résidu une onde plane d'amplitude uniforme dans la pupille, dans la mesure où le filtrage fréquentiel induit une troncature non réversible.

5.3 La voie de mesure

Nous mettons en place une voie de mesure compatible avec une diversité de phase étendue à trois plans (§4.3.2), ainsi qu'avec la nouvelle méthode d'estimation conjointe de phase et d'amplitude CAMELOT (§4.3.3).

5.3.1 Implantation optique

La voie de mesure est destinée à mesurer le champ incident après propagation en turbulence au niveau de la pupille D_a (faisceau vert sur la Fig. 5.2). La séparatrice S_1 permet de diriger le faisceau vers la caméra. Un doublet afocal ($L_3 - L_4$) conjugue la pupille D_a avec la pupille D_d . Ensuite, la pupille D_d est imagée par une caméra soit en plan focal par une lentille L_6 , soit en plan pupille par L_7 . Les lentilles L_6 et L_7 sont interchangeable sur un même support mécanique.

Comme indiqué §4.2.4, le diamètre d_a de la pupille D_a est de 3 mm. On prend pour les lentilles L_3 et L_4 une valeur de focale égale à 100 mm. Ce doublet afocal n'introduit qu'un grandissement -1 d'où une taille de pupille D_d inchangée égale à 3 mm. Pour respecter le critère de Shannon, la largeur à mi-hauteur de la tache focale imagée par L_6 doit être au moins de deux pixels caméra. La taille du pixel caméra est de $d_{pix} = 6,45 \mu\text{m}$. Pour $f_6 = 100 \text{ mm}$, on trouve une largeur de tache $\frac{\lambda f_6}{d_a} = 22 \mu\text{m} > 2 \cdot d_{pix} = 13 \mu\text{m}$. Cette valeur de f_6 respecte donc bien le critère de Shannon. L'imagerie plan pupille par la lentille L_7 est obtenue grâce à un montage $2f$ d'où $f_7 = \frac{f_6}{2} = 50 \text{ mm}$.

5.3.2 Caméra d'imagerie

Le modèle de caméra d'imagerie utilisé sur chacune des deux voies de mesure des télescopes 1 et 2 est le C10600-10B ORCA-R2 de la compagnie Hamamatsu. Il s'agit d'une caméra présentant une matrice CCD de 1024 par 1374 pixels carrés de taille $d_{pix} = 6,45 \mu\text{m}$, soit une surface totale d'enregistrement de 8,66 par 6,60 mm. Sa plage spectrale de fonctionnement s'étale sur une gamme allant de l'UV au proche infrarouge (de 300 μm à 1050 μm). Elle dispose d'un système de réfrigération par effet Peltier et/ou circulation d'eau qui lui permet une lecture jusqu'à 28 MHz à faible niveau de bruit. La matrice CCD dispose d'un shutter électronique, par le biais d'une surface de détection autour de chaque pixel reliée à la masse, et connectée au pixel au cours du temps de lecture de la caméra. De plus, cette surface permet d'évacuer pendant le temps d'acquisition tout excédent de photo-électrons en cas de saturation d'un pixel, ce qui évite de polluer les pixels voisins. Ce shutter électronique est donc réalisé au prix d'une diminution du taux de remplissage pixellique de la surface de détection.

À la livraison des caméras, nous n'avons pas constaté la présence de pixel mort ou défaillant, de même qu'il n'en est apparu aucun à la suite des manipulations sur BART au cours de la thèse.

Le résultat de l'énergie intégrée des photo-électrons est codé sur 4096 niveaux (12 bits), avec un gain de 4,4 photo-électrons par niveau donné par le constructeur. Le bruit spatial fixe de la matrice, à temps de pose donné, est enregistré alors que la caméra est maintenue dans le noir. Il est de l'ordre de la centaine de niveaux, et est systématiquement soustrait à tout enregistrement ultérieur d'image. Le bruit temporel, à savoir l'écart-type des fluctuations du flux lorsque la caméra est maintenue dans le noir, est mesuré de l'ordre de 1 niveau pour un temps d'exposition de 0,1 ms.

On éclaire la caméra à flux constant et on trace Fig. 5.3 la courbe du nombre de photo-électrons intégrés dans un pixel caméra en fonction du temps de pose. On observe bien une linéarité parfaite (gain constant) sur toute la dynamique de la caméra.

Suite à ces calibrations, on en déduit que le bruit de photon n_p (à pleine dynamique de la

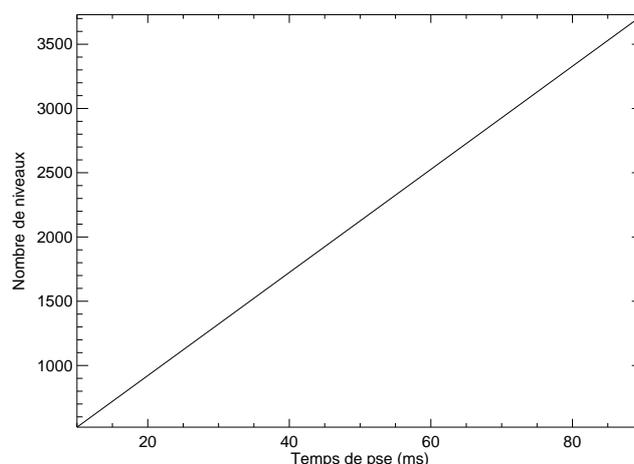


FIGURE 5.3 – Nombre de niveaux enregistrés par un pixel de caméra à flux constant en fonction du temps de pose. Moyenné sur 50 acquisitions par point de mesure.

caméra $n_p = \sqrt{4096} = 64$ niveaux) est beaucoup plus important que toute autre source de bruit, de l'ordre de quelques niveaux maximum.

5.4 Le module source

L'objectif du module source est de fournir à la voie de mise en forme une émission laser de profil d'amplitude uniforme et front d'onde plan avec un flux important. La Figure 5.1 décrit l'implantation du module source dans un module d'émission-réception.

Les sources laser utilisées sur les deux télescopes sont des diodes laser Flexpoint FP65/20 à $650\ \mu\text{m}$, de puissance maximale 20 mW, commercialisées par LASER COMPONENTS. Le temps de cohérence d'une diode laser est très faible, ce qui permet d'éviter tout phénomène d'interférences parasite sur le banc. La sortie du laser est directement injectée dans une fibre monomode longue d'environ un mètre, afin de filtrer tous les modes de la source laser. Un polariseur P en sortie de fibre polarise le flux parallèlement aux cristaux liquides du SLM (voir §2.3.2 pour les conditions de polarisation en incidence d'un SLM). La sortie de la fibre est placée au foyer de la lentille L_5 , de focale égale à 125 mm, pour assurer un front d'onde plan sur le SLM. Le centre de la fibre et le centre de la pupille D_a définissent l'axe optique du module d'émission-réception. Compte tenu de l'ouverture de la fibre, l'éclairement est uniforme sur un diamètre de 3 mm après L_5 . Le diaphragme (pupille $D_c = 4\ \text{mm}$) placé après la lentille L_5 permet simplement de limiter l'empreinte du faisceau incident sur le SLM.

On visualise sur la voie de mesure grâce au miroir M l'image plan pupille du faisceau avec un SLM plan (cf. §5.5.2.2), donc sans modulation aucune de phase et d'amplitude. L'enregistrement obtenu est donné Fig. 5.4, dont une coupe est présentée Fig. 5.5. Des inhomogénéités du profil d'amplitude apparaissent, mais ne sont pas critiques pour une modulation d'amplitude de 15 par 15 points d'action dans la pupille. La structure centrale est dû au filtrage fréquentiel d'un saut

de 2π présent sur la commande de mise à plat du SLM (cf. §5.5.2.2). On verra plus tard dans ce chapitre le dimensionnement du filtrage.

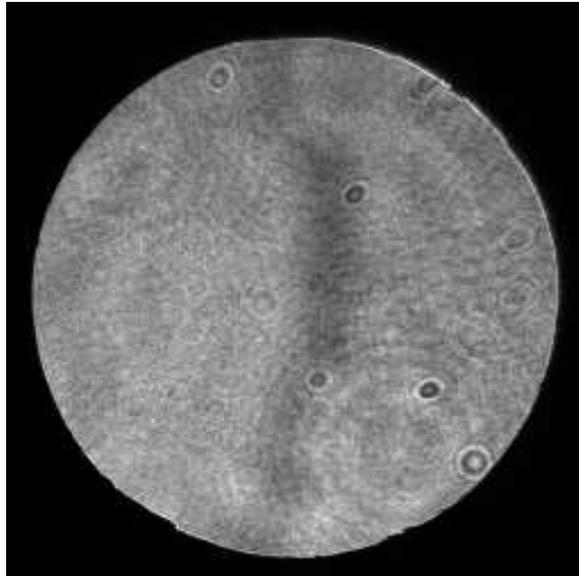


FIGURE 5.4 – Enregistrement du plan pupille avec une commande SLM de mise à plat. À droite : coupe au milieu du plan pupille.

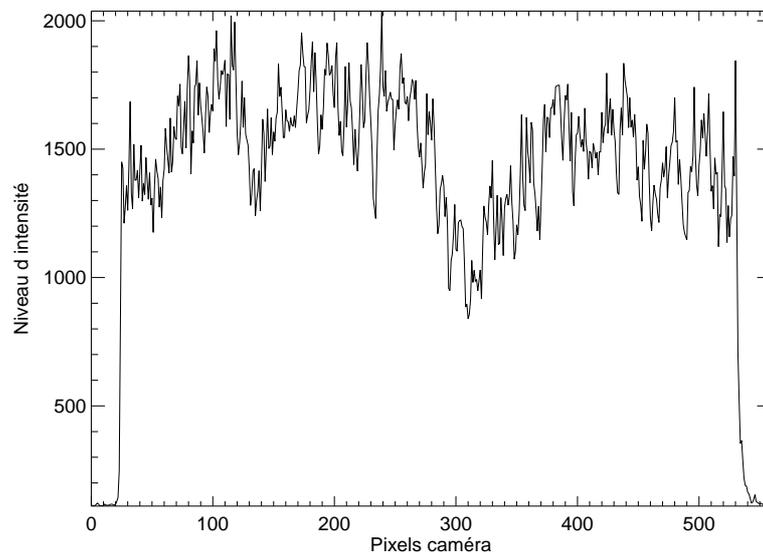


FIGURE 5.5 – Coupe prise au milieu du plan pupille Fig. 5.4.

5.5 La voie de mise en forme

La mise en forme est assurée par un SLM, qui module à haute fréquence spatiale la phase du champ incident, et un trou-filtre dont le filtrage en plan focal convertit la modulation de phase SLM en modulation de phase et d'amplitude en plan pupille (cf. §2.4.1.1).

5.5.1 Implantation optique

Dans ce sous-système, la pupille est matérialisée par le SLM et le plan focal par le trou-filtre. Le doublet afocal ($L_1 - L_2$) conjugue le SLM avec la pupille d'émission-réception D_a . Le trou filtre D_b est centré exactement sur l'axe optique défini §5.4 et positionné au plan focal image de L_2 . Les valeurs de focales et le diamètre de trou-filtre conditionnant la mise en forme sont calculés §5.5.3.

L'introduction du miroir M (dans un plan conjugué de D_a par rapport à la séparatrice S_1) permet de visualiser le faisceau en sortie de la voie de mise en forme avec la voie de mesure. C'est ce qui a permis les enregistrements présentés ci-après.

5.5.2 Le SLM

5.5.2.1 Modèle de SLM et caractéristiques

Le modèle de SLM utilisé est le LCOS-SLM X10468-01 commercialisé par Hamamatsu. Ce modèle travaille sur une bande spectrale relativement large (300-700 nm), mais n'est en contrepartie pas muni d'une surface réfléchissante diélectrique, d'où une absorption non négligeable par le composant. Mais le module source décrit précédemment assure de toute façon une quantité de flux suffisante sur BART. Nous disposons de 800 par 600 pixels carrés de taille $d_{pix.SLM} = 20 \mu\text{m}$, soit une surface d'actionneurs de 1,6 par 1,2 cm. Il fonctionne en lumière polarisée selon l'axe des cristaux liquides du SLM.

5.5.2.2 Qualité de mise à plat

Dans un premier temps, nous souhaitons évaluer la qualité de mise à plat du SLM, qui conditionne la qualité de toute phase que nous allons vouloir appliquer par la suite au SLM. Hors tension, la matrice de cristaux liquides du SLM n'induit pas une phase nulle sur le faisceau incident. Le constructeur livre une carte de commande SLM (Fig. 5.6) pour piloter une phase nulle. Dans cette configuration, le SLM est équivalent à un miroir plan.

De nombreuses optiques sont traversées pour aboutir à la PSF au niveau de la caméra d'imagerie. Mais l'ouverture angulaire du faisceau D/f , de l'ordre de 10^{-2} , est suffisamment faible pour limiter les aberrations optiques introduites par ces composants. La qualité de surface du SLM est donc prédominante sur la PSF observée (Fig. 5.7).

Le tracé de la FTM avec le SLM à plat et sa comparaison avec la FTM d'un système parfait est donnée Fig. 5.8. La fréquence de coupure ν_c mesurée sur la FTM permet de déterminer précisément l'échantillonnage de la caméra $n_s = \frac{1}{2\nu_c} = 1,7$ ($2n_s$ correspond au nombre de pixels

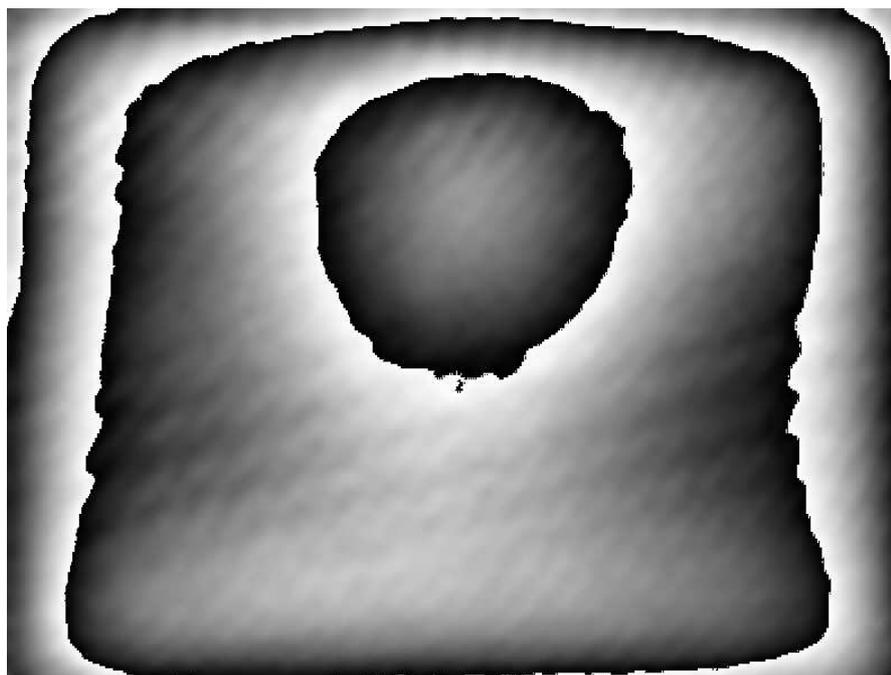


FIGURE 5.6 – Carte de mise à plat du SLM n°0500184 de la série LCOS-SLM X10468-01 à $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ fournie par Hamamatsu.

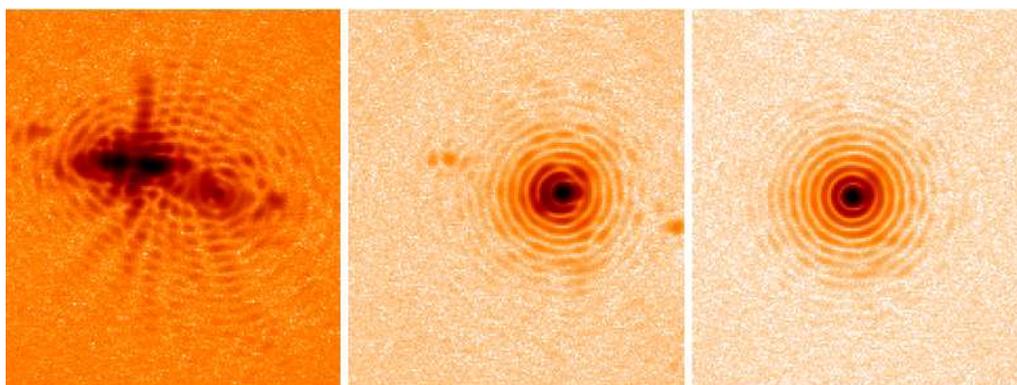


FIGURE 5.7 – Réponses impulsionnelles enregistrées au foyer du système optique pour différentes configurations du SLM. À gauche : sans mise à plat, au centre : avec mise à plat constructeur, à droite : avec un miroir plan en remplacement du SLM. Les images sont obtenues sans D_b sur le montage Fig. 5.1. Affichage logarithmique, dynamique 10^{-4} .

caméra contenus dans la largeur à mi-hauteur de la PSF). Il s'agit par ailleurs d'un paramètre essentiel à donner en entrée du code de diversité de phase ou de CAMELOT.

Une mesure de la surface d'onde par diversité de phase permet de mesurer l'écart-type de la phase résiduelle avec le SLM mis à plat. On trouve $\sigma_{plat} \approx 0,25 \text{ rad rms}$ ($\frac{\lambda}{25} \text{ rms}$), à savoir une excellente qualité optique. La mise à plat constructeur ne nécessite donc pas d'amélioration

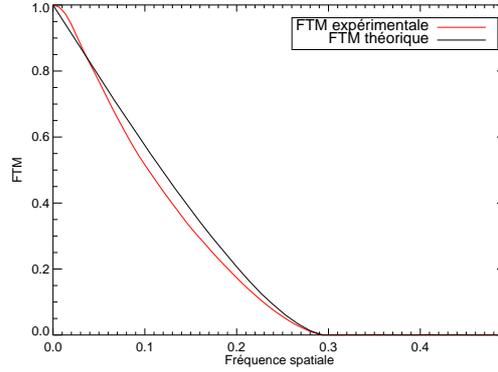


FIGURE 5.8 – Tracé de la FTM avec mise à plat du SLM.

particulière.

Le rapport des intégrales calculées sous les FTM théoriques et expérimentales permet d'évaluer le Strehl Ratio SR de la tache focale expérimentale. On définit le Strehl Ratio avec l'expression suivante :

$$SR = \frac{I(0)_{\text{expé}}}{I(0)_{\text{théorique}}} = \frac{\int FTM_{\text{expé}}}{\int FTM_{\text{théorique}}} \quad (5.1)$$

On trouve alors un Strehl Ratio de $SR_{\text{expé}} = 94\%$. On retrouve exactement la même valeur avec le calcul analytique du Strehl :

$$SR_{th} = e^{-\sigma_{\text{plat}}^2} \cong 1 - (0,25)^2 = 94\% \quad (5.2)$$

Désormais, pour toutes les commandes appliquées au SLM au cours de ce manuscrit, on ajoutera implicitement la carte de mise à plat fournie par le constructeur.

5.5.2.3 Efficacité de diffraction

On souhaite évaluer la capacité du SLM à imprimer une phase à haute fréquence spatiale, à savoir sa capacité à découpler les commandes entre pixels voisins, comme l'exige la méthode de modulation en phase et en amplitude sur BART (§2.4.1.1). Pour ce faire, on applique un réseau de phase (fig. 5.9) en commande SLM, dont on fait évoluer la période et l'amplitude de phase. Les deux directions x et y du réseau sont successivement appliquées.

On conserve le montage optique décrit précédemment pour étudier la mise à plat du SLM. L'imagerie plan focal nous permet ainsi de visualiser les ordres de diffraction induits par un réseau appliqué en commande du SLM.

On applique donc au SLM une commande de phase périodique sous forme d'un créneau alternant $a = 0$ et $a = \pi$ radians (Fig. 5.9).

L'efficacité de diffraction du SLM est évaluée par le rapport entre le maximum de luminosité de l'ordre de diffraction n considéré avec le maximum de luminosité de la PSF lorsque le SLM est à plat :

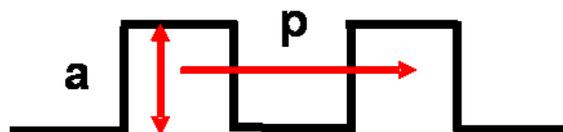


FIGURE 5.9 – Conventions de notation pour l’application d’un réseau au SLM. a désigne l’amplitude de phase. p désigne la période du réseau en nombre de pixels, soit deux au minimum : un pour la partie haute et un pour la partie basse du créneau.

$$E_{diff}(n) = \frac{\max(PSF(n))}{\max(PSF_0)}. \quad (5.3)$$

Dans le cas d’un réseau parfait alternant $a = 0, \pi$, le SLM devrait annuler l’ordre 0 et la totalité de l’énergie se retrouverait alors dans les ordres supérieurs. Ne sont reportés sur la Figure 5.10 que les résultats expérimentaux mesurés pour les ordres 0, 1 et -1. Pour un réglage précis de l’axe de polarisation des polariseurs dans les modules sources des télescopes 1 et 2, on cherche l’annulation maximale de l’ordre 0 dans ce cas de réseau $0-\pi$ appliqué au SLM.

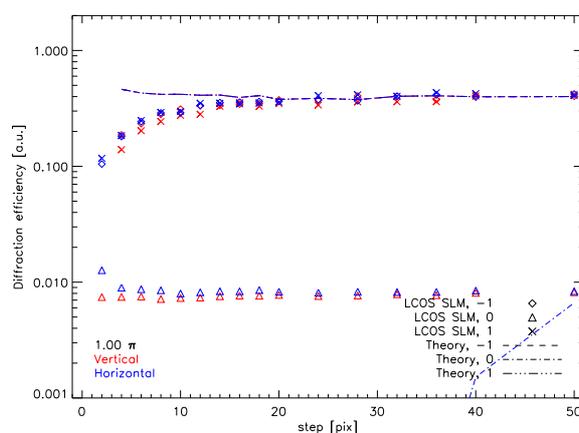


FIGURE 5.10 – Efficacité de diffraction en fonction du pas p du réseau d’amplitude π .

L’examen de la Figure 5.10 met en évidence une dégradation de l’efficacité de diffraction lorsque le pas du réseau décroît dès lors que le pas est inférieur à 20 pixels. À basse fréquence, l’efficacité de diffraction est de 40% comme prévu par la théorie, et l’ordre 0 est très éteint (en deçà du pourcent). Des exemples d’enregistrements à la caméra de ces ordres de diffraction sont donnés Figure 5.11. On constate un allongement des taches de diffractions aux ordres 1 et -1 pour un petit pas ($p = 4$), ce qui explique la diminution du maximum de luminosité par rapport aux valeurs théoriques. Cet allongement n’est pas gênant dans la mesure où il reste suffisamment étroit pour être filtré. En effet, nous ne conservons après filtrage fréquentiel que l’ordre 0. À un fonctionnement nominal ($p = 20$), les taches sont bien centrosymétriques.

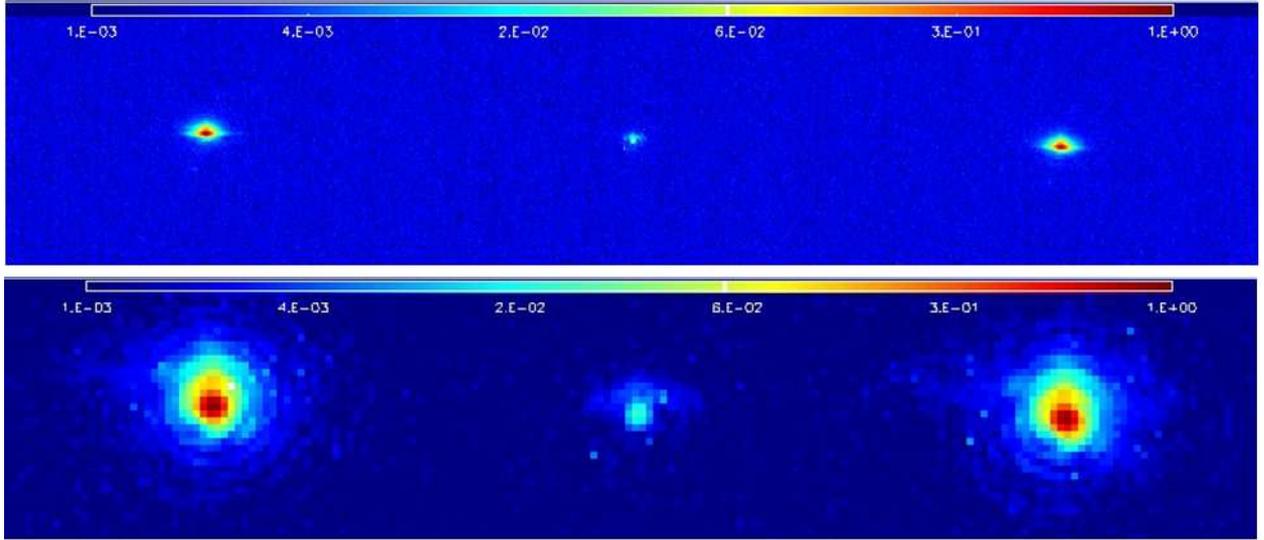


FIGURE 5.11 – Réponses impulsionnelles des ordres -1, 0 et 1 pour un réseau vertical d’amplitude π . En haut : $p = 4$ pixels, en bas $p = 20$ pixels.

5.5.2.4 Condition sur le macropixel

La taille du macropixel de commande SLM (§2.4.1.1) est constante et assimilable à la période p en pixel d’un réseau. Reste à déterminer la taille physique sur BART du macropixel.

Prenons le cas où le plan du SLM est transporté sans grandissement jusqu’au plan de la pupille D_a par l’intermédiaire du doublet $(L_1 - L_2)$. Nous disposons alors d’une empreinte utile de 3 mm de diamètre sur la surface du SLM. 15 points d’actions de la conjugaison de phase dans la pupille, donc 15 macropixels, exigent un pas minimum $p_{min} = \frac{D_a}{15 \cdot d_{pix.SLM}} = 10$, où $d_{pix.SLM}$ est la taille physique du pixel SLM. Une taille de macropixel de 10×10 pixels SLM correspondrait alors à des paquets de 5×5 pixels identiques pour les commandes de φ_+ et φ_- dans chaque macropixel.

À $p = 10$ pixels, on mesure l’efficacité de diffraction du SLM en faisant varier l’amplitude de phase (Fig. 5.12).

La Figure 5.12 nous garantit un bon comportement de l’ordre 0 (seul transmis par le trou-filtre) pour toutes valeurs de φ_+ et φ_- nécessaires à la modulation d’amplitude et de phase. Nous pouvons donc travailler avec un doublet $(L_1 - L_2)$ de grandissement 1 et une largeur de macropixel de 10 pixels SLM. De plus, la Figure 5.12 permet de s’assurer du bon étalonnage du SLM : les maxima correspondent exactement à l’application de commande de $k\pi$ ($k \in \mathbb{N}$).

5.5.3 Le filtrage fréquentiel

Le filtrage permet un moyennage du champ à l’échelle d’un macropixel, d’où un phénomène d’interférences. La taille de trou-filtre est ainsi conditionnée par la taille physique du macropixel. La taille du trou-filtre doit ainsi vérifier deux conditions :

- laisser passer entièrement l’ordre 0 élargi par la turbulence,

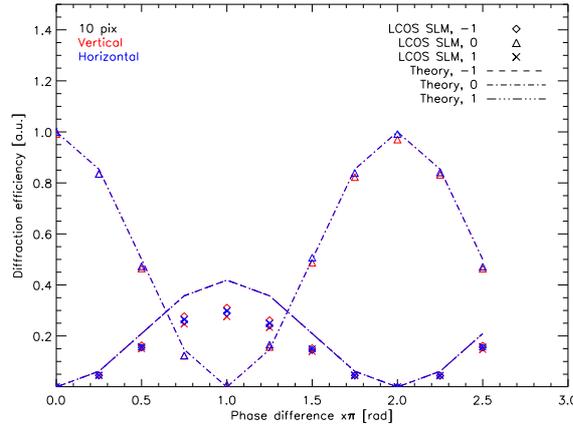


FIGURE 5.12 – Efficacité de diffraction en fonction de l’amplitude de phase du réseau pour un pas $p = 10$ pixels.

– tronquer les ordres 1 et -1 également élargis.

Ces deux conditions sont réalisables seulement si l’ordre 0 et les premiers ordres, élargis par la turbulence, sont effectivement séparés. Après avoir vérifié la qualité de l’écartement des ordres par le SLM dans le cas d’un réseau simple, nous calculons une taille de réseau qui satisfait aux deux conditions mentionnées ci-dessus.

5.5.3.1 Écartement des ordres par un réseau

Les ordres de diffraction sont déterminés selon leur écartement angulaire θ à la position de l’ordre 0 suivant l’expression :

$$\theta_n = \frac{n\lambda}{p \cdot d_{pix.SLM}}. \quad (5.4)$$

On vérifie expérimentalement Figure 5.13 l’évolution linéaire de l’écartement en fonction du pas p donné par la formule 5.4.

La distance d_{ordre1} entre les ordres 0 et 1 dans le cas du pseudo-réseau est donc donnée par :

$$d_{ordre1} = f_2 \theta_1 = \frac{\lambda f_2}{p d_{pix.SLM}}. \quad (5.5)$$

Cette mesure permet de s’assurer de la validité de la valeur du pas pixel théorique.

5.5.3.2 Consistance avec la taille de la tache de diffraction turbulente

Le trou-filtre ne doit pas tronquer l’ordre 0. Or, un champ turbulent reproduit par la méthode de mise en forme a une tache focale élargie. En moyenne, cet élargissement angulaire à mi-hauteur vaut $\frac{\lambda}{r_0}$ (PSF longue pose). L’expression d_{foc} de la largeur à mi-hauteur de l’ordre 0 se déduit de cette résolution angulaire :

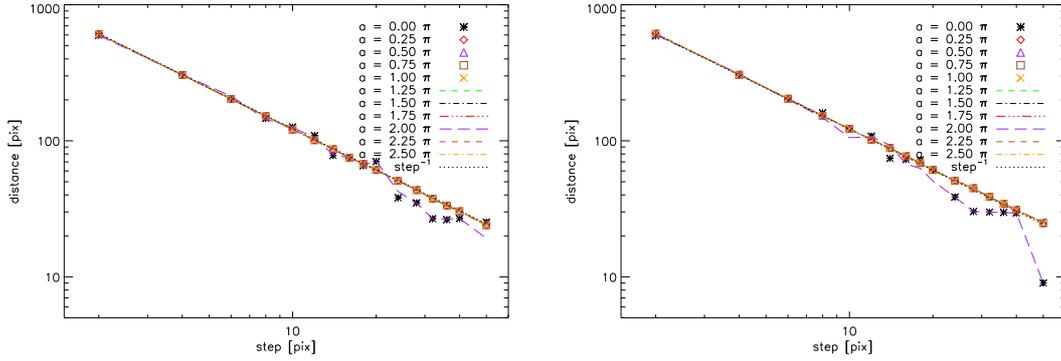


FIGURE 5.13 – Distance des ordres de diffraction -1 (à gauche) et 1 (à droite) à l'ordre 0 en plan focal pour des différences de phase variant entre 0 et $2,5\pi$ (maximum admissible sur le SLM à $\lambda = 0,65\ \mu\text{m}$). Réseau horizontal en commande du SLM.

$$d_{foc} = \frac{\lambda f_2}{r_0}, \quad (5.6)$$

où r_0 est défini dans la pupille D_a .

La condition de séparation de l'ordre 0 avec les premiers ordres dans ces conditions d'élargissement, en supposant une modulation de période égale à la taille du macropixel, s'écrit $d_{ordre1} > d_{foc}$ soit $r_0 \geq p d_{pix.SLM}$ (Éqs. 5.5 et 5.6). On calcule $r_0 = 2,11\rho_0 \approx 0,4\ \text{mm}$.

Pour $p = 10$ pixels, $p d_{pix.SLM} = 0,2\ \text{mm}$, ce qui vérifie le bon écartement des ordres.

La taille minimum de trou-filtre pour ne pas tronquer l'ordre 0 (et tronquer en totalité les ordres 1 et -1) est $d_b = d_{foc}$. On prend $f_2 = 150\ \text{mm}$, ce qui donne $d_{foc} = 488\ \mu\text{m}$. On prend alors $d_b = 500\ \mu\text{m}$, facilement trouvable chez un fabricant.

Il convient de noter que le calcul de d_{foc} donne une grandeur statistique. Selon l'occurrence de turbulence, la tache focale est susceptible de sortir du périmètre défini par le diamètre d_{foc} selon une statistique gaussienne. 90% de cette phase turbulente correspond à du basculement. La taille du trou-filtre sélectionnée est donc susceptible de tronquer l'ordre 0 (et dégrader la mise en forme) en cas de fort tilt turbulent.

Il n'est cependant pas utile d'augmenter la taille du trou-filtre pour prendre en compte un fort tilt turbulent. En effet, comme nous ne pilotons que 15 points d'action dans le diamètre de D_a , nous sommes limités à 7 repliements de phase dans la commande. Sept repliements correspondent à un basculement de 7λ . Pour $d_b = 500\ \mu\text{m}$, le trou-filtre peut encaisser un basculement maximum de $\frac{d_b \cdot d_a}{2f_2} = 7,7\lambda$. Le trou-filtre est donc bien dimensionné pour ne pas filtrer l'ordre 0 avec le basculement maximum qu'il nous est possible d'introduire au niveau du SLM. Si le basculement turbulent mesuré est supérieur à 7λ , il ne nous est pas possible de le précompenser, si bien qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter la taille de D_b pour prendre en compte des tilts turbulents plus importants.

Dans notre expérience, nous veillerons à limiter le basculement de l'onde perturbée dans l'intervalle défini ci-dessus. Dans un système réel, il semble réaliste d'associer un miroir de pointage au dispositif de mise en forme.

5.6 Le module turbulent

On a établi §4.2.5 que le module turbulent peut être constitué d'un unique écran de phase, sur lequel le faisceau se réfléchit trois fois en trois points distincts. L'écran de phase doit naturellement être représentatif des fluctuations spatiales de la turbulence aux conditions expérimentales résumées Tab. 4.1. Nous établissons alors dans un premier temps les paramètres de l'écran nécessaires à sa fabrication. Après livraison de l'écran, nous vérifions son adéquation par rapport aux paramètres demandés.

5.6.1 Définition de l'écran de phase

Nous voulons faire fabriquer un écran de phase en réflexion permettant de simuler la turbulence sur BART. Les creux et les bosses présents à la surface de l'écran permettent d'imprimer une phase au faisceau incident. La statistique du relief de l'écran doit respecter le spectre des fluctuations de phase induites par la turbulence. En effet, l'écart-type de la profondeur des creux de l'écran σ_δ dépend directement de σ_φ selon l'expression :

$$\sigma_\delta = \frac{1}{2} \cdot \sigma_\varphi \cdot \frac{\lambda_{BART}}{2\pi}, \quad (5.7)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ est dû à l'utilisation en réflexion de l'écran de phase.

L'expression du spectre de puissance de phase W_φ donnée Éq. 1.17 permet d'aboutir à l'expression de σ_φ^2 [52] :

$$\sigma_\varphi^2 = 1,03 \cdot \left(\frac{D_{\text{écran}}}{2,11\rho_{0\text{ couche}}} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (5.8)$$

où $\rho_{0\text{ couche}}$ est la distance de cohérence du champ après seulement une réflexion sur l'écran de phase.

D'après l'expression Éq. 1.25, sur une distance de propagation de 1,3 m (L_{BART} divisé par 3 - nombre de réflexions sur l'écran de phase), on trouve $\rho_{0\text{ couche}} \approx 0,5$ mm. En injectant dans les expressions Éqs. 5.8 et 5.7, on trouve alors un écart-type de la profondeur des creux σ_δ de l'ordre de 2,5 μm .

On tire aléatoirement une carte de différences de phase respectant le spectre de la Figure 1.6. On la convertit en carte de différences de marche représentée Figure 5.14.

Cette carte a été envoyée au laboratoire GEPI de l'Observatoire de Paris pour fabriquer un écran de diamètre $D_{\text{écran}} = 5$ cm. Compte tenu de la résolution de 500 par 500 pixels de la carte, le grain de phase est de 100 μm . Grâce à une technique d'insolation UV, le GEPI creuse la surface de l'écran de phase à cette résolution spatiale.

Pour que les différentes phase appliquées au faisceau entre deux impacts sur l'écran de phase soient complètement décorréélées, il faut que ces impacts soient au moins distants de quelques $\rho_{0\text{ couche}}$. L'écran fait 5 cm de large, donc il est en effet aisé de séparer les impacts d'une distance de l'ordre de 1 cm $\gg \rho_{0\text{ couche}}$.

D'autre part, on dispose de 30 points de phase dans le diamètre de la pupille ($D_{BART} = 3$ mm). Il s'agit donc bien d'une résolution supérieure aux 15 points d'action dans la pupille

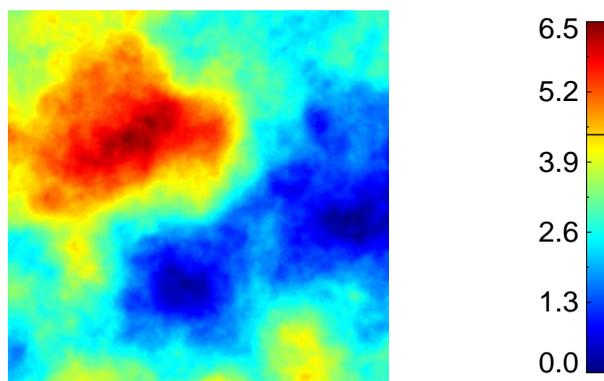


FIGURE 5.14 – Carte des différences de marche numérique exprimée en μm . Taille : 500 par 500 pixels.

envisagés pour réaliser la conjugaison de phase (§2.5.5). J'ai ainsi récupéré cet écran de phase fabriqué au préalable des travaux de ce mémoire.

5.6.2 DSP de l'écran

J'ai vérifié expérimentalement la conformité de l'écran de phase livré par le GEPI. Pour cela, je l'ai éclairé avec un laser collimaté d'amplitude uniforme et de diamètre élargi à quelques centimètres. J'ai enregistré la répartition d'intensité du flux après une unique réflexion sur l'écran de phase et une courte propagation (plan d'observation à $L = 50\text{ cm}$ de l'écran - cf. Fig. 5.15). La courte propagation permet de se placer dans le cadre des faibles perturbations (cf. §1.2.2.3).

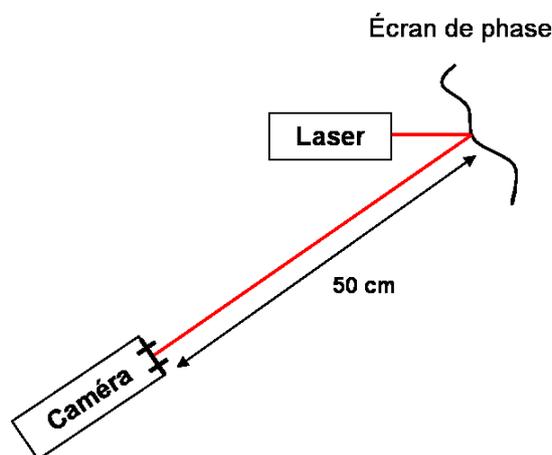


FIGURE 5.15 – Schéma du dispositif de test de l'écran de phase

La DSP de la répartition d'intensité résultante est représentée Figure 5.16. On constate que l'on retrouve les mêmes pentes ($1/3$ et $-11/3$) que celles prédites par la théorie (Fig. 1.6). La fréquence de coupure du spectre mesuré est conforme à la valeur théorique : $\nu_c = \sqrt{\frac{1}{\lambda L}} \approx$

1750 m^{-1} . La condition de régime de faibles perturbations $\sqrt{\frac{1}{\lambda L}} > \frac{1}{2,11\rho_0} = 1320 \text{ m}^{-1}$ est également bien vérifiée. En revanche, on constate une bosse sur le profil de DSP expérimental autour de $\nu_b = 10^4 \text{ m}^{-1}$. Cette fréquence spatiale correspond exactement à la taille du grain de l'écran de phase égale à $100 \mu\text{m}$, conditionnée par l'échantillonnage numérique de la carte Fig. 5.14. Ceci laisse penser que l'échantillonnage à $100 \mu\text{m}$ n'a pas été lissé par l'outil du GEPI.

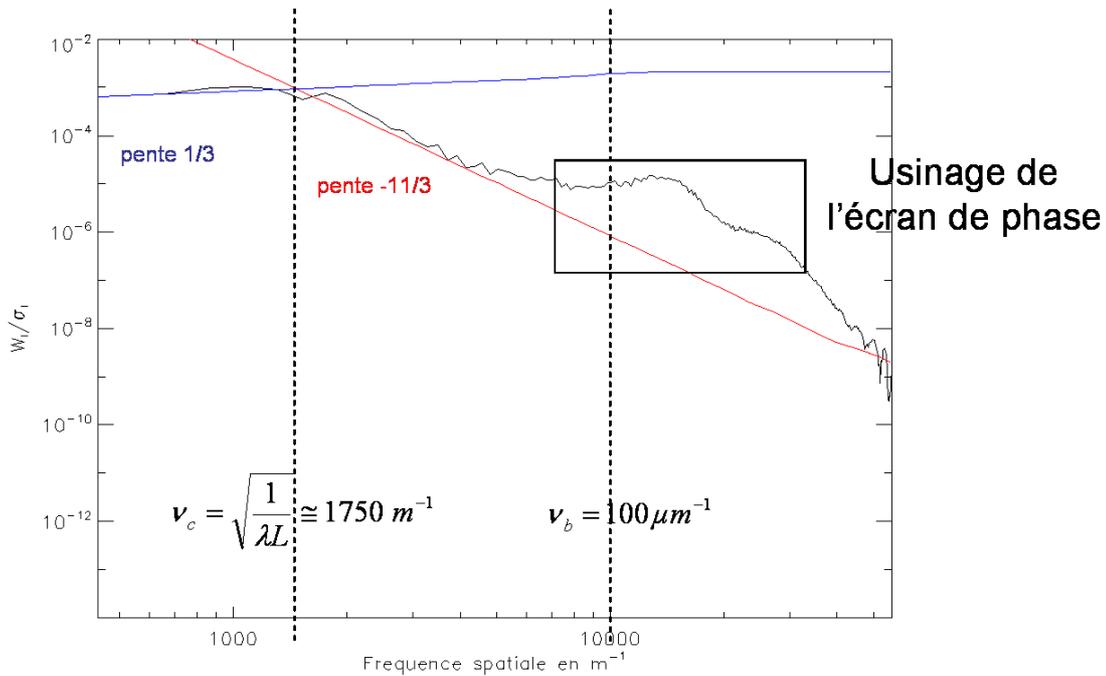


FIGURE 5.16 – Tracé de la DSP de l'intensité détectée dans un plan à 50 cm de l'écran de phase Fig. 5.14 surechantillonné et éclairé par un faisceau laser collimaté d'amplitude uniforme.

Afin de vérifier cette explication, j'ai simulé l'expérience de gravure sans lissage. Pour ce faire, je suréchantillonne l'écran de phase issu de la Fig. 5.14 d'un facteur 10, ce qui est compatible avec l'échantillonnage caméra (10 pixels caméra par grain de phase). On retrouve bien la bosse à la fréquence ν_b sur la Fig. 5.17.

Nous ne disposons a priori que de 15 points d'action dans un diamètre de pupille de 3 mm, soit une fréquence spatiale maximale de $\nu_{BART} = \frac{1}{200 \mu\text{m}}$. Comme $\nu_{BART} < \nu_b$, l'énergie de ce pic non turbulent ne pourra pas être précompensée.

5.7 Vue d'ensemble de BART et récapitulatif de ses composants

Une fois le module source et les voies de mise en forme et de mesure dimensionnées, l'ensemble du banc peut être implanté (photo Fig. 5.19). J'ai intégralement monté le banc au cours

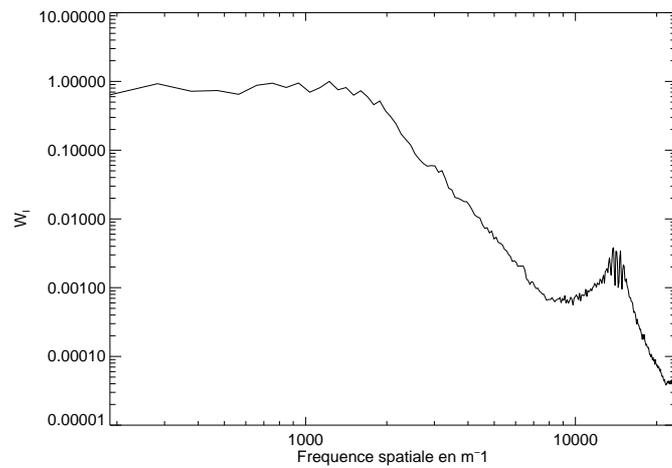


FIGURE 5.17 – Simulation de la DSP de l’intensité détectée dans un plan à 50 cm de l’écran de phase éclairé par un faisceau laser collimaté d’amplitude uniforme.

de la thèse. Une description schématique détaillée et un tableau récapitulatif des composants Tab. 5.1 sont donnés ci-après.

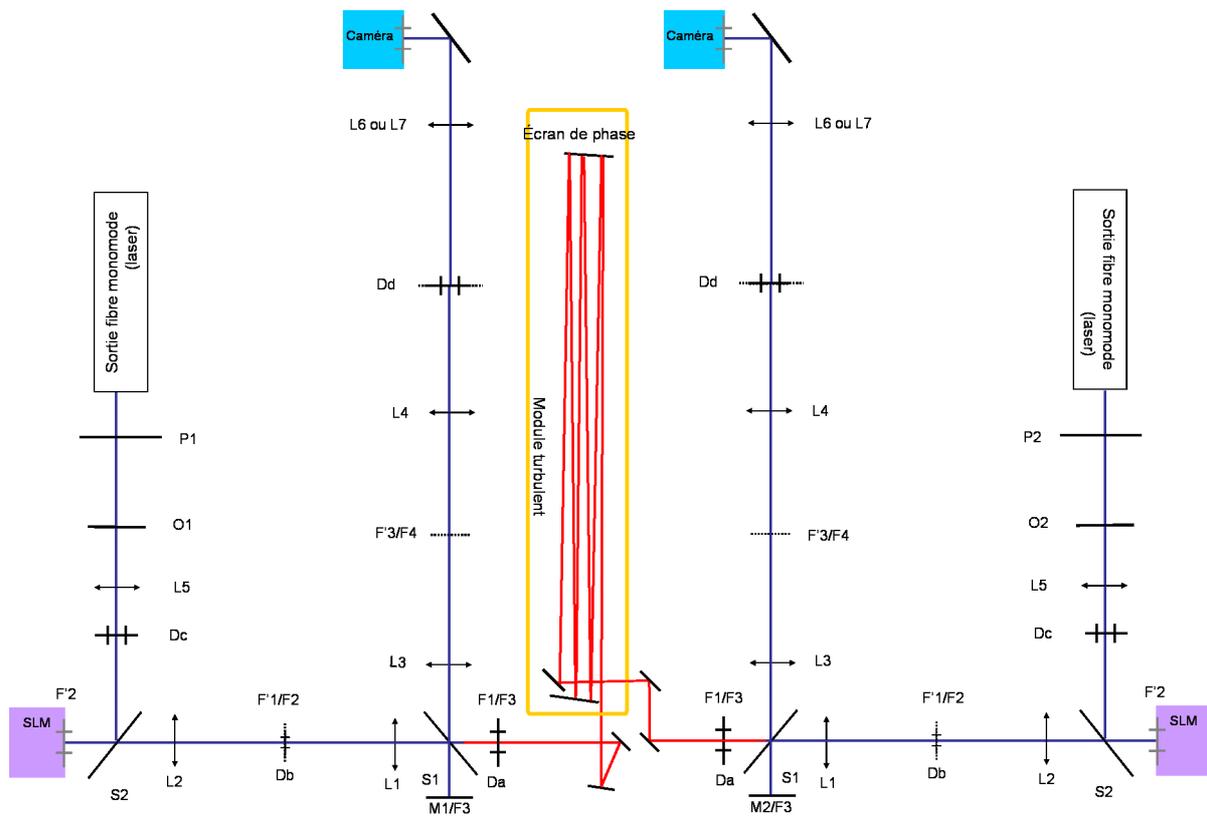


FIGURE 5.18 – Schéma détaillé de BART.

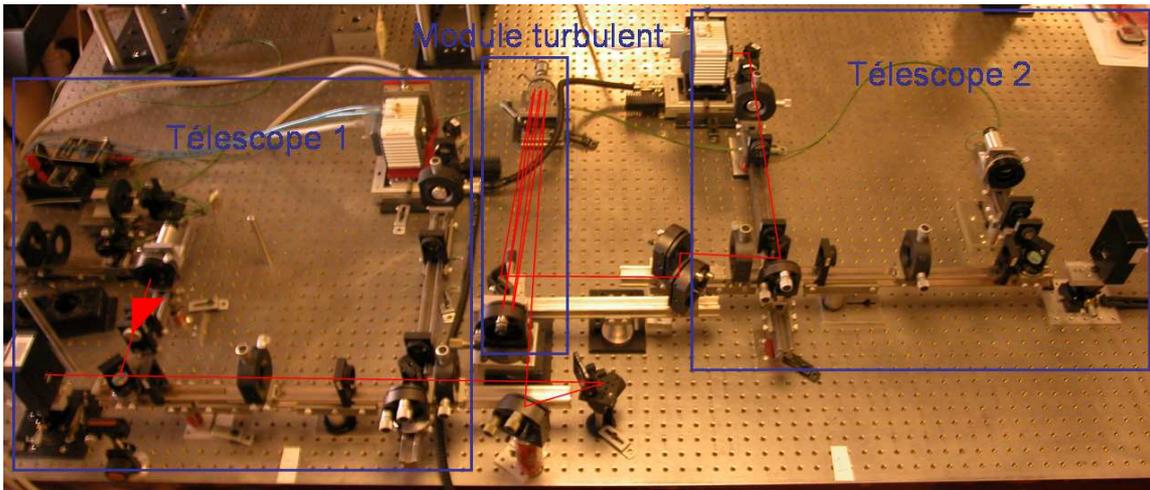


FIGURE 5.19 – Photo d’ensemble de BART. Le tracé rouge représente le chemin optique de l’émission du télescope 1 jusqu’à la voie de mesure du télescope 2.

On note également sur le schéma d’ensemble 5.18 la présence de deux miroirs plans après chacune des deux pupilles des télescopes 1 et 2. Chacun de ces couples de miroirs plans est l’équivalent d’un miroir périscopique. Ils servent d’interfaces optiques entre le module turbulent et les autres modules. Ils permettent également de compenser des tilts turbulents trop importants, qui sortent de la dynamique du SLM conformément à la remarque du §5.5.3.2.

5.8 Conclusion

Nous avons défini les voies de mesure et de mise en forme et la totalité des composants présents sur le banc BART.

Nous avons caractérisé les composants vis-à-vis des besoins de l’expérience. Leurs caractéristiques se sont avérées parfaitement satisfaisantes, excepté l’écran de phase. Celui-ci présente des variations à haute fréquence non attendues, non représentatives de la turbulence atmosphérique. Cette mesure ayant été faite trop tardivement par rapport à l’approvisionnement des autres composants et au dimensionnement du banc, nous avons dû nous limiter à une évaluation de la dégradation des performances de la précompensation.

Au niveau du module d’émission-réception, les principales limitations mises en évidence sont :

- sur la voie de mesure, le bruit de photons,
- sur la voie de mise en forme, la correction de forts tilts turbulents.

Jusqu’ici, les paramètres et le positionnement des différentes optiques ont été supposés parfaits. Nous allons au chapitre suivant mettre en œuvre les procédures de calibration permettant l’intégration du banc avec la meilleure précision possible et évaluer les erreurs commises.

Tableau récapitulatif des composants de BART	
Composant	Remarques et spécifications
Module Source ($\times 2$)	
Laser	Diode laser, $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$, $P_{max} = 20 \text{ mW}$ Injectée dans une fibre monomode (cœur $2 \mu\text{m}$)
P	Polariseur, indicé 1 ou 2 selon le télescope considéré
O	Obturateur, indicé 1 ou 2 selon le télescope considéré
L_5	Lentille de focale 125 mm de collimation
D_c	Pupille de 4 mm de diamètre réduisant l'étendue spatiale du faisceau
Module de Mise en Forme ($\times 2$)	
SLM	Modèle LCOS-SLM X10468-01 (Hamamatsu) 600 par 800 actionneurs de taille $20 \mu\text{m}$, large bande (300-700 nm)
S_2	Séparatrice 50-50
$(L_1 - L_2)$	Doublet afocal ($f_1 = f_2 = 150 \text{ mm}$) conjuguant le plan du SLM avec les plans de D_a et M_1
D_b	Trou filtre de $500 \mu\text{m}$ de diamètre en plan focal de L_2
D_a	Pupille de 3 mm de diamètre d'entrée et de sortie du télescope
Module de Mesure ($\times 2$)	
Caméra	Modèle C10600-10B ORCA-R2 (Hamamatsu) 1344 par 1024 pixels de taille $6,45 \mu\text{m}$ large bande (300-1050 nm)
L_6	Lentille de focale 100 mm permettant d'imager en champ proche D_d Interchangeable avec L_7
L_7	Lentille de focale 50 mm permettant d'imager en champ lointain D_d Interchangeable avec L_6
D_d	Pupille de 3 mm de diamètre conjuguée avec les plans de D_a et M_1
$(L_3 - L_4)$	Doublet afocal ($f_3 = f_4 = 100 \text{ mm}$) conjuguant les plans de D_a et M_1 avec le plan de D_d
S_1	Séparatrice 50-50
M	Miroir plan, indicé 1 ou 2 selon le télescope considéré
Module turbulent	
Écran de phase	Fabriqué sur commande au GEPI par une technique d'insolation UV
Miroirs plans	Miroir plan large + un autre miroir pour couder le chemin optique

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des éléments du banc BART en lien avec la Figure 5.19

Chapitre 6

Alignement et étalonnage de BART

Sommaire

6.1	Introduction	109
6.2	Alignement de BART	110
6.2.1	Collimation du faisceau dans la voie de mise en forme	110
6.2.2	Définition et matérialisation de l'axe optique	112
6.2.3	Étalonnage de la voie de mesure	112
6.2.4	Positionnement du trou-filtre	114
6.2.5	Positionnement des composants plan pupille	114
6.3	Couplage du module de mise en forme avec le module de mesure	116
6.3.1	Étalonnage transverse du SLM par rapport à D_a	116
6.3.2	Transformation de la commande SLM par rapport à la mesure caméra	117
6.3.3	Validation expérimentale du modèle	120
6.4	Taux de couplage relatifs	123
6.5	Conclusion	125

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'alignement et à l'étalonnage du banc BART. La première étape consiste à aligner les différents éléments optiques composant le banc. Comme les faisceaux sont faiblement ouverts, le montage optique est très peu sensible à la présence d'aberrations. Il s'agit donc essentiellement de la conjugaison des différents foyers et pupilles dans un module d'émission-réception. Cette étape permet également de confondre l'axe optique de la voie de mesure avec celui de la voie de mise en forme, et ce faisant de définir l'axe optique du module d'émission-réception. La première partie de ce chapitre s'attache à décrire cette étape et donne une évaluation de la précision avec laquelle les positionnements sont effectués.

Cette étape n'est pas satisfaisante pour utiliser le banc BART. En effet, la commande du SLM à partir de la mesure du champ repose sur un modèle théorique de la combinaison optique qui

n'est pas vérifié en pratique : les focales des optiques ne sont pas égales à leurs valeurs théoriques et leurs positionnements exacts sont inconnus. Il faut donc procéder à l'étalonnage du module de mesure par rapport au module de mise en forme. Cet étalonnage et sa validation expérimentale sont présents dans la seconde partie de ce chapitre.

Afin d'évaluer les performances de notre système, il est nécessaire de caractériser les transmissions optiques des différentes voies. Ce volet est abordé dans la dernière partie de ce chapitre.

6.2 Alignement de BART

6.2.1 Collimation du faisceau dans la voie de mise en forme

Pour garantir un front d'onde plan dans le plan du SLM, lorsque celui-ci est mis à plat, la lentille L_5 doit conjuguer par autocollimation (miroir derrière L_5) le plan de sortie de la fibre. Cette condition permet de positionner longitudinalement L_5 . La précision de cette autocollimation à l'œil est faible. Une éventuelle légère défocalisation dans le plan du SLM s'ajoute alors simplement à la commande de phase appliquée. Après avoir placé approximativement le doublet ($L_1 - L_2$), on réalise une nouvelle autocollimation en plaçant cette fois-ci un miroir derrière L_1 . La précision de cette autocollimation est également faible. Pour améliorer la qualité du front d'onde, on regarde en plan pupille le résultat de la propagation jusqu'à la voie de mesure de l'autre module d'émission-réception, avec un miroir plan en lieu et place de l'écran de phase (même montage que pour la matérialisation de l'axe optique §6.2.2).

Le résultat attendu de la propagation d'une pupille pleine dans le vide est une tache de répartition d'intensité proche de celle d'Airy. Cependant, la présence éventuelle d'une défocalisation à l'émission induit une répartition d'intensité plus ou moins concentrée dans la pupille de réception après propagation. On représente ces différentes répartitions d'intensité Fig. 6.1, et leurs coupes centrales Fig. 6.2.

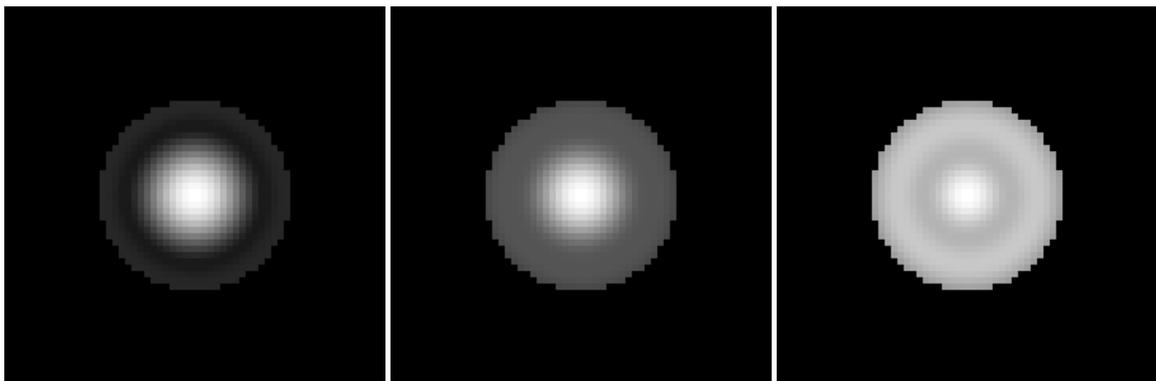


FIGURE 6.1 – À gauche : répartition d'intensité théorique dans la pupille de réception après propagation dans le vide d'un champ défocalisé de $-0,5$ rad rms sur BART. Au milieu : Sans défocalisation (onde plane émise). À droite : avec défocalisation de $+0,5$ rad rms.

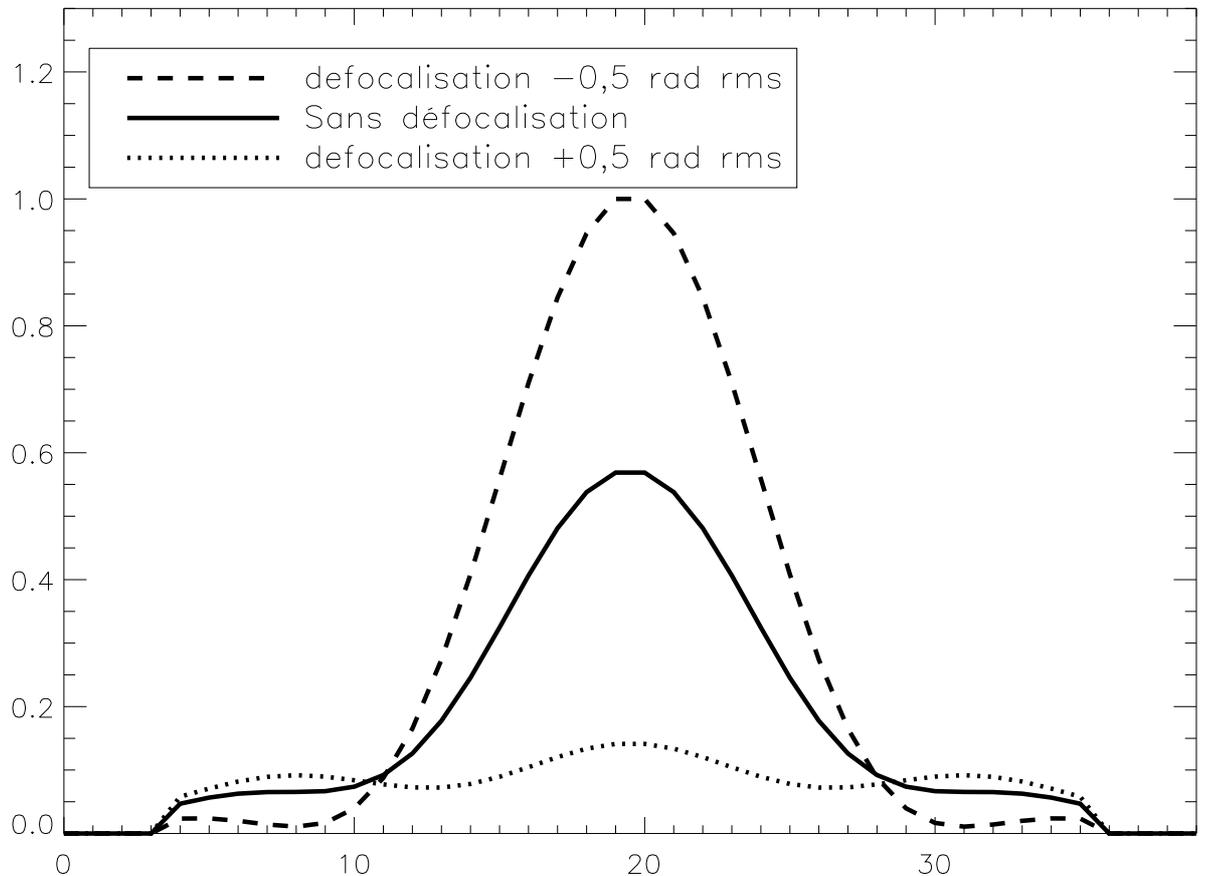


FIGURE 6.2 – Coupes centrales des images de la Figure 6.1.

On constate alors qu'il est possible d'évaluer à mieux que 0,5 rad rms la planéité du champ d'émission seulement en considérant la répartition d'intensité obtenue après propagation.

Nous déplaçons donc longitudinalement et finement la lentille L_5 de chacun des deux modules jusqu'à obtenir la répartition d'amplitude attendue (vignette du milieu milieu Fig. 6.1). Il s'agit d'obtenir un pic central d'intensité élevée et d'éviter une annulation de l'intensité autour du pic (formation d'un anneau en lisière de pupille). Cette méthode permet d'éviter d'installer un ASO en sortie de D_a , et de mettre plutôt à profit la voie de mesure de l'autre module.

Le résultat finalement obtenu sur un module est présenté Fig. 6.3.

Ce réglage est effectué pour chacun des deux modules d'émission-réception. Il permet de faire travailler le SLM autour de sa position de mise à plat.

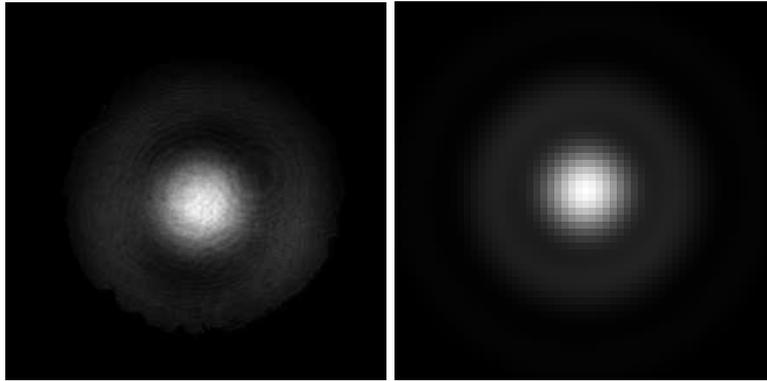


FIGURE 6.3 – À gauche : Répartition d’intensité centrée dans la pupille de réception en l’absence de turbulence mesurée sur BART. À droite : Résultat de simulation de la répartition d’intensité après propagation dans le vide sur BART.

6.2.2 Définition et matérialisation de l’axe optique

Nous nous plaçons dans la configuration de la Figure 5.18, avec les SLMs des deux modules d’émission-réception à plat. Comme il a été vu §5.4, l’axe optique de chaque module d’émission-réception est défini par les centres de la fibre laser et de la pupille D_a . Nous souhaitons utiliser les faisceaux émis par les deux modules afin d’aligner chacun des modules. Pour cela, nous allons confondre leurs axes optiques. Cela permet au passage d’éliminer un éventuel biais en basculement qui, pour le compenser, s’ajouterait à la commande de mise en forme.

On profite du réglage de la collimation du faisceau source précédent pour centrer la tache centrosymétrique obtenue dans le vide (cf. Fig. 6.3) dans la pupille.

Les miroirs périscopiques proches du télescope 1 permettent de centrer le profil centrosymétrique dans la pupille du télescope 2 grâce à un fort bras de levier, et réciproquement pour le trajet inverse. Cet effet de bras de levier permet après plusieurs itérations de centrer simultanément le profil dans la pupille du module 1 pour la propagation $2 \rightarrow 1$ et dans la pupille du module 2 pour la propagation $1 \rightarrow 2$. On estime alors la précision de notre centrage à un vingtième de pupille près, donc une précision angulaire de l’ordre de $\theta = \frac{d_a}{20L_{BART}} = 3,8 \cdot 10^{-5}$ rad.

Cela correspond à un basculement de $\frac{1}{4} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d_a^2}{20L_{BART}} = 0,3$ rad rms (basculement exprimé ici en radian de phase, égal à la valeur du coefficient de Zernike associé suivant la définition donnée par Noll).

Une fois cette opération effectuée, nous avons garanti que les faisceaux issus des deux modules se coupent en deux points : ils sont tous deux centrés sur les deux pupilles D_a . Ainsi, d’une part les axes optiques d’émission des deux modules sont confondus, et d’autre part, nous disposons d’un faisceau optique de référence pour les voies de mesure des deux modules.

6.2.3 Étalonage de la voie de mesure

Le doublet $(L_3 - L_4)$ est placé au réglet pour conjuguer les pupilles D_a et D_d . Malgré la faible précision du positionnement au réglet, le placement des lentilles est fixé. On se place en confi-

guration d'imagerie plan focal. On étalonne alors les voies de mesure vis-à-vis de l'axe optique défini par le faisceau entrant (issu du module faisant face) dans le module d'émission-réception. Pour cela, on note les positions des centres de PSF ainsi obtenues sur les caméras des deux modules. **Elles serviront de références absolues** pour les mesures ultérieures de basculement. On confond l'axe de translation des platines électriques sur lesquelles sont fixées les caméras avec l'axe optique en garantissant que la PSF n'évolue pas dans le plan d'enregistrement de la caméra après translation.

On étalonne ensuite les voies de mesure pour qu'elles mesurent un front d'onde plan dans leur pupille D_a . Pour ce faire, on utilise un miroir d'autocollimation après D_a , tel que représenté sur la Figure 6.4, qui permet de matérialiser la pupille D_a . On masque le miroir M . Pour éviter l'introduction d'un basculement avec le miroir d'autocollimation, on le positionne de telle sorte que la tache focale obtenue avec le SLM à plat soit superposée avec la position de référence.

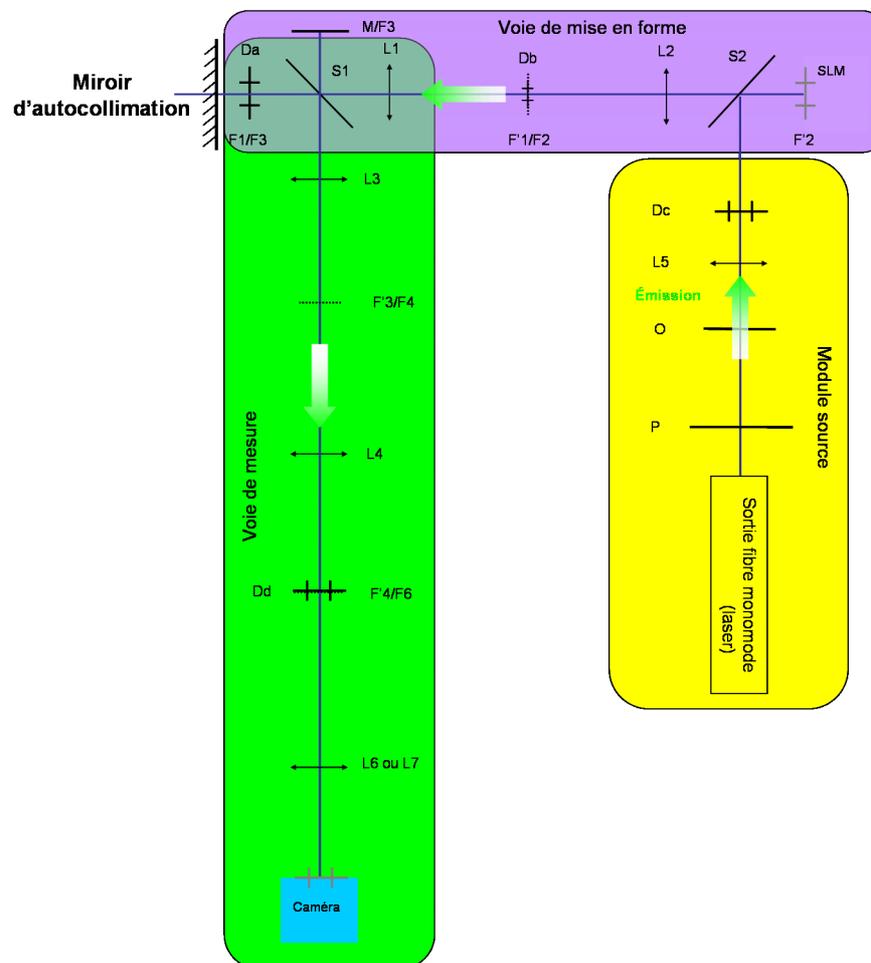


FIGURE 6.4 – Schéma d'un module d'émission-réception en phase d'alignement.

Pour étalonner la voie de mesure, nous allons déplacer longitudinalement la caméra à l'aide de la platine électrique de précision micrométrique jusqu'à que la défocalisation mesurée par

diversité de phase dans la pupille soit nulle à une précision d'au moins 0,05 rad rms. La formule Éq. 4.4 permet par ailleurs de convertir un défocus en longueur de translation longitudinale.

Cette étape permet de minimiser les biais sur la mesure pour ce qui concerne le basculement et la défocalisation. La précision de cet étalonnage repose sur la coaxialité des faisceaux d'émission et d'injection (basculement), et sur la planéité du miroir d'autocollimation et de la séparatrice (défocalisation).

La méthode de diversité de phase ne requiert pas a priori d'étalonnage pour les aberrations d'ordre supérieur. Par ailleurs, l'analyse des images au plan focal permet d'estimer l'ouverture numérique du système (cf. §5.5.2.2). Il est maintenant possible de déterminer les aberrations dans la pupille D_a avec le module de mesure.

6.2.4 Positionnement du trou-filtre

On pose le trou-filtre D_b afin de régler son positionnement longitudinal et son centrage sur l'axe optique. Il sera ensuite retiré pour la suite de l'alignement. On a en effet vérifié que retirer et repositionner D_b dans sa monture mécanique n'altère pas ses réglages.

Pour positionner exactement D_b en plan focal, on l'éclaire en lumière blanche et on le déplace longitudinalement jusqu'à ce que l'image de ses bords sur la caméra soient nets.

Une fois D_b placé en plan focal, il faut le centrer sur l'axe optique. Pour ce faire, j'utilise une astuce qui met à profit la possibilité d'appliquer une commande de phase à la surface du SLM, présent en amont de D_b . J'applique à la surface du SLM un réseau bidimensionnel d'amplitude π sur toute sa surface. On observe ainsi quatre ordres de diffractions brillants (ordres 1 et -1 selon les deux axes de symétrie orthogonaux du réseau), l'ordre 0 étant annulé par l'amplitude π du réseau.

Pour $p_{\text{reseau}} = 20$ pixels SLM, le calcul (Éq. 5.4) donne un écartement $f_2\theta$ de 488 μm entre les ordres 1 et -1 . Cet écartement coïncide bien avec le diamètre $d_b = 500 \mu\text{m}$ du trou-filtre (Fig. 6.5). Ce réglage est précis à une demi tache de diffraction près, soit à $\frac{\lambda f_2}{d_a} \cong 16 \mu\text{m}$.

Une fois le trou-filtre centré, il est dévissé de son support mécanique et le SLM est remis à plat.

6.2.5 Positionnement des composants plan pupille

Je me place maintenant en configuration d'imagerie plan pupille (lentille L_7) pour visualiser sur la caméra la répartition d'intensité en plan pupille. Le plan de la caméra sert de référence de position longitudinale pour les éléments en plan pupille.

6.2.5.1 Positionnement longitudinal du SLM

La méthode employée usuellement pour positionner un miroir dans un plan de conjugaison est d'en masquer une partie grâce à une feuille de papier collée au miroir. Le miroir est bien conjugué lorsque la troncature par le papier apparaît nette et franche. Cependant, pour ne pas risquer d'abimer par un contact physique la surface du SLM en retrait dans sa monture mécanique,

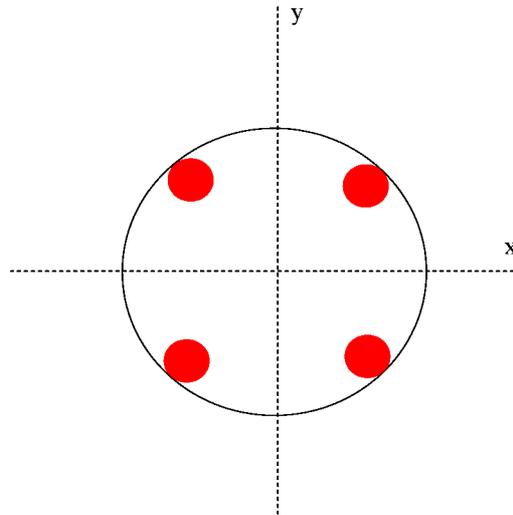


FIGURE 6.5 – Schéma de l'enregistrement obtenu à la caméra après application d'un réseau de période 20 pixels SLM. Le cercle noir représente les bords du trou-filtre, éclairés en lumière blanche. Les taches rouges représentent les ordres de diffraction. Les axes de symétrie du réseau bidimensionnel sont diagonaux.

je propose une autre méthode de calibration, mettant à nouveau à profit la possibilité d'appliquer une commande de phase à la surface du SLM.

Une commande quelconque est appliquée au SLM. En l'absence du trou-filtre D_b et dans le cas d'une mauvaise conjugaison du SLM avec la caméra, le phénomène de courbure (propagation de la phase) va faire apparaître la commande sur la caméra. Le SLM est translaté longitudinalement jusqu'à ce que les fluctuations d'intensité observées soient minimales. On considère alors que le plan du SLM est bien conjugué.

6.2.5.2 Positionnement longitudinal de D_a

La surface de la pupille D_a est éclairée par une source blanche non cohérente. On observe à la caméra l'image de cette pupille éclairée. Le positionnement longitudinal de D_a est ajusté de telle sorte que son bord apparaisse le plus net possible, ce qui garantit une bonne conjugaison du plan d'enregistrement avec celui de D_a . Ce déplacement est effectué en prenant soin de ne pas modifier la position transverse. Comme la caméra est elle-même déjà conjuguée du plan du SLM grâce au réglage précédent, on en déduit que la pupille D_a est également conjuguée du SLM à la suite de ce dernier réglage.

6.2.5.3 Superposition de D_d avec D_a

La pupille D_d est rajoutée au montage (cf. fig. 6.4). Une pupille D_d est nécessaire sur la voie de mesure pour matérialiser la pupille dans le cas où l'on souhaite mesurer le résultat de mise en forme après réflexion sur le miroir M (le miroir d'autocollimation n'étant utilisé que

pour des calibrations). En se réfléchissant sur le miroir d'autocollimation, le faisceau traverse à la fois les pupilles D_a et D_d . D_a est la pupille d'entrée, si bien que D_d doit être positionnée pour être optiquement confondue à D_a . Tout d'abord, D_d est positionné longitudinalement grâce à un éclairage non cohérent de sa surface, comme pour D_a . Un réglage assisté par la visualisation à la caméra permet ensuite un positionnement transversal de D_d de telle sorte qu'elle ne vignette pas D_a .

6.3 Couplage du module de mise en forme avec le module de mesure

Nous avons étalonné la voie de mesure vis-à-vis de la pupille d'entrée D_a du système. Nous avons vu au chapitre 5 que la commande du SLM était parfaitement étalonnée et nous nous sommes assurés de la conjugaison du plan de D_a avec celui du SLM. Il reste à étalonner la correspondance entre D_a et le SLM (grandissement transverse et rotation). Une fois cette étape franchie, nous présenterons une validation expérimentale de notre étalonnage.

6.3.1 Étalonnage transverse du SLM par rapport à D_a

Nous cherchons à présent à connaître la position et la taille en pixels SLM de l'empreinte du faisceau utile se réfléchissant sur le SLM et se propageant ensuite à travers D_a . Le trou-filtre est remplacé sur le montage. La caméra, en configuration plan pupille, permet d'imager D_a et le SLM. Le miroir d'autocollimation est installé.

Nous avons développé la procédure de calibration suivante :

- enregistrement de la pupille pleine D_a pour mesurer la position de son centre sur la caméra,
- enregistrements des images obtenues avec une série de commandes permettant de créer une répartition d'amplitude à l'échelle du macropixel du SLM (cf. Fig. 6.6),
- enregistrement de l'image obtenue en appliquant une mise en forme de type réseau $0-\pi$ en commande SLM (que nous appellerons fond résiduel).

L'enregistrement de l'image de D_a permet de mesurer la position de son centre à la caméra ainsi que sa taille en pixels caméra.

La tache (Fig. 6.6) correspond à la plus petite dimension qu'il nous est possible de mettre en forme sur BART, à savoir un macropixel. Elle correspond à la commande suivante : tout le SLM est couvert d'un réseau d'amplitude π de pas 10 pixels, sauf en un macropixel où la commande est celle de la mise à plat. Le centre de l'image sur la caméra est ensuite obtenu par calcul du barycentre de l'image seuillée (à 50% de son maximum), à laquelle a été préalablement soustrait le fond résiduel. La commande SLM est alors centrée transversalement, de telle sorte que l'image de ce macropixel soit au centre de l'image de la pupille D_a .

La série de taches permet de calculer le grandissement du pixel SLM par rapport au pixel caméra (cf. Fig. 6.7). La mesure de la pente donne un déplacement de 3,25 pixels caméra (21 μm) lorsque la commande est déplacée d'un pixel SLM (20 μm).

Dans la pratique, les tailles des empreintes mesurées sur les télescopes 1 et 2 se sont avérées

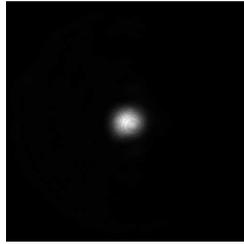


FIGURE 6.6 – Résultat d’une commande de tache observée à la caméra.

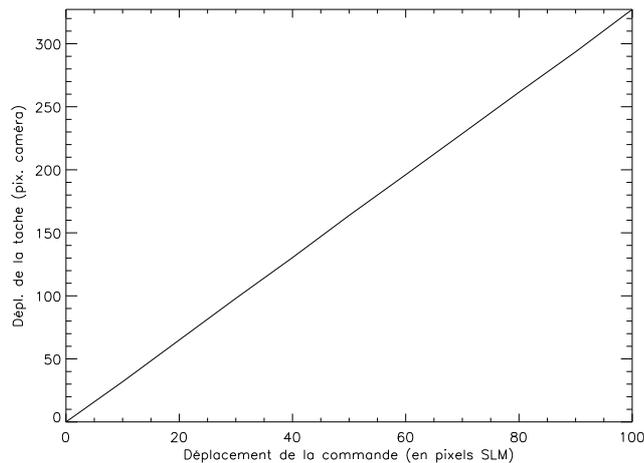


FIGURE 6.7 – Mesure du déplacement du barycentre de la tache (en pixels caméra) en fonction du déplacement de la commande (en pixels SLM) sur le module d’émission-réception 2.

sensiblement différentes et de diamètres non divisibles par la taille d’un macropixel (cf. Fig. 6.8). En arrondissant au macropixel, on mesure sur le module d’émission-réception 1 une taille d’empreinte sur le SLM 1 de 15 macropixels, tandis que cette taille est de 16 macropixels sur le SLM 2. Ainsi, les tailles relatives (grandissements) de la pupille D_a sur les SLMs sont prises en compte dans les calculs de commande.

Toute la grille représentée Fig. 6.8 est éclairée, ce qui permet de moduler phase et amplitude sur toute cette surface et de réduire les effets de bord dans le cas de macropixels partiellement utiles (zones rouge). La pupille D_a ne transmet en effet que la surface représentée en rouge.

6.3.2 Transformation de la commande SLM par rapport à la mesure caméra

La présence sur les voies de mesure et de mise en forme de miroirs et doublets afocaux peut provoquer des rotations dans leur plan. La caméra est également tournée de 90° par rapport au SLM. Il est nécessaire de trouver la correspondance entre les axes de la caméra et ceux du SLM.

Deux tests ont donc été mis en place pour déterminer quelle transformation appliquer lors d’une mesure plan focal (avec la lentille L_6) et plan pupille (avec la lentille L_7).

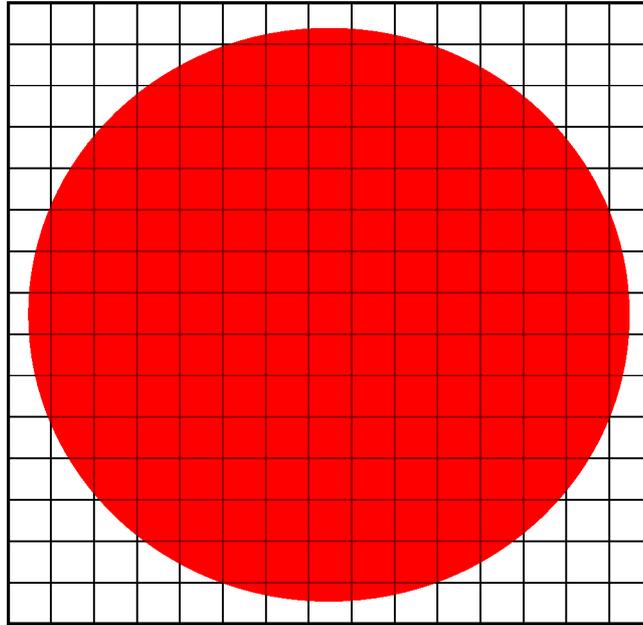


FIGURE 6.8 – Grille : commande SLM décomposée en 15 par 15 macropixels. Tache rouge : empreinte de D_a sur la commande (cas du module d'émission-réception 1).

6.3.2.1 Transformation à appliquer lors d'un enregistrement en plan focal

La méthode CAMELOT délivre une mesure de phase φ_c à partir de mesures de la répartition d'intensité en plans focal et extra focaux. Un nouveau test doit donc permettre de discriminer quelle rotation appliquer à φ_c lors du calcul de commande SLM pour précompenser le champ mesuré $A_c e^{i\varphi_c}$. Pour ce faire, on choisit de piloter le champ complexe décrit sur la Figure 6.9, dont on calcule la commande SLM associée.

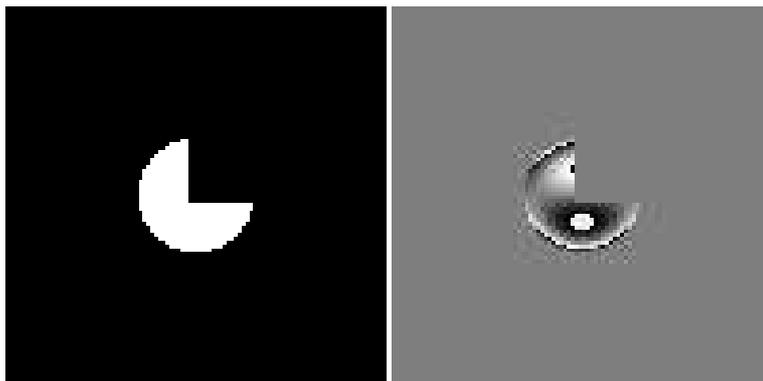


FIGURE 6.9 – Champ complexe (à gauche : amplitude A_c , à droite : phase φ_c) pour calibrer les rotations à appliquer lors d'un enregistrement en plan focal.

Ce champ ne présente aucune invariance ni par symétrie ni par rotation. On calcule théori-

quement les répartitions des taches focales et extrafocales obtenues selon les quatre rotations et la symétrie possibles du champ. Ces taches sont présentées sur la Fig. 6.10. Elles correspondent à une aigrette non symétrique différente pour chaque transformation appliquée à la phase et à l'amplitude. La tache obtenue expérimentalement est présentée Fig. 6.11. Elle correspond à la septième tache calculée théoriquement de la Fig. 6.10, alors que le champ représenté Fig. 6.9 correspondrait à la troisième tache de la Fig.6.10. On en déduit la transformation à appliquer à la phase mesurée pour réaliser la précompensation sur la voie de mise en forme.

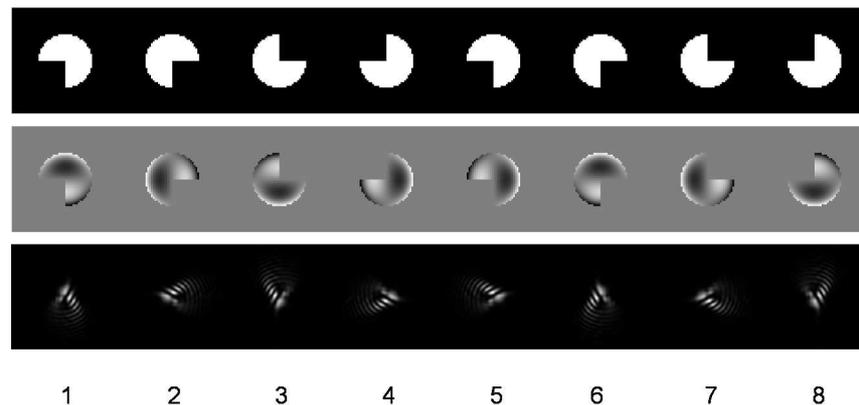


FIGURE 6.10 – En haut : Amplitudes du champ. Au milieu : Phases respectives associées aux amplitudes. En bas : PSF calculées pour chacun des champs (phase + amplitude).

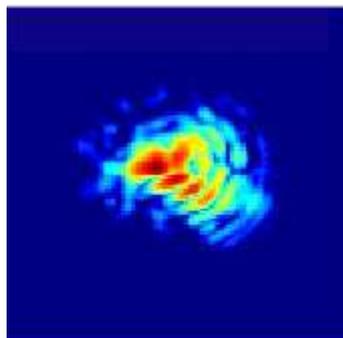


FIGURE 6.11 – PSF enregistrée sur BART avec la commande SLM issue du champ Fig. 6.9 sur le module d'émission-réception 2.

6.3.2.2 Transformation à appliquer lors d'un enregistrement en plan pupille

Le test en plan pupille fait appel à une commande en amplitude effectuée sur le SLM. Le motif choisi (à gauche Fig. 6.12) ne présente aucune symétrie.

On voit donc sur la Fig. 6.12, qu'il y a une rotation de 90° dans le sens des aiguilles d'une montre entre la commande appliquée au SLM et l'image résultante enregistrée au niveau de la

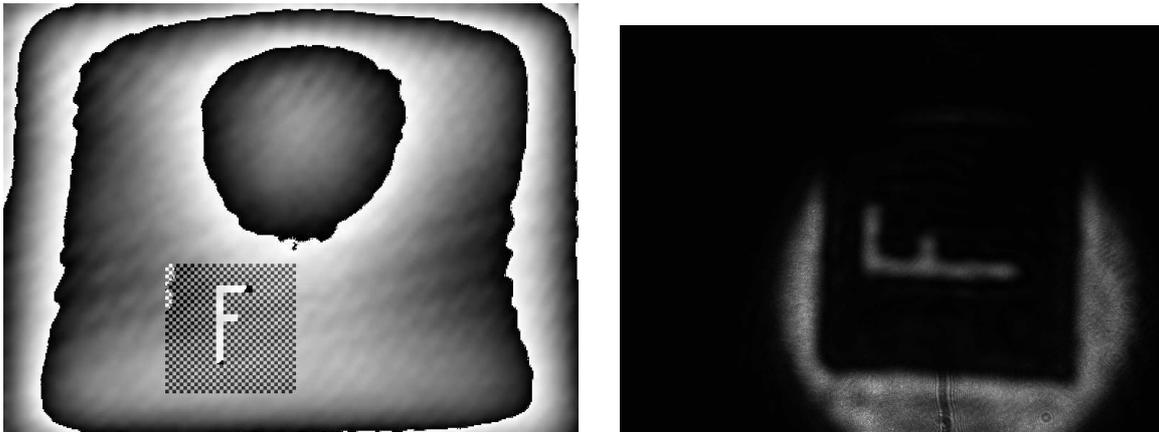


FIGURE 6.12 – À gauche : commande SLM 1 d’une lettre F en amplitude. À droite : Image du résultat sur la caméra.

caméra en configuration plan pupille. Nous prendrons en compte cette rotation pour le calcul de commande SLM à la suite d’une mesure plan pupille.

6.3.3 Validation expérimentale du modèle

Nous faisons fonctionner notre système en boucle ouverte (cf. §5.2). Il est donc impératif que, outre les transformations géométriques entre la mesure caméra et la commande SLM, l’interaction entre les voies de mesure et de mise en forme soit connue au mieux. Nous disposons d’un modèle numérique qui simule la voie de mise en forme. L’objectif de cette section est alors de confronter les résultats expérimentaux, obtenus avec une commande SLM déterminée, avec les résultats de simulation numérique.

6.3.3.1 Cas d’un éclairage uniforme

On vérifie dans un premier temps notre capacité à piloter la phase, et plus précisément les premiers ordres de Zernike tels que basculement, défocus, coma. La commande SLM, calculée selon les expressions de l’Éq. 2.15, devient simplement $\varphi_+ = \varphi_- = \varphi_c$ dans un macropixel pour une pupille uniforme ($A_c = A_0$).

Le champ turbulent est potentiellement soumis à de forts tilts, dont l’amplitude crête-à-crête est susceptible de dépasser les 2π radians. La commande SLM, pilotée point à point, s’enroule dès lors que la phase dépasse cette valeur, comme montré figure 6.13. On a par ailleurs vu §5.5.3.2 que nous sommes limités à sept repliements maximum dans toute la largeur de la commande.

En dépit du repliement de phase de la commande, la diversité de phase ou CAMELOT mesurent exactement un tilt introduit de 2 rad rms (8 rad crête-à-crête) à 10^{-2} rad rms près.

L’introduction d’un défocus et d’une coma, tous deux de 2 rad rms, ont été respectivement mesurés avec un écart de $5 \cdot 10^{-2}$ rad rms.

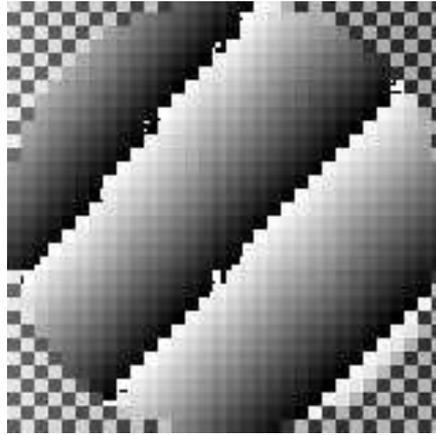


FIGURE 6.13 – Exemple de commande enroulée à cause d'un fort tilt.

6.3.3.2 Cas d'un éclairage non uniforme

Désormais, on souhaite créer un champ d'amplitude non uniforme ($A_c \neq A_0$). En l'occurrence, on décide de piloter $A_c e^{i\varphi_c}$ tel que défini précédemment sur la Figure 6.9.

La Figure 6.14 représente la mesure directe du plan pupille avec la caméra en configuration d'imagerie pupillaire, ainsi que le résultat attendu par simulation numérique. Les deux profils sont loin de correspondre à l'amplitude uniforme de la Fig. 6.9 qui a servi au calcul de commande. En effet, on observe un phénomène diffractif induit par le filtrage fréquentiel. Il est ainsi impossible de créer une amplitude uniforme avec des bords francs avec notre technique de mise en forme faisant appel à un filtrage fréquentiel. La scintillation naturelle induite par la turbulence atmosphérique sera finalement plus facile à reproduire avec cette méthode.

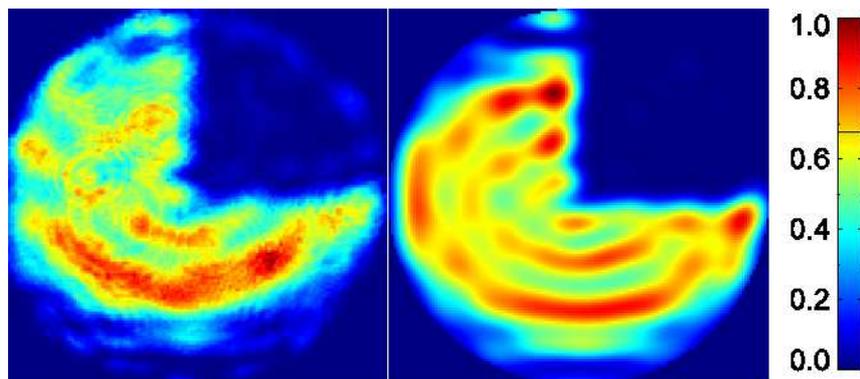


FIGURE 6.14 – À gauche : Module de l'amplitude du champ dans le plan de D_a A_{direct} enregistré à la caméra du module 1. À droite : Résultat de simulation numérique A_{simu} . Images échantillonnées sur 130 par 130 pixels.

On compare les profils d'amplitude mesurés directement par la caméra et simulés (cf. Fig. 6.14) avec le critère $\epsilon(A_{direct} - A_{simu})$ défini §4.4.1. Après normalisation des deux images, le

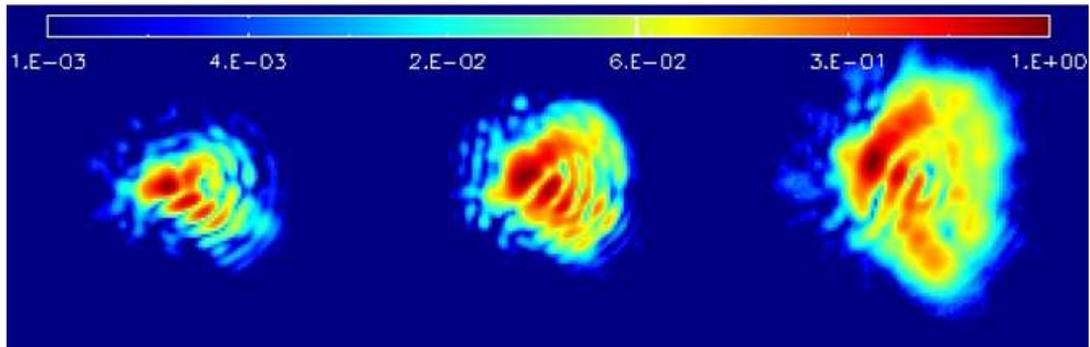


FIGURE 6.15 – PSF enregistrées sur le module d’émission-réception 1 avec la commande SLM correspondant au champ Fig. 6.9, respectivement en plan focal et défocalisés (translations de la caméra de 0, 5 et 10 mm).

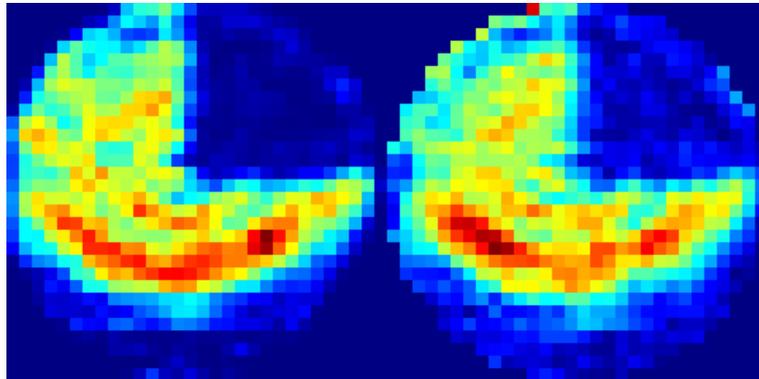


FIGURE 6.16 – À gauche : Estimée CAMELOT $\hat{A}_{camelot}$ définie sur 30 par 30 pixels. À droite : Résultat de mise en forme $A_{contrôle}$ enregistré à la caméra du module 1 échantillonné sur 30 par 30 pixels.

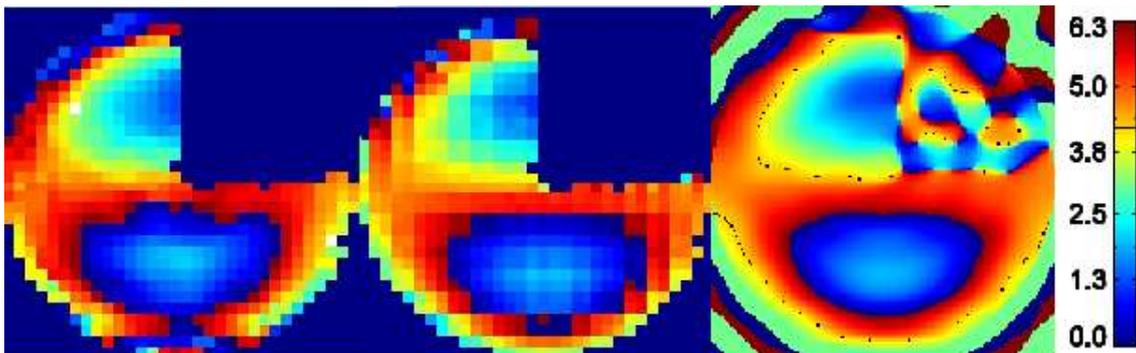


FIGURE 6.17 – À gauche : Estimée $\hat{\varphi}_{camelot}$ CAMELOT de la phase obtenue après mise en forme sur le module 1 (30 par 30 pixels). Au milieu : consigne de phase φ_c (30 par 30 pixels). À droite : Résultat de simulation numérique φ_{simu} de mise en forme (130 par 130 pixels).

critère vaut 0,13.

On estime à présent phase et amplitude avec CAMELOT, qui est la méthode que nous avons adoptée pour la suite des mesures. Les trois plans d'enregistrement à partir desquels CAMELOT fournit une estimation de la répartition d'amplitude et du front d'onde dans la pupille sont représentés Figure 6.15.

L'estimée de la répartition d'amplitude est confrontée à la mesure directe (rééchantillonnée sur 30 par 30 pixels) Fig. 6.16. Le calcul du critère $\epsilon(A_{direct} - \hat{A}_{camelot})$ donne une valeur significativement faible de 0,04, à savoir une estimée de l'amplitude par CAMELOT quasiment identique à la mesure directe. Or, l'estimation de l'amplitude par CAMELOT est conjointe à celle de la phase (cf. §4.3.3). L'estimée de la phase par CAMELOT, donnée Fig. 6.17, doit également correspondre avec la même précision à la phase réelle.

Considérons les phase seules : en n'incluant pas les sauts de phase, la comparaison de $\hat{\varphi}_{camelot}$ avec la consigne φ_{simu} est de 5.10^{-2} rad rms. Le calcul de critère sur les champs complexes $\epsilon(\Psi_{simu} - \hat{\Psi}_{camelot})$ donne 0,28, contre $\epsilon(A_{simu} - \hat{A}_{camelot}) = 0,12$ en ne comparant que les amplitudes. D'après l'Éq. 4.13, les contributions au critère des erreurs de phase et d'amplitude se somment. La contribution de l'erreur de mise en forme de phase est donc de 0,16, du même ordre que l'erreur d'amplitude.

On résume les valeurs de critères calculées au niveau du module 1 dans le tableau suivant :

$\epsilon(A_{direct} - A_{simu})$	$\epsilon(A_{direct} - \hat{A}_{camelot})$	$\epsilon(A_{simu} - \hat{A}_{camelot})$	$\epsilon(\Psi_{simu} - \hat{\Psi}_{camelot})$
0,13	0,04	0,12	0,28

TABLE 6.1 – Valeurs des critères de comparaison des champs mesurés (direct ou CAMELOT) et simulés.

6.3.3.3 Conclusion

Cette expérience valide la précision du module d'émission-réception que nous avons développé, dans des conditions de fluctuations d'amplitude sévères et de variations de phase lentement évolutives. Cette expérience constitue également la première validation expérimentale de la méthode CAMELOT, qui n'avait été jusque là que testée numériquement (et mise au point) par N. Védrenne et L. Mugnier.

Le modèle direct qui a été utilisé §4.4.4 pour estimer les performances d'une LOA avec la méthode SLM+filtrage, ainsi que la mesure de champ parfaite, se sont ainsi révélés être une bonne approximation numérique de BART.

Nous sommes donc confiants dans la mise en œuvre de nos modules d'émission-réception pour un fonctionnement bidirectionnel itératif, qui sera vu au chapitre suivant.

6.4 Taux de couplage relatifs

Une fois les deux télescopes alignés, on mesure les taux de couplage mesurés dans les deux directions de propagation sans turbulence atmosphérique. Comme défini §4.4.2, le taux de cou-

page $T_{i \rightarrow j}$ est le rapport du flux reçu au niveau du télescope j par le flux émis par le télescope i :

$$T_{i \rightarrow j} = \frac{F_j^r}{F_i^e}. \quad (6.1)$$

Dans la pratique, les flux sont mesurés en intégrant les PSFs obtenues sur les voies d'imagerie sans turbulence (écran de phase remplacé par un miroir plan dans le module turbulent). Le calcul est fait sur des vignettes centrées sur les PSFs de 200 par 200 pixels, auxquelles a été préalablement soustrait un fond estimé grâce à un coin de 100 par 100 pixels de l'image.

Les taux de couplages suivants ont alors été mesurés :

- $T_{1 \rightarrow 2 \text{vide}} = 0,25$,
- $T_{2 \rightarrow 1 \text{vide}} = 0,40$.

Ces taux de couplage sont très inférieurs au taux de couplage prévu par simulation numérique, et de surcroît asymétriques. Pour comprendre cette asymétrie, considérons la Figure 6.18.

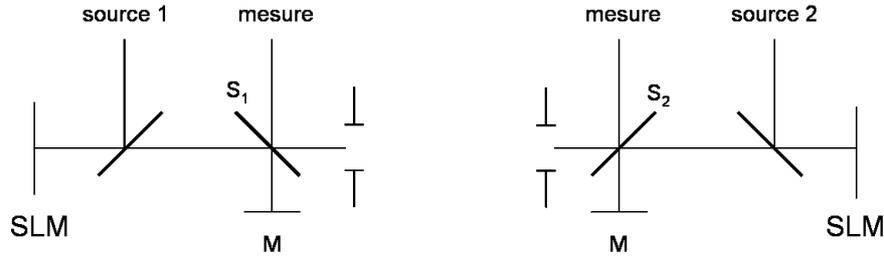


FIGURE 6.18 – Schéma représentant les différentes séparatrices rencontrées par les faisceaux émis et reçus sur BART.

Soit A_1 et A_2 les coefficients de réflexion des séparatrices S_1 et S_2 et B_1 et B_2 leurs coefficients de transmission. On suppose que les flux ne sont atténués que par les séparatrices S_1 et S_2 . On donne les expressions des flux : $F_1^e = A_1 B_1$, $F_1^r = B_2 A_1$, $F_2^e = A_2 B_2$ et $F_2^r = B_1 A_2$. On obtient alors les rapports : $\frac{F_1^r}{F_2^e} = \frac{A_1}{A_2}$ et $\frac{F_2^r}{F_1^e} = \frac{A_2}{A_1}$.

En prenant $A_1 = 0,45$ et $A_2 = 0,55$, on obtient une différence de 50% entre les taux de couplage $T_{1 \rightarrow 2}$ et $T_{2 \rightarrow 1}$. Ainsi, les séparatrices peuvent être à elles seules responsables d'une telle différence entre les taux de couplage expérimentaux Éq. 6.4 mesurés dans les deux sens.

La simulation numérique, dans les mêmes conditions que §4.2.5, mais avec une valeur de force de turbulence atmosphérique nulle, donne un taux de couplage symétrique $T_{\text{théorique}}$ de l'ordre de 0,74. Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux résultats de simulation, on appliquera un coefficient correctif $\frac{T_{\text{théorique}}}{T_{i \rightarrow j \text{ vide}}}$ sur chacune des deux directions de propagation selon les taux de couplage mesurés dans le vide :

$$T_{i \rightarrow j} = \frac{T_{\text{théorique}}}{T_{i \rightarrow j \text{ vide}}} \frac{F_j^r}{F_i^e}. \quad (6.2)$$

Par la suite, lorsque l'écran de phase sera remplacé dans le module turbulent, on négligera les pertes liées à la réflexion sur cet écran (coefficient de réflexion proche de 1).

6.5 Conclusion

La procédure d’alignement et d’étalonnage d’un module d’émission-réception a été mise en place. L’alignement a permis de confondre la voie de mesure sur le faisceau reçu avec la voie de mesure sur le faisceau émis (utilisation du miroir M). Une fois cette étape franchie, le module d’émission-réception a été étalonné en interne. Nous avons alors couplé la voie de mesure avec la voie de mise en forme, en s’assurant que la mesure de ce champ est bien en adéquation avec la consigne. Le cas le plus complexe testé, à savoir la mise en forme d’un champ d’amplitude non uniforme, a été validé avec la méthode de mesure CAMELOT. Cette méthode a été développée très récemment à l’Onera, si bien que les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre en sont la toute première validation expérimentale.

Il est impossible de dissocier les contributions de la voie de mesure et de la voie de mise en forme sur l’écart constaté entre le champ final estimé $\hat{A}_c e^{i\hat{\varphi}_c}$ et le champ attendu. Mais la mesure directe de la répartition d’amplitude créée à la caméra a permis de constater que la mesure est efficace à quelques pourcents près.

Par ailleurs, nous avons également évalué les différentes imprécisions expérimentales qui interviennent tout au long du processus de calibration. Elles sont incorporées à un modèle end-to-end de BART présenté chapitre 8, en vue d’interpréter les conséquences sur la propagation en turbulence atmosphérique.

Troisième partie

Réalisation expérimentale de la conjugaison de phase itérative

Chapitre 7

Réalisation expérimentale de la conjugaison de phase itérative

Sommaire

7.1	Introduction	129
7.2	Procédure expérimentale	130
7.3	Conjugaison de phase itérative : Évolution du champ	130
7.3.1	Acquisition des résultats	131
7.3.2	Analyse	131
7.4	Correction de phase seule itérative	135
7.5	Critères de performances de la liaison	137
7.5.1	Taux de couplages	137
7.5.2	Mesure des plans focaux turbulents	138
7.6	Conclusion	140

7.1 Introduction

Le choix des composants de BART a été détaillé Chapitre 5 et son implantation finale présentée Fig. 5.18. Au chapitre 6, nous avons aligné BART et étalonné les modules d'émission-réception en vue de réaliser l'expérience de la conjugaison de phase itérative bidirectionnelle. Nous présentons ici le déroulement de cette expérience, les résultats obtenus, et les premières analyses associées.

La procédure expérimentale est décrite dans un premier temps. Ensuite, nous présentons les résultats de la précompensation par conjugaison de phase. Nous nous sommes alors attachés à caractériser l'évolution et la qualité du champ propagé au cours des itérations. Le cas de la correction de phase seule est également étudié. Enfin, les performances de la liaison proprement dite sont caractérisées.

7.2 Procédure expérimentale

Lors des études par simulation numérique, les performances de la correction itérative ont été caractérisées de manière statistique. Or, lors de la réalisation des manipulations expérimentales présentées dans ce chapitre, nous ne disposons pas de moyens automatisés pour réaliser sur plusieurs centaines d'occurrences de turbulence une dizaine d'itérations de conjugaison de phase. Nous présentons les résultats obtenus pour une seule occurrence de turbulence.

Pour cela, nous remplaçons le miroir plan qui a été installé pour la phase d'étalonnage par l'écran de phase. L'orientation de l'écran de phase n'est pas maîtrisée, mais les miroirs périscopiques permettent de limiter le basculement introduit par l'écran de phase en-deça du maximum de basculement que peuvent précompenser les voies de mise en forme (cf. §5.5.3.2). Ce basculement est mesuré grâce à l'écart de position entre le barycentre de la tache focale turbulente et la position de référence définie §6.2.2. Ce basculement est corrigé de façon approximative par un miroir périscopique proche du télescope 2. Le reste du basculement est inclus dans la mesure du champ turbulent et sera corrigé directement par le SLM au fil des itérations.

À chaque itération, j'enregistre pour chaque module :

- les trois images proches du plan focal associées au faisceau incident pour la mesure du champ avec CAMELOT ;
- la répartition d'intensité du faisceau incident dans le plan pupillaire D_a (caméra en imagerie plan pupille) ;
- la répartition d'intensité du faisceau émis dans la pupille D_d (équivalente optiquement à D_a).

Le synoptique décrivant la conjugaison de phase est représenté Fig. 7.1.

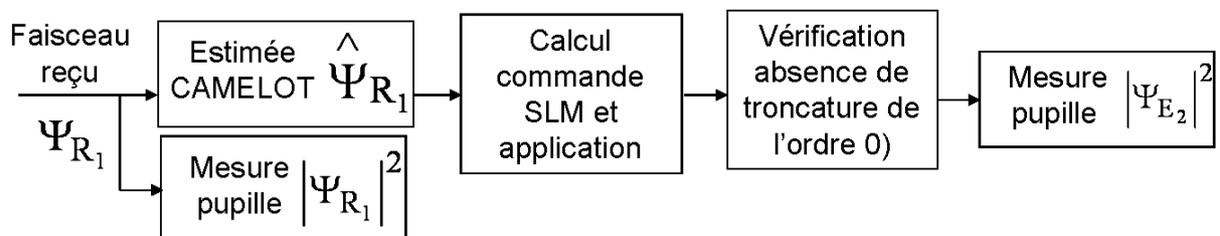


FIGURE 7.1 – Synoptique décrivant les étapes de mesure et de calcul de commande pour une itération.

7.3 Conjugaison de phase itérative : Évolution du champ

L'objectif est ici :

- d'analyser le fonctionnement de la conjugaison de phase dans des conditions de phase et d'amplitude plus représentatives que celles rencontrées au chapitre 6 ;
- d'étudier la convergence itérative vers un mode de propagation.

7.3.1 Acquisition des résultats

À la toute première itération, une onde plane est émise par le module d'émission-réception 1 vers le module d'émission-réception 2. On commence à représenter les itérations successives à partir de la première mesure de champ au niveau du module 2.

On donne Fig. 7.2 les distributions d'amplitude et Fig. 7.3 les phases du champ dans la pupille du module 2 à chaque aller-retour. Sont présentées les mesures directes (caméra) et estimées par CAMELOT de l'amplitude du champ incident, et les mesures directes de l'amplitude du champ mis en forme. Les Figs. 7.4 et 7.5 sont le pendant des Figs. 7.2 et 7.3 pour le module 1.

La première mesure au niveau du module 2 présente un fort tilt. Comme expliqué §7.2, celui-ci est précompensé approximativement avec un miroir de basculement, si bien que le tilt n'apparaît plus aux itérations suivantes.

La mesure directe de l'amplitude de la pupille par la caméra (champ incident ou champ ré-émis) est très bien résolue, de l'ordre de 500 pixels caméra). Au niveau du module 1, la mesure CAMELOT délivre quant à elle 30 par 30 points d'échantillonnage dans la pupille. Cette mesure CAMELOT donne ainsi lieu à une commande de 15 par 15 points d'action dans la pupille. Pour pouvoir comparer les différentes images, on rééchantillonne à 30 par 30 pixels les enregistrements à la caméra. Au niveau du module 2, des écarts de calibration par rapport au module 1 (cf. §6.3.1) conduisent à une mesure CAMELOT de 32 par 32 points d'échantillonnage et une commande de 16 par 16 points d'action.

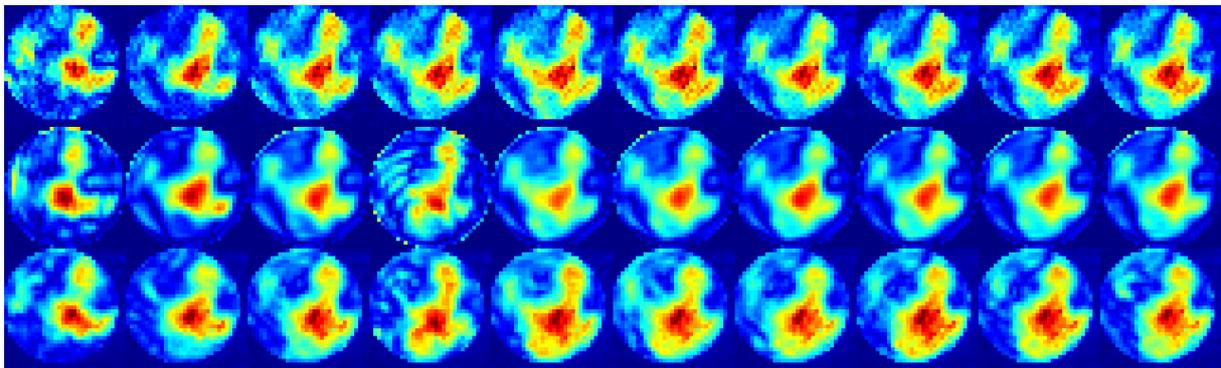


FIGURE 7.2 – En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée directement dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente mesurée par CAMELOT $A_{CAMELOT}$ dans la pupille du module 2. En bas : Amplitude mise en forme par le module 2 A_E et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 32 par 32 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.

7.3.2 Analyse

7.3.2.1 Étude de la convergence

Sur les Figures 7.2 et 7.3 (ou Figs. 7.4 et 7.5), on constate visuellement la convergence rapide des itérations de conjugaison de phase, comme prévu par la simulation numérique (Fig. 4.9).

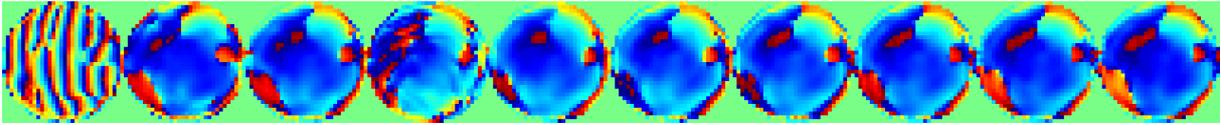


FIGURE 7.3 – Phase mesurée par CAMELOT dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de conjugaison de phase (32 par 32 pixels).

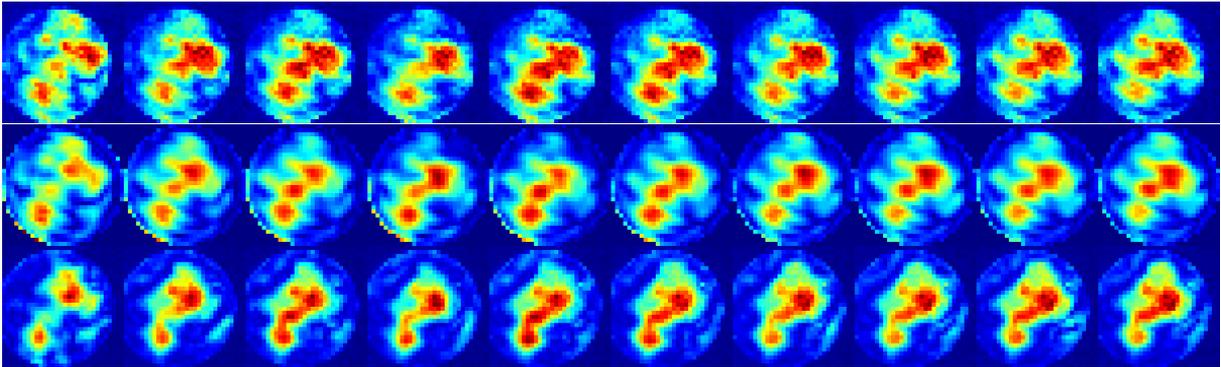


FIGURE 7.4 – En haut : Distribution d’amplitude incidente mesurée directement dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de conjugaison de phase. Au milieu : Distribution d’amplitude incidente calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1. En bas : Amplitude mise en forme par le module 1 et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 30 par 30 pixels, normalisées par le maximum d’intensité.

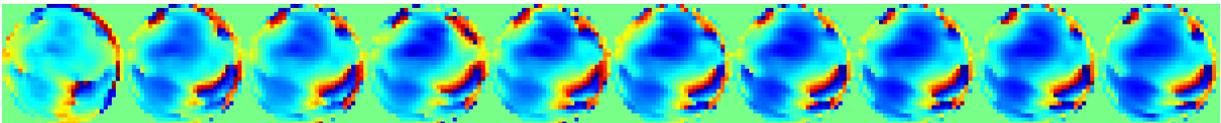


FIGURE 7.5 – Phase calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de conjugaison de phase (30 par 30 pixels).

Ceci est confirmé Fig. 7.6 par le calcul du critère $\tilde{\epsilon}(\Psi_{CAMELOT}^n - \Psi_{CAMELOT}^{n+1})$ entre le champ complexe mesuré par CAMELOT à l’itération n et celui à l’itération $n + 1$. On observe que le champ mesuré au niveau de chacun des deux modules évolue très peu après quatre ou cinq itérations. On a ainsi trouvé expérimentalement un mode de propagation à travers la turbulence entre les deux modules.

La convergence sera confirmée par l’analyse des taux de couplage présentée §7.5.1.

7.3.2.2 Étude de la qualité de mise en forme

Soient A_R^n la distribution d’amplitude incidente mesurée dans la pupille, $A_{CAMELOT}^n$ la distribution d’amplitude incidente mesurée par CAMELOT et A_E^n la distribution d’amplitude mise en forme suite à la mesure CAMELOT à l’itération n (cf. procédure expérimentale Fig. 7.1).

Afin d’étudier les sources d’erreur à la mesure et à la mise en forme, on trace plusieurs

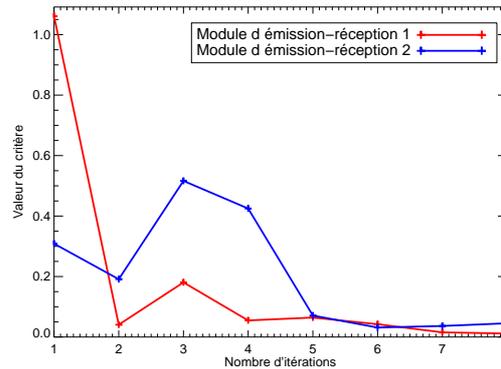


FIGURE 7.6 – Critère $\tilde{\epsilon}(\Psi_{CAMELOT}^n - \Psi_{CAMELOT}^{n+1})$ selon le nombre d'itérations (n) de conjugaison de phase.

critères d'intérêt : $\epsilon(A_R^n - A_{CAMELOT}^n)$ permet d'incrimer les erreurs de mesure par CAMELOT (Fig. 7.7), tandis que $\epsilon(A_E^n - A_{CAMELOT}^n)$ permet d'incrimer les erreurs de mise en forme suite à la mesure CAMELOT (Fig. 7.8), sur la base de laquelle a été calculée la commande SLM.

Enfin, le calcul de $\epsilon(A_R^n - A_E^n)$ permet d'évaluer l'erreur globale de la conjugaison de phase à chaque itération (Fig. 7.9).

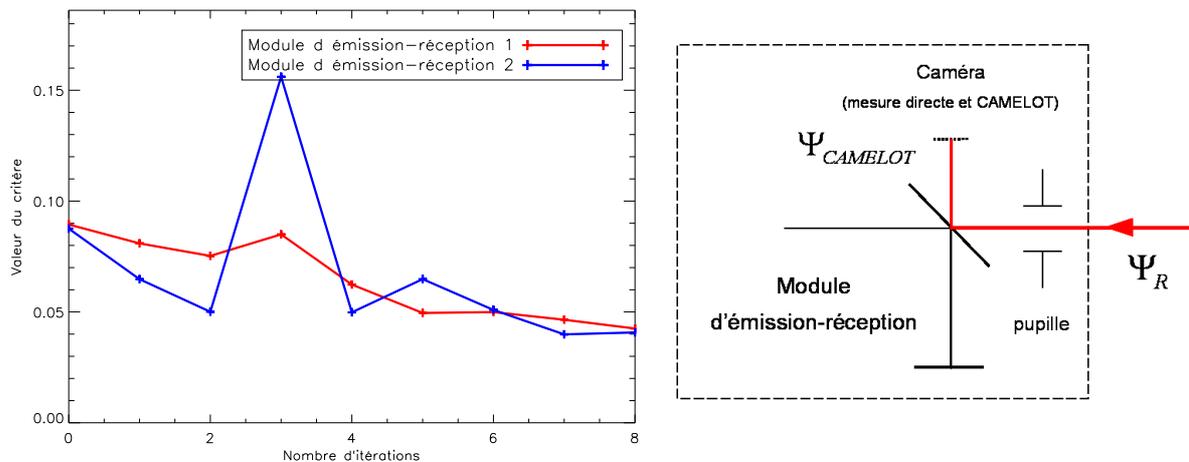


FIGURE 7.7 – À gauche : critère $\epsilon(A_R^n - A_{CAMELOT}^n)$ selon le nombre d'itérations. À droite : configuration expérimentale d'enregistrement.

À convergence, le calcul du critère entre l'amplitude mesurée par CAMELOT et l'amplitude issue du champ propagé (Fig. 7.7) est de 0,04 au niveau de chaque module. On confirme alors avec un champ turbulent que CAMELOT n'introduit pas d'erreur de mesure (voir valeur critère $\epsilon(A_{direct} - \hat{A}_{camelot})$ dans la table 6.1). On note qu'à l'itération 3, une erreur de mesure perturbe le processus itératif de précompensation. Cette erreur s'est également répercutée sur la Figure 7.6, où l'on compare le champ mesuré à une itération à celui de la précédente. La convergence est tout de même atteinte, ce qui traduit la robustesse de la conjugaison de phase sur BART.

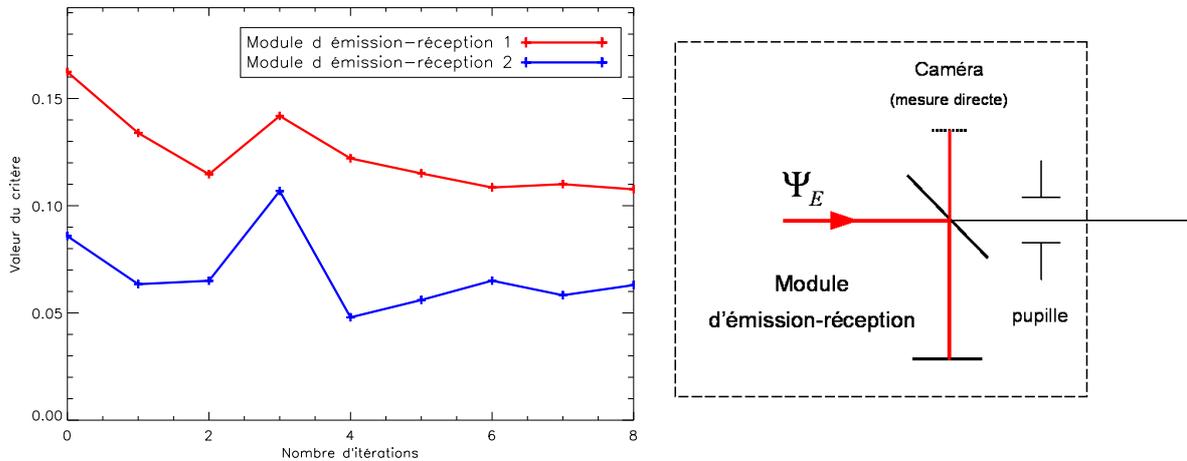


FIGURE 7.8 – À gauche : critère $\epsilon(A_E^n - A_{CAMELOT}^n)$ selon le nombre d'itérations. À droite : configuration expérimentale d'enregistrement.

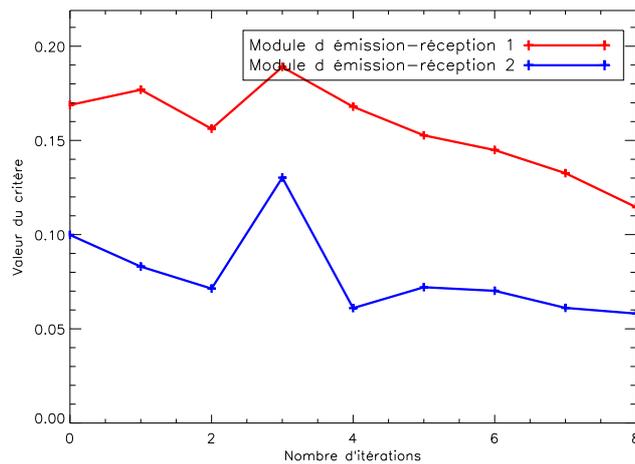


FIGURE 7.9 – Critère $\epsilon(A_R^n - A_E^n)$ selon le nombre d'itérations.

Une fois la commande SLM calculée à partir de la mesure CAMELOT, on constate sur la Figure 7.8 une erreur de mise en forme qui n'est pas équivalente sur chaque module. Le critère vaut à convergence 0,06 pour le module 2 et 0,11 pour le module 1. L'erreur expérimentale s'ajoute à 0,02, erreur de sous-échantillonnage lors du calcul de commande (cf. Fig. 4.10). L'erreur expérimentale de mise en forme de l'amplitude est donc de 0,04 pour le module 2 et de 0,09 pour le 1. Les qualités d'étalonnage sont alors différentes pour chacun des deux modules. Une première cause possible de cette erreur d'étalonnage est l'erreur de grandissement. La largeur de l'empreinte du laser sur le SLM ne vaut pas un nombre entier de macropixel (cf. Fig. 6.8). Toutefois, la taille de la commande est arrondie au macropixel près. Cette erreur de grandissement est plus défavorable sur le module 1 que le 2. Une autre cause possible est un mauvais centrage du trou-filtre sur l'axe optique, ce qui détériore la qualité de mise en forme, ou encore une erreur de

positionnement du miroir M qui décale le champ mis en forme enregistré à la caméra par rapport au champ incident.

L'écart entre la répartition d'amplitude du champ incident et celle du champ précompensé selon le nombre d'itérations est tracé Fig. 7.9. La principale contribution au critère est naturellement le biais de mise en forme, si bien que cette courbe est très similaire à celle représentée Fig. 7.8.

Les trois courbes tracées nous permettent d'établir sur BART les conclusions suivantes :

- la précompensation par conjugaison de phase converge ;
- l'erreur de mesure est faible en général ;
- la convergence est robuste à un cas d'erreur de mesure plus important apparaissant au cours des itérations ;
- la principale source d'erreur rencontrée lors de la réalisation de la précompensation se situe à l'étape de mise en forme.

La convergence de la conjugaison de phase sera confirmée par la suite lors de l'étude des taux de couplage et de l'examen des plans focaux turbulents. L'impact du biais de mise en forme sur la qualité de la liaison optique sera l'objet d'une étude par simulation numérique au chapitre suivant.

7.4 Correction de phase seule itérative

Nous entreprenons également une correction de phase seule itérative sur BART avec la même occurrence de turbulence que précédemment. L'objectif est ici d'abord d'évaluer la convergence. Les amplitudes et phases mesurées au cours des itérations sont données Figs. 7.12 et 7.13 pour le module 1, et Figs. 7.10 et 7.11 pour le module 2.

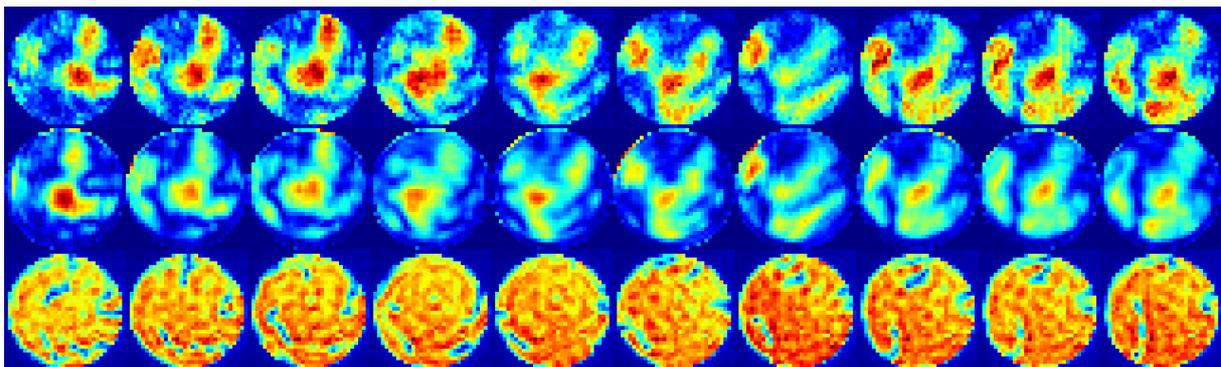


FIGURE 7.10 – En haut : Distribution d'amplitude incidente mesurée dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de correction de phase seule. Au milieu : Distribution d'amplitude incidente mesurée par CAMELOT $A_{CAMELOT}$ dans la pupille du module 2. En bas : Amplitude mise en forme par le module 2 A_E et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 32 par 32 pixels, normalisées par le maximum d'intensité.

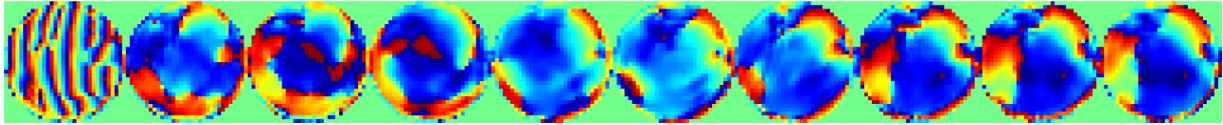


FIGURE 7.11 – Phase mesurée par CAMELOT dans la pupille du module 2 au cours des itérations successives de correction de phase seule (32 par 32 pixels).

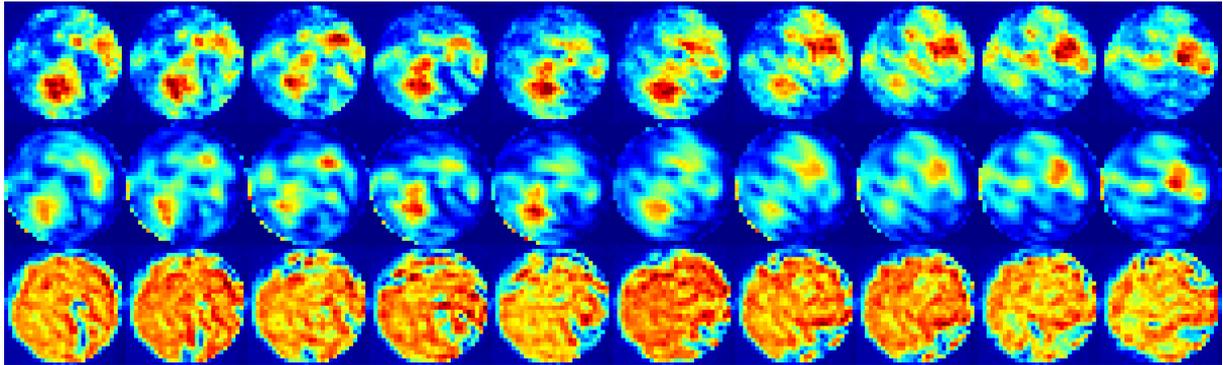


FIGURE 7.12 – En haut : Distribution d’amplitude incidente mesurée dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de correction de phase seule. Au milieu : Distribution d’amplitude incidente calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1. En bas : Amplitude mise en forme par le module 1 et vue par la voie de mesure du même module. Images résolues à 30 par 30 pixels, normalisées par le maximum d’intensité.

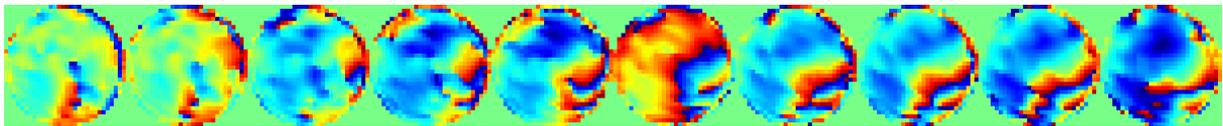


FIGURE 7.13 – Phase calculée par CAMELOT dans la pupille du module 1 au cours des itérations successives de correction de phase seule (30 par 30 pixels).

Dans la mesure où l’on ne réalise qu’une correction de phase seule, l’amplitude n’est pas mise en forme ($\varphi_+ = \varphi_- = \varphi_c$ dans l’équation 4.18). Or, sur les Figures 7.10 ou 7.12 (lignes du bas), l’amplitude émise en sortie de la voie de mise en forme n’est pas exactement un profil d’amplitude uniforme dans la pupille. En effet, les sauts de phase dans la commande induisent malgré tout un filtrage fréquentiel indésirable, comme il a déjà été observé sur la Fig. 5.4.

La Figure 7.14 permet d’évaluer la convergence de la correction de phase seule. Le critère oscille et converge globalement à un niveau cinq fois supérieur à celui obtenu par conjugaison de phase (Fig. 7.6). La correction de phase seule est en effet moins puissante que la conjugaison de phase, si bien qu’il est plus difficile de trouver un mode de propagation entre les deux modules d’émission-réception.

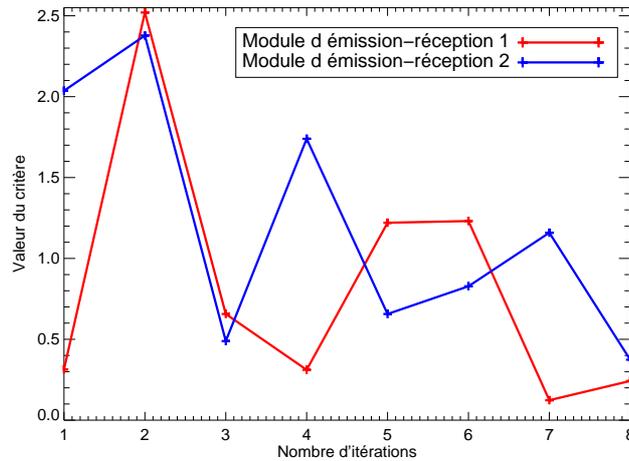


FIGURE 7.14 – Critère $\tilde{\epsilon}(\Psi_{CAMELOT}^n - \Psi_{CAMELOT}^{n+1})$ selon le nombre d'itérations de correction de phase seule.

7.5 Critères de performances de la liaison

7.5.1 Taux de couplages

On intègre au plan focal les énergies des champs émis et reçus. On trace la courbe du taux de couplage, défini Éq. 6.2, en fonction du nombre d'itérations réalisées. Le graphe obtenu est présenté Fig. 7.15.

On note plusieurs aspects caractéristiques sur la Figure 7.15 :

- les courbes $1 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1$, dans les cas full-wave ou phase-only, aboutissent à des taux de couplages similaires à la convergence, ce qui est consistant avec la convergence vers un mode de propagation bidirectionnel entre les deux modules d'émission-réception,
- les taux de couplages full-wave sont meilleurs que ceux de la correction phase-only.
- le gain par rapport au cas sans correction est plus important dans le sens $2 \rightarrow 1$ que $1 \rightarrow 2$. Le basculement corrigé dans le sens $2 \rightarrow 1$ est en effet particulièrement important (cf. §7.3.1).

Le gain en performance de la conjugaison de phase par rapport à la correction de phase seule prévue par la simulation est ainsi constatée expérimentalement sur l'occurrence de turbulence étudiée. Cependant, le véritable intérêt de la conjugaison de phase prévu par la simulation est la réduction significative de l'écart-type du flux intégré dans la pupille après propagation en turbulence. L'étude de nombreuses occurrences de turbulence sur BART, n'ayant pu être menée à bien au cours de ma thèse, permettra d'accéder expérimentalement à cette donnée.

Concernant le gain par rapport à une absence de correction, on constate que c'est le basculement qui contribue le plus à la détérioration du taux de couplage. La théorie prévoit en effet que les deux directions de basculement représentent à elles seules 90% de la variance de phase du front d'onde turbulent.

On compare sur la Figure 7.16 ces résultats expérimentaux au comportement moyen $\pm\sigma_I$ cal-

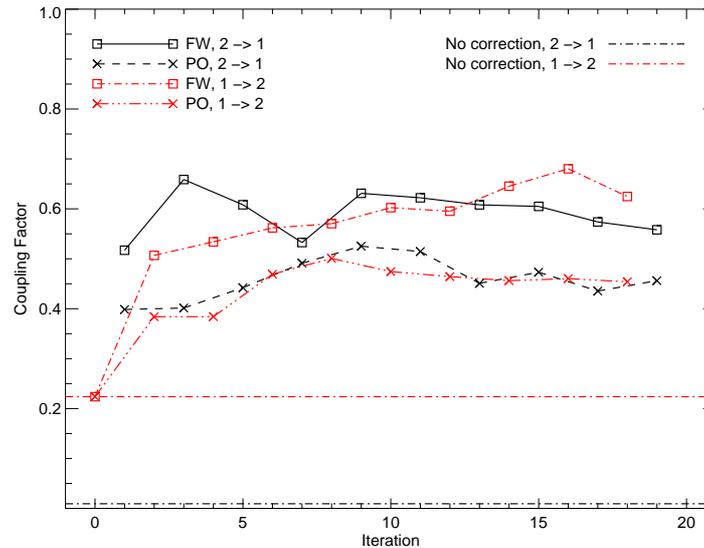


FIGURE 7.15 – Taux de couplage expérimental obtenu en fonction du nombre d’itérations réalisées. Courbe noire : $T_{2 \rightarrow 1}$, courbe rouge $T_{1 \rightarrow 2}$. Traits pleins : conjugaison de phase (“full-wave”), traits pointillés : correction de phase seule (“phase-only”).

culé sur 300 occurrences de turbulence avec notre modèle numérique de BART. On constate alors que l’occurrence de turbulence étudiée apporte des résultats de taux de couplage sensiblement supérieurs à la moyenne numérique, et reste dans la marge de $\pm\sigma_I$. On retrouve une forte augmentation du taux de couplage dès les premières itérations, mais contrairement à la simulation la convergence n’est pas atteinte après deux ou trois aller-retour. Ceci est normal au regard de l’erreur de mesure à l’itération 3 détectée Fig. 7.8 qui perturbe la convergence, atteinte ici seulement après six aller-retour. On note également que les itérations semblent se dégrader à partir de huit aller-retour, ce qui correspond à une reprise des acquisitions le lendemain. Ceci met en évidence la sensibilité de l’étalonnage de BART, qui doit être repris très régulièrement. L’étude théorique des performances de BART en fonction de la qualité de l’étalonnage sera justement l’objet du prochain et dernier chapitre de cet ouvrage.

7.5.2 Mesure des plans focaux turbulents

La mesure de phase et d’amplitude nécessite l’enregistrement de plans focal et extra focaux. On montre Figure 7.17 l’image enregistrée au plan focal au niveau du module 2 au fil des itérations de conjugaison de phase. Les estimées de la phase et de l’amplitude à chaque itération sont données §7.3.

On profite de nos images expérimentales de la tache focale turbulente pour vérifier le bon dimensionnement du trou-filtre sur la voie de mise en forme. Seuillées à 1% de leur intensité maximale, leur taille est de l’ordre de 30 pixels caméra. Sur la voie d’imagerie, la tache focale a été obtenue avec la lentille L_6 de focale 100 mm. Le trou-filtre de diamètre 500 μm se trouve dans le plan focal image de la lentille L_2 de focale 150 mm. La taille physique de la tache focale tur-

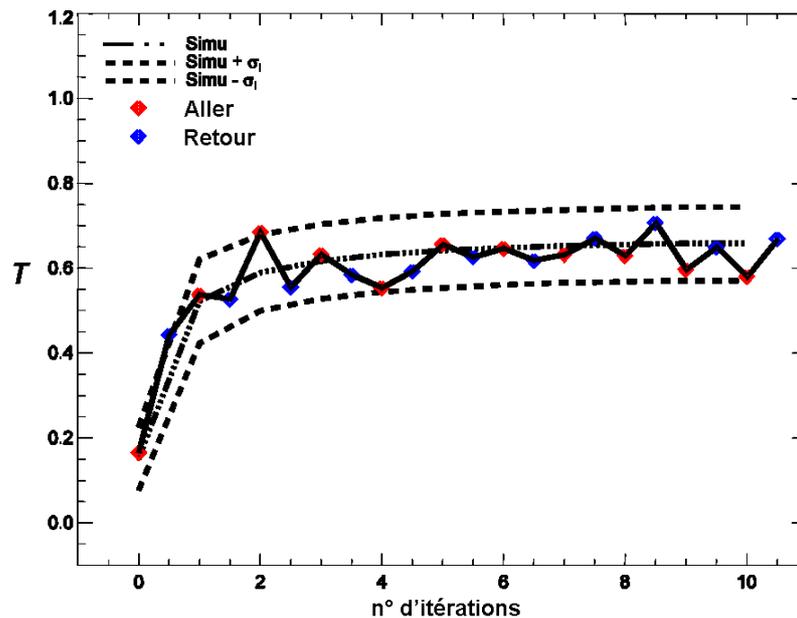


FIGURE 7.16 – Évolution du flux moyen couplé en fonction du nombre d'itérations. Comparaison expérience/simulation.

bulente dans le plan de D_b est donc évaluée à $30 \frac{f_2}{f_6} d_{pix \text{ caméra}} \approx 300 \mu\text{m}$ (à comparer aux $500 \mu\text{m}$). On dispose ainsi d'une certaine marge vis-à-vis du basculement turbulent, qui décentre la tache par rapport au trou-filtre avec le risque de troncature. Ceci correspondrait à une mauvaise transmission de l'ordre 0 de diffraction, requise pour notre technique de mise en forme implantée sur BART (cf. §2.4.1.1). Comme nous avons précompensé au préalable une importante part du basculement turbulent, nous nous sommes prémunis du problème de filtrage pour cette occurrence de turbulence.

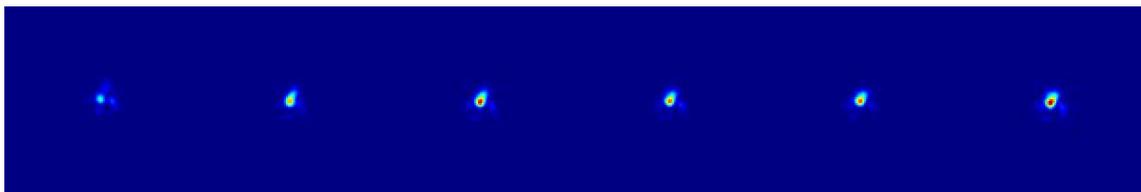


FIGURE 7.17 – Plan focal turbulent enregistré à la caméra du module 2 au cours des itérations successives de conjugaison de phase, sauf la sixième vignette qui correspond à la dernière itération (10^{ème}). Taille physique des vignettes : $642 \mu\text{m}$ ($\approx 20 \frac{\lambda f_2}{d_a}$)

Le premier constat sur ces taches focales turbulentes est qu'elles restent assez perturbées en dépit de la convergence de la conjugaison de phase itérative. Dès la deuxième itération, on constate toutefois sur la Fig. 7.17 que la tache focale s'est concentrée, ce qui montre que la précompensation expérimentale apporte une correction. La tache focale change peu avec les itérations supplémentaires. Ceci correspond à un phénomène observé lors de l'étude par simulation

numérique. Sans surprise, la précompensation itérative converge vers un mode simple dont la phase évolue faiblement. Sur la Fig. 7.17, il est à noter que la tache focale est beaucoup plus large que la diffraction par la pupille D_a . Ceci est aisément compréhensible puisqu'à la convergence, le mode de convergence ne couvre pas la totalité de la pupille. On comprend alors l'importance de la mise en forme de la phase et de l'intensité non seulement à l'émission pour la conjugaison de phase mais également à la réception pour coupler le mode de propagation avec une fibre monomode.

La simulation numérique, dans les conditions de BART et dans le cas d'une occurrence de turbulence quelconque confirme Figure 7.18 que la tache focale s'améliore dès la première précompensation mais évolue peu ensuite, et reste relativement large.

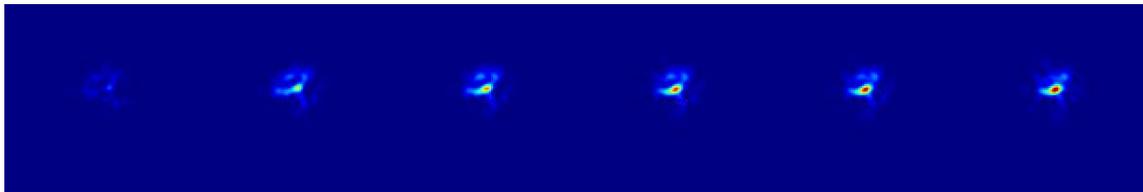


FIGURE 7.18 – Plan focal turbulent simulé aux conditions de BART pour une occurrence de turbulence quelconque au cours des itérations successives de conjugaison de phase, sauf la sixième vignette qui correspond à la 10^{ème} itération. Même échelle que Fig. 7.17.

7.6 Conclusion

J'ai réalisé et décrit dans ce chapitre l'expérience complète de la conjugaison de phase itérative et correction de phase seule itérative.

Ces premiers résultats sur BART montrent l'apparition d'un mode de propagation dans le cas de la conjugaison de phase. Les performances en termes de taux de couplage sont conformes à celles prédites par la simulation numérique au premier ordre (sans intégrer d'erreurs de calibration). Il faudrait confirmer ces résultats avec un montage automatisé, pour étudier la conjugaison de phase avec un grand nombre d'occurrences de turbulence. Ceci permettrait d'accéder aux fluctuations du taux de couplage, paramètre clé de la liaison optique.

Chapitre 8

Simulations end-to-end

Sommaire

8.1	Introduction	141
8.2	Erreurs d'étalonnage	142
8.2.1	Défaut d'étalonnage externe	142
8.2.2	Défaut d'étalonnage interne	143
8.3	Conséquences sur la conjugaison de phase itérative	144
8.3.1	Cas d'un biais sur le basculement	144
8.3.2	Cas d'un biais sur la défocalisation	145
8.3.3	Cas d'une erreur aléatoire sur la conjugaison de phase	146
8.4	Modélisation de notre expérimentation	149
8.5	Conclusion	152

8.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de relever des écarts entre la conjugaison de phase expérimentale et la conjugaison de phase théorique (simulée §4.4.4). La courbe expérimentale Fig. 7.18 montre que les taux de couplage enregistrés sur BART se situent tout de même entre les deux bornes prévues par la simulation numérique. Cependant, n'ayant travaillé que sur une seule occurrence de turbulence, nous n'avons pas pu évaluer sur BART les fluctuations du taux de couplage.

L'objectif de ce chapitre est alors d'étudier comment les erreurs d'étalonnage identifiées au chapitre 6 se propagent lors de la correction itérative. La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description de ces erreurs. La seconde partie présentera une étude paramétrique de la correction itérative en fonction de l'amplitude de ces erreurs. Une modélisation des performances de la correction itérative sur le banc BART sera présentée en dernière partie.

8.2 Erreurs d'étalonnage

Compte tenu de la structure du module d'émission-réception, il est possible de distinguer deux types d'erreurs :

- les défauts d'étalonnage du module d'émission-réception par rapport au faisceau incident que nous appellerons défaut d'étalonnage externe ;
- les défauts d'étalonnage interne au module de mesure par rapport au module de mise en forme que nous appellerons défaut d'étalonnage interne.

8.2.1 Défaut d'étalonnage externe

Le premier type d'erreur est dû à la différence de chemin optique entre la voie de mesure pour le faisceau incident et la voie de mesure pour le faisceau émis. Il est à noter que cette erreur est présente quelle que soit la position de la voie de mesure sur le trajet optique, c'est-à-dire avant ou après le module de mise en forme. Considérons la Figure 5.1. Le faisceau incident (faisceau rouge) analysé par la voie de mesure se réfléchit sur la séparatrice S_1 . Il s'agit de notre faisceau de référence, comme exigé dans notre procédure de calibration §6.2.2. Le faisceau émis (faisceau orange) analysé par la voie de mesure se réfléchit sur la séparatrice S_1 , sur le miroir M , puis traverse la séparatrice S_1 . Compte-tenu du très faible diamètre des faisceaux, il est raisonnable de penser que la principale différence est une erreur de basculement, comme représenté Fig. 8.1. En effet, sur cette figure, on constate que même si les faisceaux émis et reçu donnent lieu à une même position de tache focale de référence, les faisceaux peuvent ne pas être confondus.

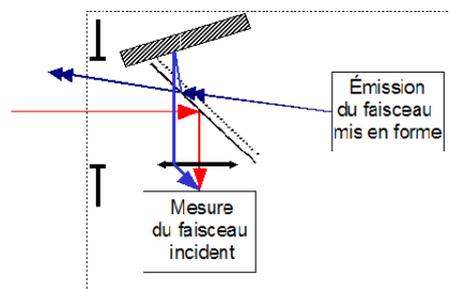


FIGURE 8.1 – Schéma représentant une erreur de tilt.

Nous avons également considéré une éventuelle défocalisation à l'émission, dans le cas d'une mauvaise collimation du faisceau en sortie de la voie de mise en forme avec le SLM à plat (§6.2.1).

En revanche, nous n'avons pas pris en compte de variation différentielle d'amplitude ou de phase d'ordre plus élevé.

On note que le premier type d'erreur n'est pas dépendant de la perturbation analysée. C'est un biais sur la correction qui peut être lentement évolutif en fonction des propriétés de stabilité du module d'émission-réception. En utilisant la formule de l'Éq. 4.13 établie §4.4.1, on en déduit immédiatement l'erreur moyenne sur la conjugaison de phase (ici $\alpha^2 = 0$) :

$$\langle \epsilon \rangle = \alpha^2 + \delta\varphi^2 = a_2^2 + a_3^2 + a_4^2 \quad (8.1)$$

où a_2 , a_3 et a_4 sont respectivement les coefficients de Zernike des deux basculements et de la défocalisation. En revanche, il est difficile d'évaluer les conséquences d'une telle erreur sur la correction itérative.

8.2.2 Défaut d'étalonnage interne

Le second type d'erreur dépend de la méthode employée pour élaborer la commande SLM de mise en forme.

La première approche consiste à réaliser une matrice d'interaction entre les pixels SLM et la voie de mesure, puis à inverser cette matrice pour en déduire une matrice de commande. Cette approche est naturelle en optique adaptative puisque la mesure est une fonction linéaire de la commande dans l'espace de la phase de l'onde. Dans le cas présent, il faut considérer le champ complexe pour manipuler des transformations linéaires. Nous n'avons pas souhaité nous lancer dans cette voie qui aurait nécessité une étude approfondie pour définir la base permettant de décomposer le champ de façon optimale vis-à-vis de notre problème, c'est-à-dire l'enregistrement d'une matrice d'interaction et son inversion. À supposer qu'il existe une transformation linéaire entre la commande et la mesure, cette approche devra être privilégiée, car elle permet en théorie de s'affranchir des défauts d'étalonnage interne.

Dans le cadre de ce travail, nous avons établi un modèle direct théorique que nous souhaitons utiliser pour commander le SLM. Nous avons établi §4.4.4 que ce modèle ne permettait pas de réaliser une conjugaison de phase exacte, mais qu'il était suffisant pour permettre la convergence du processus itératif.

Nous avons décrit au chapitre 6 les étalonnages qui nous ont permis de paramétrer ce modèle direct, après avoir réduit autant que possible les défauts d'étalonnage externe décrits précédemment. Les géométries relatives de l'empreinte du faisceau sur le SLM et la pupille d'émission-réception D_a ont été mesurées (symétrie et grandissement). La qualité de la mise en forme a été validée expérimentalement : nous avons mis en évidence sur un exemple particulier une erreur de mise en forme sur la conjugaison de phase de 28%. Il faut noter que, contrairement aux erreurs d'étalonnage externe, ce type d'erreur n'est pas un biais mais dépend du champ incident. Dans un souci de simplification, nous allons supposer dans la suite que cette erreur peut se modéliser dans l'espace de commande du SLM de la façon suivante :

$$\Psi_c(x, y) = (1 + \alpha(x, y))e^{i\beta(x, y)}\Psi(x, y), \quad (8.2)$$

où $\Psi_c(x, y)$ est le champ cible et $\Psi(x, y)$ la champ effectivement mis en forme. $\alpha(x, y)$ et $\beta(x, y)$ sont deux variables aléatoires centrées gaussiennes d'écart type σ .

En revanche, de la même façon que dans le cas des biais, il est difficile d'évaluer les conséquences d'une telle erreur sur la correction itérative.

8.3 Conséquences sur la conjugaison de phase itérative

A titre de référence, nous rappelons sur la Fig. 8.2 les performances évaluées par simulation numérique dans le cas d'une mise en forme à un seul SLM et en l'absence d'erreur d'étalonnage.

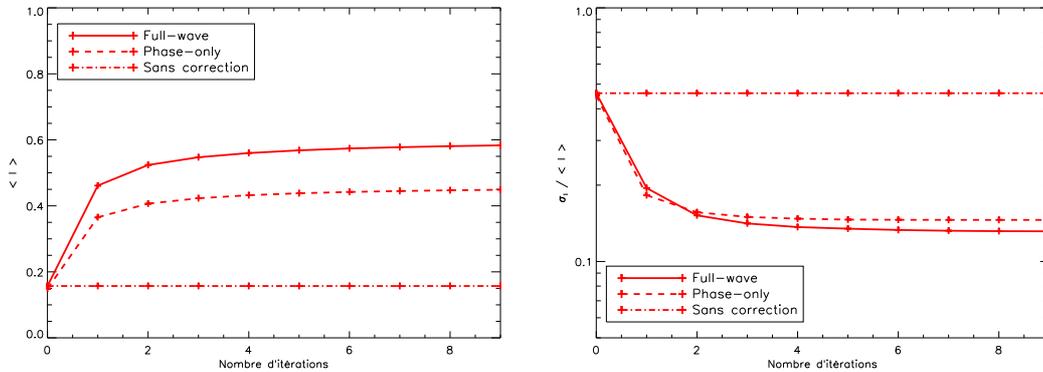


FIGURE 8.2 – Performances de la conjugaison de phase itérative avec mise en forme du champ à 1 SLM en fonction du nombre d'itérations pour un cas parfait (simulation numérique). À gauche : Taux de couplage du flux. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage. Même figure que 4.9.

8.3.1 Cas d'un biais sur le basculement

L'objectif est ici d'étudier l'effet de l'ajout d'un biais en basculement sur la conjugaison de phase réalisée à chaque itération. On suppose que ce biais est introduit sur un des modules d'émission-réception seulement, que nous noterons 1. Le module 2 est supposé parfaitement aligné. On démarre les itérations en émettant depuis le module désaligné.

Les performances de la liaison à convergence en fonction de l'amplitude du biais en basculement sont présentées pour chacun des modules sur la Figure 8.3. J'ai fait cette étude sur 300 réalisations de turbulence. Ce nombre est suffisant pour évaluer le taux de couplage moyen. En revanche, il est un peu faible pour l'estimation de son écart-type dont les valeurs sont encore bruitées. Sur les deux estimateurs, il est possible de constater une dissymétrie entre les deux directions de la liaison. Les performances du module aligné sont beaucoup plus affectées que celles du modules non aligné. En effet, le basculement introduit en sortie du module 1 ne permet pas d'effectuer une conjugaison parfaite dans le sens $1 \rightarrow 2$.

La Figure 8.4 présente l'évolution du taux de couplage moyen pour les deux sens de propagation et pour différentes amplitudes d'erreur de basculement. On observe que, pour un basculement de l'ordre de 0,8 radians, la convergence est atteinte dès la première itération. La performance obtenue est celle d'une simple conjugaison de phase sans itération avec support tronqué. On ne bénéficie plus d'un gain lié à l'itération et à la convergence vers un mode de propagation optimal. Dans ces conditions, la correction est meilleure dans le sens où l'émetteur n'est pas désaligné.

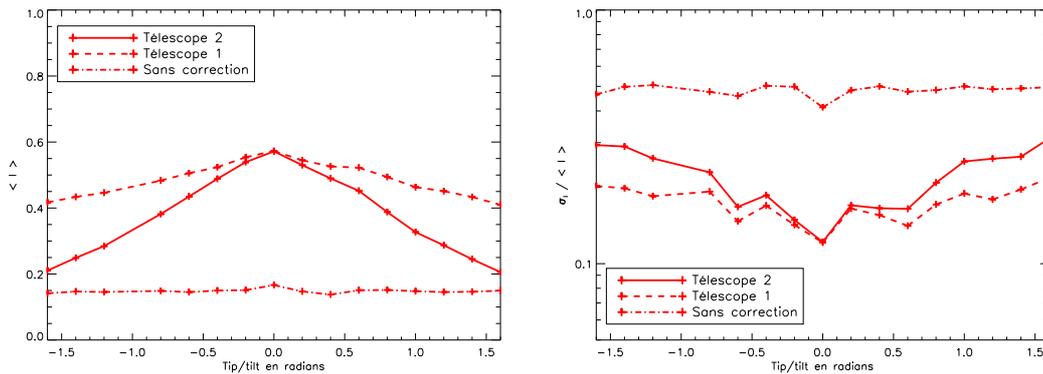


FIGURE 8.3 – Taux de couplage et écart-type normalisé du taux de couplage à convergence des itérations en fonction d’une erreur de tilt injecté. On se place dans le module 2 (donc faisceau en incidence désaligné).

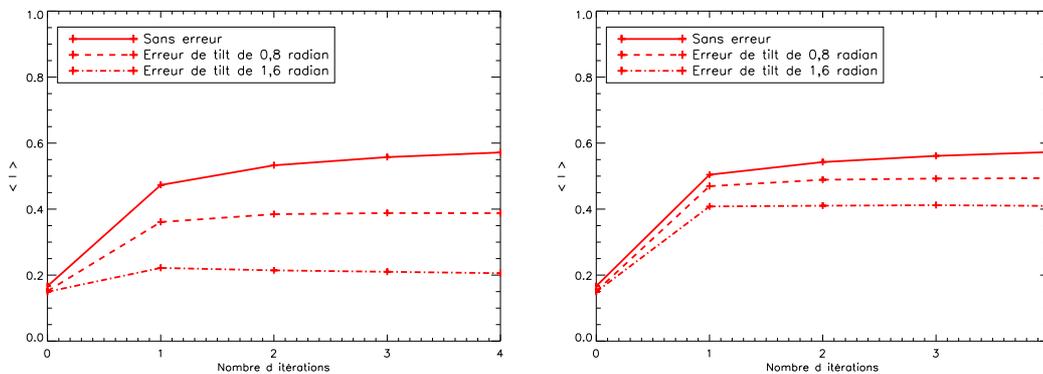


FIGURE 8.4 – Taux de couplage en fonction du nombre d’itérations pour différentes amplitudes d’erreur de basculement. À gauche : module 2 (non désaligné). À droite : module 1 (désaligné).

Considérons maintenant un désalignement correspondant à la précision à laquelle nous avons aligné notre banc, soit $a_2 = 0,3$ rad rms (cf. §6.2.2). La modélisation prédit un taux de couplage moyen de 55% dans le module 2 et 58% dans le 1, et un taux de fluctuations de 0,16 dans le module 2 et 0,13 dans le 1. Ces écarts de performance entre les deux modules indiquent que l’on ne converge pas parfaitement vers un mode de propagation bidirectionnel, mais que l’on oscille autour de cette solution. Si le biais était plus important, les champs émis seraient à chaque itération trop éloignés du mode de propagation et ne s’en approcheraient jamais.

8.3.2 Cas d’un biais sur la défocalisation

L’objectif est maintenant d’étudier l’effet de l’ajout d’un biais en défocalisation sur la conjugaison de phase. Comme dans le cas du basculement, on suppose que ce biais est introduit sur le module d’émission-réception 1. Le module 2 est supposé parfaitement calibré. On démarre les itérations en émettant depuis le module désaligné. Les performances de la liaison sont présentées

sur la Figure 8.5. Le comportement est pratiquement le même que celui observé dans le cas d'un biais en basculement. On observe toutefois une dégradation plus douce pour les petites valeurs de défocalisation que pour les petites valeurs de basculement. On voit également l'effet de la défocalisation sur le faisceau non corrigé, ce qui n'est pas le cas pour le basculement.

La Figure 8.6 représente l'évolution du taux de couplage moyen pour les deux sens de propagation et pour différentes amplitudes de défocalisation. Dans le cas de la défocalisation, l'arrêt de la convergence après une itération est également moins marqué que dans le cas du basculement. Cependant, au-delà de 0,8 radians de défocalisation, la convergence reste minimale. Sur BART, notre procédure d'étalonnage assure un biais de défocalisation inférieur à 0,5 radians (§6.2.1).

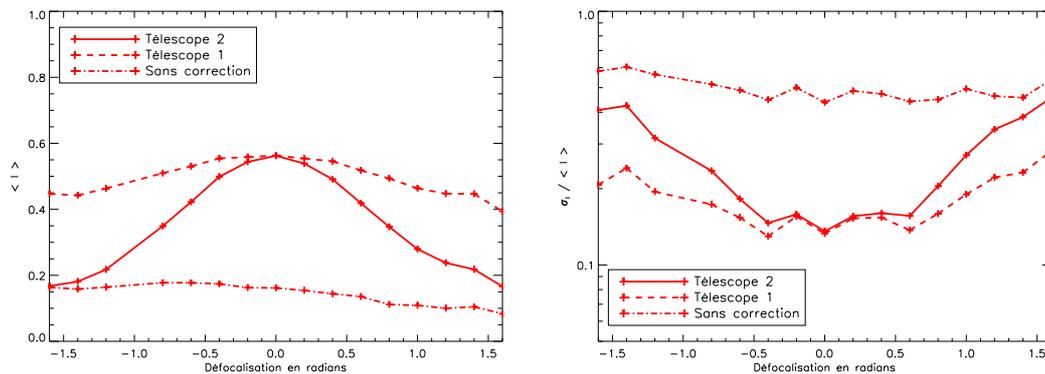


FIGURE 8.5 – Taux de couplage et écart-type normalisé du taux de couplage dans un module d'émission-réception en fonction du défocus au niveau du module 2.

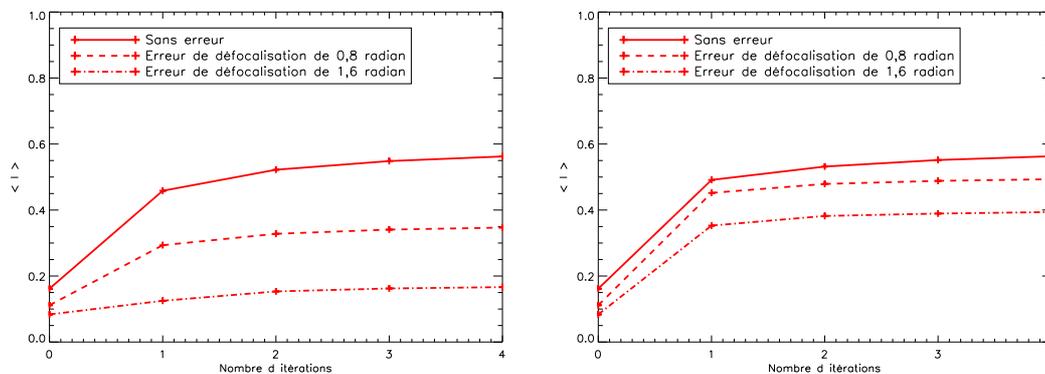


FIGURE 8.6 – Taux de couplage en fonction du nombre itérations pour différentes amplitudes de défocalisation. À gauche : module 2 (non défocalisé). À droite : module 1 (défocalisé).

8.3.3 Cas d'une erreur aléatoire sur la conjugaison de phase

Afin de simuler le défaut d'étalonnage interne, nous rajoutons des cartes de bruits aléatoires $\alpha(x, y)$ et $\beta(x, y)$, aux répartitions d'amplitude et aux fronts d'onde des champs mis en forme

par les deux modules d'émission-réception. La méthode la plus simple pour créer ces cartes est de générer chaque point selon une loi normale d'écart-type σ . Cependant, on constate Fig. 8.8 que ce type d'erreur introduit des hautes fréquences spatiales dans le champ mis en forme. Contrairement à ce qui est observé expérimentalement et que l'on illustre sur la Fig. 8.7.

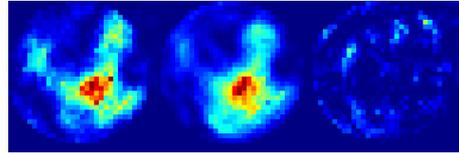


FIGURE 8.7 – À gauche : amplitude incidente à l'itération 6 enregistrée directement à la caméra du module 1 (cf. haut de la Fig. 7.4). Au centre : amplitude mise en forme (cf. bas de la Fig. 7.4). À droite : Résidu normalisé (soustraction des deux images précédentes).

On envisage alors de filtrer les hautes fréquences spatiales des cartes d'erreur, ce qui permet d'aboutir à une erreur (image de droite de la Fig. 8.8) plus proche visuellement de celle observée sur BART. Ceci est confirmé par les cartes de résidus en amplitude Fig. 8.9.

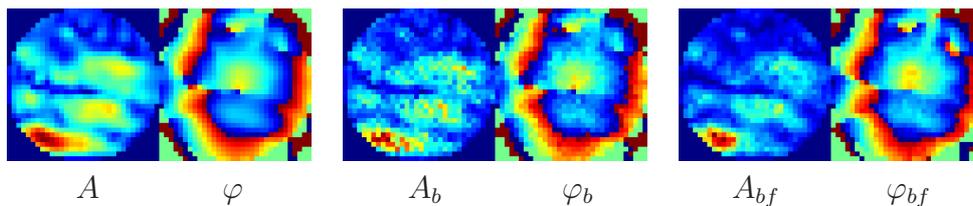


FIGURE 8.8 – À gauche : champ complexe $\Psi = Ae^{i\varphi}$ mis en forme sans bruit. Au centre : même champ avec un bruit suivant une loi normale ($\sigma^2 = 0,15$) ajouté aux cartes de phase et d'amplitude - $\Psi_b = A_b e^{i\varphi_b}$. À droite : avec un bruit suivant une loi normale ($\sigma^2 = 0,15$) et filtré spatialement - $\Psi_{bf} = A_{bf} e^{i\varphi_{bf}}$.

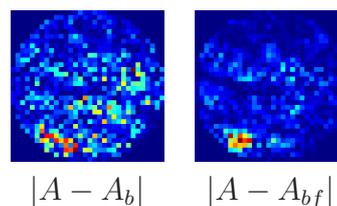


FIGURE 8.9 – À gauche : résidu entre l'amplitude cible et l'amplitude avec bruit. À droite : résidu entre l'amplitude cible et l'amplitude avec bruit filtré spatialement.

On simule le comportement de la liaison optique dans le cas d'une erreur aléatoire sur la conjugaison de phase avec les conditions suivantes :

- Taille physique des écrans de phase : $larg = 5$ cm.
- Échantillonnage des écrans : $dim = 540$ pixels.
- Échantillonnage de la pupille : 32 pixels.

- Nombre de tirages d’occurrences de turbulences : 300.
- Nombre d’itérations de conjugaison de phase pour chaque occurrence : 10.
- Tirage aléatoire des cartes d’erreur à chaque itération et occurrence de turbulence.
- Erreur de mise en forme ajoutée à chacun des deux modules selon les deux méthode de génération du bruit considérées.

Afin de dissocier les effets des erreurs d’amplitude et de phase, j’impose une erreur de phase nulle lorsque que j’introduis une erreur d’amplitude, et réciproquement.

On analyse dans un premier temps sur la Fig. 8.10 la valeur du critère de mise en forme du champ complexe à convergence des itérations de conjugaison de phase en fonction de la variance de l’erreur ajoutée. À variance d’erreur ajoutée nulle, on retrouve logiquement l’erreur de mise en forme à convergence évaluée Fig. 4.10 (courbe de l’erreur sur le champ complexe à convergence).

La courbe est linéaire de pente 1, ce qui confirme l’expression Éq. 4.16 comme quoi l’erreur se somme quadratiquement pour les petites perturbations.

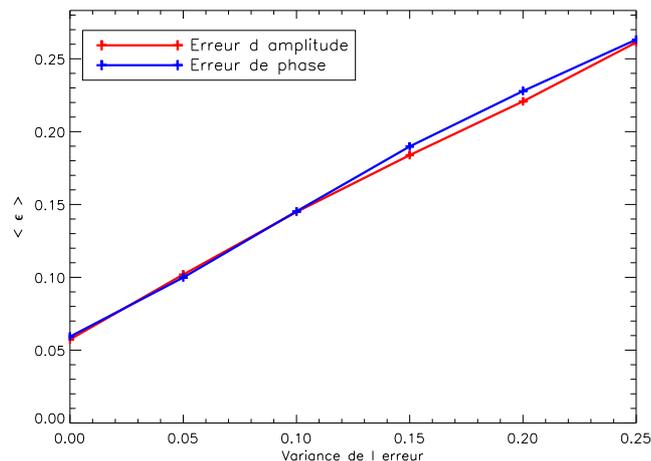


FIGURE 8.10 – Critère de mise en forme du champ complexe à convergence des itérations de conjugaison de phase en fonction de la variance de l’erreur (filtrée spatialement) ajoutée.

Les performances de la liaison optique avec les deux méthodes de génération des cartes d’erreur (filtrées et non filtrées) sont présentées Fig. 8.11.

On constate tout d’abord que les deux méthodes employées pour simuler l’erreur de mise en forme aboutissent à des résultats identiques en termes de taux de couplage et de fluctuations normalisées du taux de couplage.

Le taux de couplage diminue de 10% pour la plus forte erreur d’amplitude ou de phase considérée ($\sigma^2 = 0,25$). Cette perte a peu d’impact sur la liaison optique et une éventuelle transmission de données.

L’écart-type normalisé est plus difficile à évaluer car nécessitant un très grand nombre d’occurrences de turbulence. Les fluctuations du taux de couplage apparaissent ainsi quasiment indépendantes du bruit ajouté au champ.

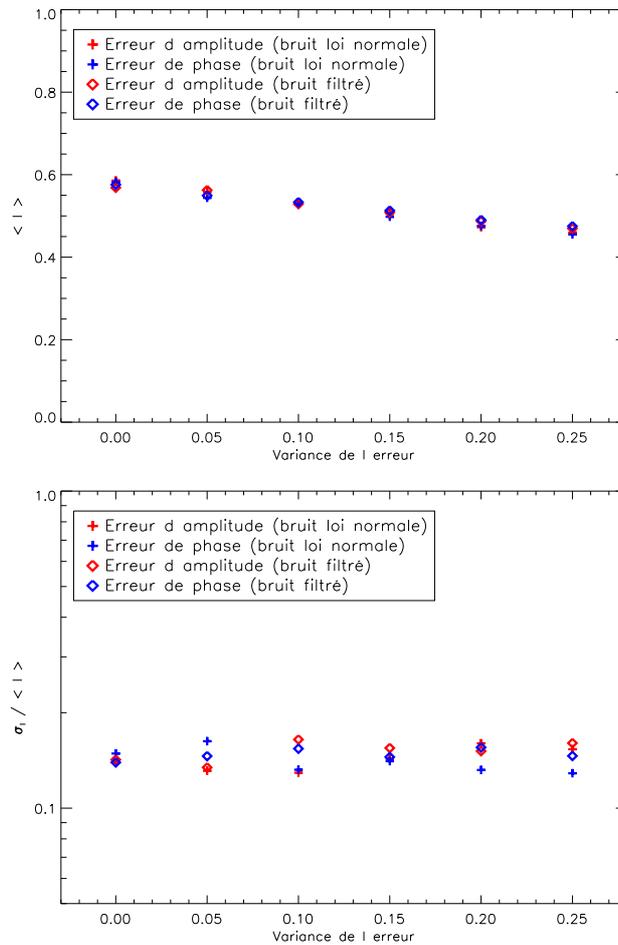


FIGURE 8.11 – Performances de la conjugaison de phase itératives à convergence avec ajout de bruit au champ mis en forme avec un SLM. À gauche : Taux de couplage. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.

Le chapitre 7 fait état sur BART d'une erreur d'amplitude sur le module 1 de 0,09 en variance (cf. §7.3.2.2). L'augmentation de $\frac{\sigma_{\kappa}}{\kappa}$ avec une erreur $\tilde{\epsilon}(\Psi_c - \Psi)$ du champ complexe de 0,18 (contributions des erreurs de phase et d'amplitude chacune de 0,09) est de l'ordre de 0,02.

8.4 Modélisation de notre expérimentation

Nous entreprenons une simulation de la conjugaison de phase itérative sur BART en cumulant tous les défauts d'étalonnage interne et externe relevés chapitre 6 et 7. Nous reprenons les paramètres de simulation précédents et nous fixons le jeu d'erreurs suivant :

- Erreur d'alignement : biais $a_2 = 0,3$ rad rms sur le module 1.
- Erreur de défocalisation : biais $a_4 = 0,3$ rad rms sur le module 1.
- Erreur d'amplitude (filtrée spatialement) : $\epsilon_A = 0,1$ sur les deux modules.

- Erreur de phase (filtrée spatialement) : $\epsilon_\varphi = 0,1$ sur les deux modules.
- Tirage aléatoire des cartes d'erreur à chaque itération et occurrence de turbulence.

L'évolution du critère moyen sur le champ complexe selon le nombre d'itérations est donnée Fig. 8.12. Le critère moyen vaut $\langle \tilde{\epsilon} \rangle = 0,23$ à convergence. Sur la Figure 8.10, aux points $\sigma_A^2 = 0,1$ et $\sigma_\varphi^2 = 0,1$, on lit :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\epsilon}_{1SLM} \rangle + \langle \epsilon_A \rangle &\approx 0,15 \\ \langle \tilde{\epsilon}_{1SLM} \rangle + \langle \epsilon_\varphi \rangle &\approx 0,15 \end{aligned} \quad (8.3)$$

avec $\langle \tilde{\epsilon}_{1SLM} \rangle \approx 0,06$.

On retrouve ainsi que les termes d'erreurs de mise en forme sont additifs :

$$\langle \tilde{\epsilon} \rangle \approx \langle \tilde{\epsilon}_{1SLM} \rangle + \langle \epsilon_A \rangle + \langle \epsilon_\varphi \rangle = 0,09 + 0,09 + 0,06 = 0,24.$$

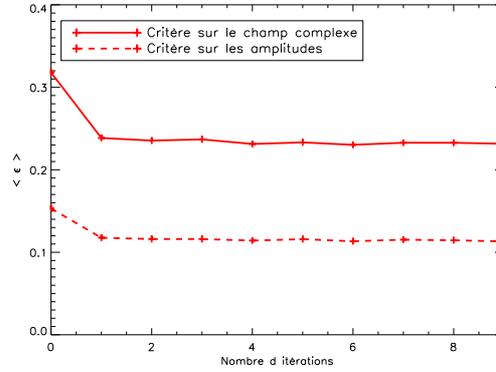


FIGURE 8.12 – Évolution du critère moyen en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2.

La Figure 8.13 donne les performances simulées de BART au niveau du module 2 en prenant en compte les différentes erreurs. Cette Figure est à comparer à la Fig. 8.2, obtenue avec un système parfait. On constate alors une chute du taux de couplage à convergence de 58% à 43%, mais surtout un écart-type normalisé qui passe de $\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{turb} = 0,12$ dans le cas parfait à $\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{final} = 0,19$ ici.

Le taux de fluctuation du taux de couplage obtenu n'est pas satisfaisant pour assurer la permanence du signal optique, le $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ recherché étant proche de 0,1 (cf. Fig. 1.11). Il va donc falloir minimiser l'influence des différentes sources d'erreur sur ce taux de couplage.

On suppose que les impacts de chacun des termes perturbatifs sur $\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{total}^2$ ne sont pas corrélés, et que l'on peut additionner leurs contributions quadratiquement. On pose alors :

$$\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{total}^2 = \left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{turb}^2 + F(a_2, a_3) + G(a_4) + H(\epsilon_A) + I(\epsilon_\varphi) \quad (8.4)$$

où $F(a_2, a_3)$, $G(a_4)$, $H(\epsilon_A)$ et $I(\epsilon_\varphi)$ sont les contributions respectives du basculement, de la défocalisation, de l'erreur de mise en forme sur l'amplitude et sur la phase.

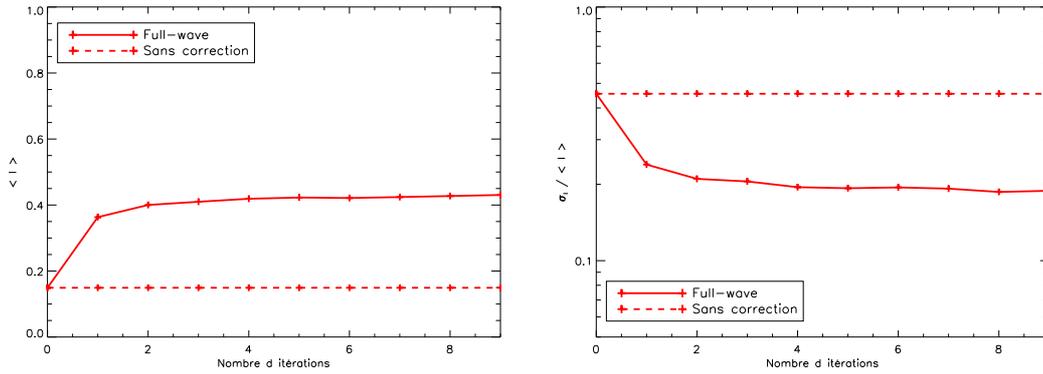


FIGURE 8.13 – Performances de la conjugaison de phase aux conditions d'étalonnage de BART en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2. À gauche : Taux de couplage. À droite : écart-type normalisé du taux de couplage.

Chacune de ces fonctions peut être estimée à partir des courbes 8.3, 8.5 et 8.11 (ex : $F(a_2, a_3) = \left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)^2(a_2, a_3) - \left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{turb}^2$, où $\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)^2(a_2, a_3)$ correspond au carré de la courbe représentée Fig. 8.3). Ces courbes sont relativement imprécises à cause du trop faible nombre de tirages de turbulence étudié. On peut alors ajuster chacune de ces courbes à un polynôme d'ordre 2, ou relancer une simulation numérique beaucoup plus massive avec un plus grand nombre de tirages de turbulence. De telles courbes pourraient largement faciliter l'établissement d'un budget d'erreur pour la conception future d'un système réel.

L'application numérique dans le cas présent donne :

$$\left(\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}\right)_{total} = \sqrt{0,12^2 + 0,09^2 + 0,09^2 + 0,05^2 + 0,05^2} = 0,19. \quad (8.5)$$

L'hypothèse de sommation quadratique des termes perturbatifs est ici bien vérifiée. Elle demande cependant à être validée pour d'autres jeux d'erreurs.

Pour comparer la simulation au cas expérimental étudié au chapitre précédent, je trace Figure 8.14 les performances moyennes (300 occurrences de turbulence) des modules 1 et 2 à chaque itération. Comme sur BART, les itérations de conjugaison de phase entre modules 1 et 2 sont successives. Le direction $1 \rightarrow 2$ correspond au trajet aller (intensité intégrée au niveau du module 2), et le trajet $2 \rightarrow 1$ au retour. Cette nouvelle courbe est à comparer avec celle obtenue expérimentalement Figure 7.16.

On remarque alors une caractéristique commune aux deux courbes : toutes deux présentent des dents de scie. Ceci reflète l'écart de performance entre le module recevant en incidence un faisceau désaligné et l'autre. L'amplitude des dents de scie nous renseigne sur l'ampleur du désalignement. En l'occurrence, l'amplitude est plus grande dans le cas simulé. Les valeurs de paramètres a_2 et a_4 sont alors exagérées par rapport à notre expérience, malgré la procédure d'alignement particulièrement difficile (cf. Fig. 8.1).

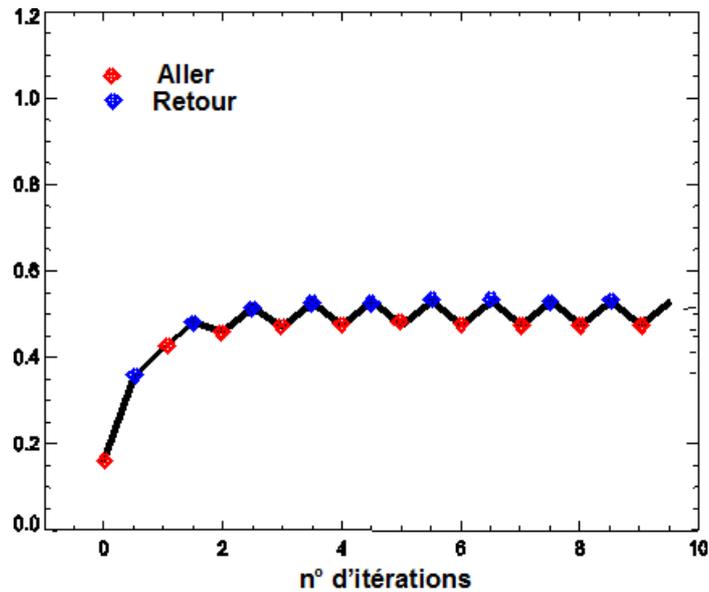


FIGURE 8.14 – Évolution du critère moyen en fonction du nombre d'itérations au niveau du module 2 d'après la simulation bout-en-bout avec erreurs d'étalonnage.

8.5 Conclusion

La simulation numérique des erreurs d'alignement, de défocalisation et de mise en forme a permis d'évaluer leurs contributions respectives à la dégradation des paramètres de la liaison optique ($\langle I \rangle$ et $\frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$). Les erreurs de basculement et de défocalisation (étalonnage externe) sont les termes prépondérants responsables de cette augmentation. Les erreurs d'ordres supérieurs (étalonnage interne) sont en revanche beaucoup moins critiques. En sommant toutes ces contributions dans un cas réaliste de BART, les fluctuations du taux de couplage, dont dépend directement le BER, sont doublées. La liaison optique n'est potentiellement plus fonctionnelle à haut débit. Il faut donc minimiser les erreurs d'étalonnage.

Plusieurs pistes peuvent être considérées. Pour améliorer la qualité de mise en forme, on peut procéder au calcul d'une matrice d'interaction prenant en compte les défauts expérimentaux, plutôt que le modèle direct de calcul de commande présenté au chapitre 2. Dans la mesure où l'on cherche à mettre en forme un champ complexe, qui plus est avec la méthode de mise en forme faisant appel à un filtrage fréquentiel, le choix de la base dans laquelle doit s'exprimer la matrice d'interaction n'est pas trivial.

La défocalisation peut être drastiquement réduite en utilisant un collimateur pour générer l'onde plane de référence en entrée des voies de mesure. La précision serait alors supérieure à celle de la calibration développée §6.2.1, présentant néanmoins l'avantage de ne pas nécessiter de matériel supplémentaire. On peut ainsi espérer une réduction d'un facteur dix de l'erreur de défocalisation.

Enfin, l'amélioration de l'étalonnage du basculement sur BART apparaît plus délicate. Une réflexion plus poussée sur ce point paraît nécessaire.

Conclusion générale

Bilan

Le travail présenté dans ce manuscrit a porté sur la démonstration expérimentale du principe de conjugaison de phase itérative dans le cadre des télécommunications laser en espace libre, afin de réduire les effets de la turbulence sur la propagation du signal.

Cette démonstration s'est réalisée sur banc optique et non sur un système réel afin de s'affranchir de problématiques annexes, tel le suivi temporel des évolutions de la turbulence. J'ai donc commencé par mettre à l'échelle les conditions d'un système réel à une distance de propagation convenable pour un banc d'optique, tout en conservant les paramètres d'intérêt que sont la scintillation dans la pupille et les effets diffractifs.

Contrairement à des techniques de précompensation déjà implantées ne mettant en œuvre que de la correction de phase seule, la conjugaison de phase exige une correction à la fois en phase et en amplitude. Le banc BART intégralement conçu, intégré et testé au cours de la thèse a ainsi dû répondre à deux défis techniques :

- la mesure du champ complexe en présence de très forte scintillation ;
- la mise en forme d'un champ complexe (phase et amplitude) turbulent aléatoire à partir d'une émission laser uniforme.

Deux méthodes de mise en forme, dont l'implantation est envisageable sans développement original de composant, ont été considérées :

- méthode avec deux modulateurs de phase ;
- méthode avec un seul modulateur de phase suivi d'un filtrage fréquentiel.

Pour sélectionner la technique de mise en forme adéquate sur BART, je me suis appuyé sur une étude numérique et un critère quantitatif de qualité de mise en forme. L'étude a alors montré que toutes deux donnaient lieu à des performances équivalentes en termes de taux de couplage et fluctuations du taux de couplage entre les deux modules d'émission-réception, et qualité de mise en forme. J'ai ainsi opté pour celle la plus simple d'implantation, même si beaucoup moins efficace énergétiquement, à un seul modulateur de phase.

Une méthode de mesure conjointe de la phase et de l'amplitude appelée CAMELOT, reposant sur la diversité de phase, a été développée à l'Onera. J'ai mis en place cette méthode sur BART, et j'en ai effectué la toute première implantation expérimentale avec un champ test issu de la voie de mise en forme. Pour valider CAMELOT, j'ai mis en place un critère de comparaison appliqué aux champ mis en forme et attendu (soit par simulation numérique, soit par mesure directe de

l'amplitude à la caméra). J'ai ainsi étalonné les erreurs de mesure et de mise en forme sur BART, et montré que les erreurs de mise en forme sont prépondérantes.

En dernière partie du manuscrit, j'expose les résultats obtenus lors de l'utilisation de BART dans son ensemble, à savoir la réalisation de la conjugaison de phase itérative. Une dizaine d'itérations réalisée sur une occurrence de turbulence est présentée. En s'appuyant sur un critère quantitatif de comparaison des champs mesurés à chaque itération, et sur les taux de couplage enregistrés, on démontre expérimentalement la convergence des itérations de conjugaison de phase. L'augmentation du taux de couplage au fil des itérations correspond à la fourchette prévue par simulation numérique. Les itérations sont robustes à une erreur de mesure ponctuelle intervenue au milieu du processus. J'ai par ailleurs confirmé la qualité des techniques de mesure et de mise en forme dans des conditions réalistes de forte scintillation, et la prédominance des erreurs de mise en forme aux erreurs de mesure.

Enfin, j'intègre dans le modèle numérique les erreurs d'étalonnage identifiées précédemment, afin de prévoir les performances statistiques de BART et leurs impacts sur un système réel. Une méthode est proposée pour évaluer analytiquement les conséquences de chacun des postes d'erreurs d'étalonnage sur le taux de fluctuations normalisées de l'intensité collectée. Si cette méthode est confirmée, elle permettrait d'établir simplement un budget d'erreur pour un dispositif réel.

Perspectives

La démonstration expérimentale du principe de conjugaison de phase dans des conditions de forte turbulence a naturellement pour ambition de motiver la réalisation d'un système réel. Cependant, le passage au système réel nécessite de nouvelles validations qui n'ont pas été apportées au cours de cette thèse. On cite notamment les aspects suivants :

- résultats statistiques expérimentaux de la conjugaison de phase itérative ;
- réalisations de la mesure et de la mise en forme en temps réel du champ complexe pour un système réel.

À court terme, il est possible d'utiliser BART pour accéder à des résultats statistiques. Pour cela, ce dernier doit impérativement être automatisé. L'automatisation consisterait à installer une rotation motorisée pas à pas de l'écran de phase afin de changer à chaque pas l'occurrence de turbulence. Entre deux pas, la mesure, son traitement, le calcul de commande et la précompensation doivent être réalisés et itérés une dizaine de fois, le tout de manière complètement automatisée.

Parallèlement, il est nécessaire d'améliorer les performances obtenues sur BART, notamment diminuer les postes d'erreur rencontrés. La dernière partie du manuscrit a démontré que la somme de ces erreurs ne permet plus un fonctionnement viable à haut débit de la liaison optique. Toutes les erreurs d'étalonnage interne pourraient être réduites en développant une méthode permettant de calculer la commande SLM à l'aide d'une matrice d'interaction, et non plus en utilisant un modèle numérique direct. Parmi les erreurs d'étalonnage externe, la défocalisation peut être réduite simplement en utilisant une source extérieure délivrant une onde plane. En revanche, réduire l'erreur de basculement exige une précision angulaire drastique. Un système réel subira

les mêmes difficultés. Par ailleurs, dans les conditions d'un système réel, il n'est pas possible de s'affranchir de la turbulence le temps de l'étalonnage comme cela a été le cas sur BART. Mais l'enregistrement du barycentre de la tache focale moyenne turbulente doit également permettre de définir une position de référence du basculement.

Les réalisations de la mesure et de la mise en forme en temps réel du champ sont plus délicates. Le temps de cohérence de la turbulence est de l'ordre de la milliseconde, les itérations doivent être opérées à plusieurs kHz. Or, les techniques de mesure et de mise en forme sur BART ont été qualifiées pour une démonstration seule du principe de conjugaison de phase, à savoir en turbulence figée. D'une part, la mesure plan focal par CAMELOT est limitée par un algorithme dont la convergence est de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes. Une nouvelle technique de mesure plan focal reposant sur une formule analytique est actuellement développée à l'Onera. Celle-ci pourrait être envisagée pour une mesure temps réel. D'autre part, la mise en forme à un SLM implantée sur BART consomme trop de flux pour un système réel. La méthode à deux modulateurs requiert quant à elle un algorithme itératif pour calculer les commandes de phase. L'algorithme développé dans cette thèse requiert un temps de convergence trop long pour satisfaire au temps réel. Une solution pour accélérer cet algorithme a cependant déjà été proposée [69], et pourrait rendre la méthode à deux modulateurs valide pour un système réel.

Dans une toute autre perspective, les travaux sur le plan du couplage de la mesure et de la mise en forme peuvent servir à un domaine plus large que celui des seules télécommunications optiques. Le concept de propagation contrôlée en milieu turbulent connaît aujourd'hui un essor particulier, notamment dans le domaine de l'imagerie biologique. Les tissus biologiques observés sont hautement diffusants, ce qui provoque le même phénomène de scintillation que celui observé lors de la propagation d'un faisceau laser en turbulence. La correction de phase seule est déjà appliquée dans ce domaine. La conjugaison de phase pourrait constituer une amélioration des techniques déjà en place. De plus, dans le cadre de la microscopie, il n'est plus question de troncature pupillaire, ni d'évolution temporelle de la perturbation et donc de correction en temps réel. Ce cas est particulièrement favorable au concept de précompensation ici développé.

La mise en forme de faisceau laser présente également un intérêt dans le cadre des lasers de forte puissance. Par exemple, l'allumage d'une réaction de fusion par confinement inertiel nécessite de faire converger au maximum un laser impulsionnel très énergétique sur la particule de gaz confinée. Les difficultés actuellement rencontrées pour réaliser cet objectif sont :

- la dilatation thermique des optiques ;
- la stabilité mécanique des montures ;
- la dégradation des optiques après passage du faisceau de très forte puissance.

Une réponse à l'ensemble de ces effets est d'assurer une répartition d'amplitude uniforme du laser au cours de sa propagation. On évite ainsi l'apparition de points chauds dégradant les optiques. Il faut pour cela contrôler le faisceau à la fois en phase et en amplitude, comme cela a été étudié tout au long de ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] N. Schwartz, *Précompensation des effets de la turbulence atmosphérique par optique adaptative*, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis (décembre 2009).
- [2] H. W. Babcock, *The possibility of compensating astronomical seeing*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 65, p. 229 (1953).
- [3] D. L. Fried et H. T. Yura, *Telescope-Performance Reciprocity for Propagation in a Turbulent Medium*, Journal of the Optical Society of America A., 62 (4), pp. 600–602 (1972).
- [4] C. A. Primmerman, T. R. Price, R. A. Humphreys, B. G. Zollars, H. T. Barclay et J. Herrmann, *Atmospheric-compensation experiments in strong-scintillation conditions*, Applied Optics, 34, pp. 2081–+ (avril 1995).
- [5] J. D. Barchers et D. L. Fried, *Optimal control of laser beams for propagation through a turbulent medium*, Journal of the Optical Society of America A., 19 (9), pp. 1779–1793 (2002).
- [6] D. L. Fried et J. L. Vaughn, *Branch cuts in the phase function*, Applied Optics, 31, pp. 2865–2882 (mai 1992).
- [7] T. Tolker-Nielsen et G. Oppenhauser, *In-orbit test result of an operational optical intersatellite link between ARTEMIS and SPOT4, SILEX*, Vol. 4635, pp. 1–15. Proceeding SPIE (2002).
- [8] M. Reyes Garcia-Talavera, Z. Sodnik, P. Lopez, A. Alonso, T. Viera et G. Oppenhauser, *Preliminary results of the in-orbit test of ARTEMIS with the Optical Ground Station*, Vol. 4635, pp. 38–49. Proceeding SPIE (2002).
- [9] T. Jono, Y. Takayama, N. Kura, K. Ohinata, Y. Koyama, K. Shiratama, Z. Sodnik, B. Demellenne, A. Bird et K. Arai, *OICETS on-orbit laser communication experiments*, Vol. 6105, pp. 610503–610503–11. Proceeding SPIE (2006).
- [10] V. Cazaubiel, G. Planche, V. Chorvalli, L. Le Hors, B. Roy, E. Giraud, L. Vaillon, F. Carré et E. Decourbey, *LOLA : a 40.000 km optical link between an aircraft and a geostationary satellite*, ESA/CNES ICSO 2006 (juin 2006).
- [11] N. Perlot, M. Knappek, D. Giggenbach, J. Horwath, M. Brechtelsbauer, Y. Takayama et T. Jono, *Results of the optical downlink experiment Kiodo from OICETS satellite to optical ground station Oberpfaffenhofen (OGS-OP)*, Vol. 6457, pp. 645704–645704–8. Proceeding SPIE (2007).
- [12] O. Bouchet, H. Sizun, C. Boisrobert, F. De Fornel et P. Favennec, *Optique sans fils* (2004).

- [13] M. W. Wright, J. Roberts, W. Farr et K. Wilson, *Improved optical communications performance combining adaptive optics and pulse position modulation*, *Optical Engineering*, 47 (1) (2008).
- [14] C. Q. Wilson S. Brandt-Pearce M. et B. M., *Optical repetition mimo transmission with minipulse ppm*, Dans *Selected Areas in Communications, IEEE Journal*, vol. 23(9), pp. 1901-1910, Sept. 2005. (2005).
- [15] A. N. Kolmogorov, *Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high Reynolds number*, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30 (4), pp. 301–305 (1941).
- [16] A. Ziad, M. Schöck, G. A. Chanan, M. Troy, R. Dekany, B. F. Lane, J. Borgnino et F. Martin, *Comparison of Measurements of the Outer Scale of Turbulence by Three Different Techniques*, *Applied Optics*, 43, pp. 2316–2324 (avril 2004).
- [17] A. M. Yaglom, *On the local structure of the temperature field in a turbulent flow*, *Doklady Acad. Nauk. SSSR Ser. Geograf. Geofiz.*, p. 73 (1949).
- [18] A. M. Obukhov, *Structure of the temperature field in a turbulent current*, *Izvestiya Akademia Nauk SSSR, Series Geograficheskaya i Geograficheskaya*, 13 (6), pp. 58–69 (1949).
- [19] V. Tatarski, *Wave Propagation In a Turbulent Medium*, Dover Publications, Inc. New York (1961).
- [20] T. Von Karman, *Progress in the statistical theory of turbulence*, *Proceedings of the National Academy of Science of the United States of America* (1948).
- [21] J. Strohbehm, rédacteur en chef, *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, Springer-Verlag, Berlin (1978).
- [22] O. Korotkova, T. D. Visser et E. Wolf, *Polarization properties of stochastic electromagnetic beams*, *Optics Communications*, 281, pp. 515–520 (2008).
- [23] S. Rytov, Y. Kravtsov et V. Tatarskii, rédacteurs en chef, *Principles of statistical radiophysics : Wave propagation through random media*, Vol. 4. Springer-Verlag, Berlin (1960).
- [24] F. Roddier, *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, Dans *Progress in Optics*, sous la direction de E. Wolf, vol. XIX, pp. 281–376. North Holland, Amsterdam (1981).
- [25] J. M. Martin et S. M. Flatté, *Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-d random media*, *Applied Optics*, 27 (11), pp. 2111–2126 (1988).
- [26] S. M. Flatté et J. S. Gerber, *Irradiance-variance behavior by numerical simulation for plane-wave and spherical-wave optical propagation through strong turbulence*, *Journal of the Optical Society of America A.*, 17, pp. 1092–1097 (juin 2000).
- [27] F. Mahé, *Application d'un modèle atmosphérique à l'étude des fluctuations d'indice de réfraction dans la couche limite. Influence de la scintillation sur l'analyse de front d'onde*, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice France (février 2000).
- [28] R. Lee et J. Harp, *Weak scattering in random media, with applications to remote probing*, Dans *Proceedings of the IEEE*, vol. 57, pp. 375–406 (avril 1969).

- [29] G. I. Taylor, *The spectrum of turbulence*, Vol. 164, pp. 476–490. Proceedings of the Royal Society of London A (1938).
- [30] R. L. Fante, *Electromagnetic beam propagation in turbulent media*, Proc. of the IEEE, 63 (12), pp. 1669–1692 (1975).
- [31] D. L. Fried, *Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion*, Journal of the Optical Society of America A., 55 (11), pp. 1427–1435 (1965).
- [32] H. T. Yura, *Physical model for strong optical-amplitude fluctuations in a turbulent medium*, Journal of the Optical Society of America A., 64, pp. 59–+ (janvier 1974).
- [33] J. Majumdar A. and Ricklin, *Free-Space Laser Communications, Principles and Advances*, Vol. 2. Springer, Berlin (2008).
- [34] M. Al-Habash, L. Andrews et R. Phillips, *Mathematical model for the irradiance probability density function of a laser beam propagating through turbulence media*, Opt. Eng., 40 (8), pp. 1554–1562 (août 2001).
- [35] L. Andrews, R. Phillips et C. Hopen, *Laser beam scintillation with applications*, SPIE Press Bellingham, Wash. (2001).
- [36] K. K. Wakamori K. et O. I., *Experiment on Regional Broadband Network Using Free-Space-Optical Communication Systems*, Journal of Lightwave Technology, 25 (11), pp. 3265–3273 (novembre 2007).
- [37] M. Fink, *Time Reversal of Ultrasonic Fields - Part I : Basic Principles*, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, 39 (5), pp. 555–566 (septembre 1992).
- [38] J. Fouquet et A. Nachbin, *Time Reversed refocusing of surface water waves*, SIAM Multiscale Modeling and Simulation, 1 (4), pp. 609–629 (2003).
- [39] I. M. Vellekoop et A. P. Mosk, *Focusing coherent light through opaque strongly scattering media*, Optics Letters, 32 (16), pp. 2309–2311 (août 2007).
- [40] D. J. McCabe, A. Tajalli, D. R. Austin, P. Bondareff, I. A. Walmsley, S. Gigan et B. Chatel, *Spatio-temporal focusing of an ultrafast pulse through a multiply scattering medium*, Nature Communications, 2 (août 2010).
- [41] X. Xu, H. Liu et L. V. Wang, *Time Reversal ultrasonically encoded optical focusing into scattering media*, Nature Photonics, 5 (3), pp. 154–157 (janvier 2011).
- [42] V. P. Lukin et B. V. Fortes, *Phase-correction of turbulent distortions of an optical wave propagating under conditions of strong intensity fluctuations*, Applied Optics, 41, pp. 5616–5624 (septembre 2002).
- [43] M. A. Vorontsov et et al., *Characterization of atmospheric turbulence effects over 149 km propagation path using multi-wavelength laser beacons*, DTIC OnLine, Information for the Defense Community (septembre 2010).
- [44] D. W. Young et et al., *Demonstration of High Data Rate Wavelength Division Multiplexed Transmission over a 150 km Free Space Optical Link*, Dans Military Communications Conference. MILCOM - IEEE (octobre 2007).

- [45] J. D. Barchers et D. L. Fried, *Optimal control of laser beams for propagation through a turbulent medium*, Journal of the Optical Society of America A., 19 (9), pp. 1779–1793 (2002).
- [46] R. B. Shack et B. C. Platt, *Production and use of a lenticular Hartmann Screen*, Journal of the Optical Society of America A., 61, p. 656 (1971).
- [47] F. Roddier, *Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics*, Applied Optics, 27, pp. 1223–1225 (1988).
- [48] R. Ragazzoni, *Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism*, Journal of Modern Optics, 43, pp. 289–293 (février 1996).
- [49] R. A. Gonsalves, *Phase retrieval and diversity in adaptive optics*, Optical Engineering, 21, pp. 829–832 (octobre 1982).
- [50] L. M. Mugnier, A. Blanc et J. Idier, *Phase Diversity : A Technique for Wave-Front Sensing and for Diffraction-Limited Imaging*, Advances in Imaging and Electron Physics, 141, pp. 1–76 (2006).
- [51] M. R. Bolcar et J. R. Fienup, *Phase Diversity with Broadband Illumination*, Dans *Wavefront Reconstruction and Phase Diversity (JTUA)*, vol. 6 (2007), June 18, Vancouver (Canada).
- [52] R. J. Noll, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, Journal of the Optical Society of America A., 66 (3), pp. 207–211 (1976).
- [53] A. Technologies, <http://www.aoptix.com/> (2012).
- [54] N. M. J. Graves J. E. et S. J. C., *Combined Wavefront Sensor and Data Detector for a Free Space Optical Communications System with Adaptive Optics* (juillet 2008).
- [55] M. A. Vorontsov, G. W. Carhart et J. C. Ricklin, *Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient-descent optimization*, Optics Letters, 22 (12), pp. 907–909 (juin 1997).
- [56] Z. Zhao, S. D. Lyk et M. C. Roggemann, *Adaptive optical communication through turbulent atmospheric channels*, ICC 08. IEEE International Conference, pp. 5432–5436 (mai 2008).
- [57] V. Bagnoud et J. D. Zuegel, *Independant phase and amplitude control of a laser beam by use of a single-phase-only spatial light modulator*, Optics Letters, 29 (3), pp. 295–297 (2004).
- [58] M. C. Roggemann et D. J. Lee, *Two-deformable mirror concept for correcting scintillation effects in laser beam projection through the turbulence atmosphere*, Applied Optics, 37 (21), pp. 4577–4585 (1998).
- [59] R. W. Gerchberg et W. O. Saxton, *A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures*, Optik, 35 (237) (1972).
- [60] C. Prada et M. Fink, *Eigenmodes of the time-reversal operator : A solution to selective focusing in multiple-target media*, Elsevier - Wave Motion, 20, pp. 151–163 (avril 1994).
- [61] A. Montmerle-Bonnefois, R. Biérent, M. Raybaut, A. Godard, S. Derelle, N. Védrenne, A. Durécu et M. Lefebvre, *SCALPEL : a long range free-space optical communication system with adaptive optics in the MIR bandwidth*, Dans *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems XIII*, sous la direction de K. Stein et J. D. Gonglewski, vol. 7828. SPIE (octobre 2010).

- [62] M. Raybaut, A. Godard, A. Bonnefois, M. Caes, S. Derelle, A. Durécu et N. Védrenne, *Rapport d'avancement technique de l'étude SCALPEL* (octobre 2010).
- [63] V. V. Voitsekhovich, V. G. Orlov et L. J. Sanchez, *Influence of scintillations on the performance of adaptive astronomical systems with Hartmann-like wavefront sensors*, *Astronomy and Astrophysics*, 368, pp. 1133–1136 (mars 2001).
- [64] M. C. Roggemann et A. C. Koivunen, *Branch-point reconstruction in laser beam projection through turbulence with finite-degree-of-freedom phase-only correction*, *Journal of the Optical Society of America A.*, 17 (1), pp. 53–62 (janvier 1990).
- [65] B. L. Ellerbroek, B. J. Thelen, D. J. Lee, D. A. Carrara et R. G. Paxman, *Comparison of Shack-Hartmann wavefront sensing and phase-diverse phase retrieval [3126-38]*, Dans *Proc. SPIE Vol. 3126, Adaptive Optics and Applications*, Robert K. Tyson and Robert Q. Fugate, Eds., p.307, pp. 307–+ (1997).
- [66] J. Fienup, B. Thelen, R. Paxman et D. Carrara, *Comparison of phase diversity and curvature wavefront sensing*, Dans *Adaptive Optical System Technologies*, sous la direction de D. Bonaccini et R. Tyson, vol. 3353, pp. 930–940, Bellingham, Washington, SPIE (1998).
- [67] A. Blanc, *Identification de réponse impulsionnelle et restauration d'images : apports de la diversité de phase*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (juillet 2002).
- [68] N. Védrenne et L. M. Mugnier, *Complex Amplitude MEasurement by a Likelihood Optimization Tool - Article en cours de préparation*, Rapport Technique Onera (2012).
- [69] J. D. Barchers, *Convergence rates for iterative vector space projection methods for control of two deformable mirrors for compensation of both amplitude and phase fluctuations*, *Applied Optics*, 41, pp. 1012–1021 (février 2002).

Résumé

Les télécommunications laser en espace libre sont limitées en portée par la turbulence atmosphérique. L'optique adaptative, par la correction de la phase turbulente à l'émission du faisceau, a permis d'étendre leur domaine d'exploitation. Toutefois, sur de longues distances de propagation, donc à fort régime de turbulence, cette correction n'est plus suffisante et il faut également précompenser l'amplitude du faisceau émis. De premières études numériques ont montré que le principe de retournement temporel, ou plus exactement de conjugaison de phase bidirectionnelle itérative, conduirait à des conditions satisfaisantes de focalisation du faisceau laser en fort régime de turbulence. Le projet SCALPEL, dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse, vise à mettre en application ce principe pour développer un système de télécommunications laser haut débit à 4 μm sur des distances de l'ordre de la vingtaine de kilomètres.

Le principe de conjugaison de phase n'ayant été étudié que théoriquement jusque-là, mon travail de thèse s'est attaché à mettre en œuvre un démonstrateur expérimental pour quantifier les performances de cette technique dans des conditions maîtrisées. J'ai ainsi réalisé un banc d'optique comportant un module de turbulence représentatif de conditions réelles et mis à échelle sur quelques mètres de propagation dans le visible. Différentes techniques de mesure du champ complexe et de mise en forme de faisceau, à la fois en phase et en amplitude, ont été étudiées numériquement. Les solutions retenues ont ensuite été montées et testées sur le banc. En particulier, une technique novatrice de mesure plan focal, estimant conjointement phase et amplitude, a été pour la première fois validée expérimentalement. L'ensemble du processus de conjugaison de phase itérative a ensuite été appliqué au banc. En parallèle, une simulation de bout en bout de l'expérience a permis d'évaluer l'influence d'erreurs d'étalonnage sur les performances finales de la correction et de valider les résultats expérimentaux obtenus. Les points durs de la mise en œuvre d'un tel système ont ainsi été identifiés. Une méthode systématique pour définir un budget d'erreur a été développée et servira de base pour la conception d'un système réel futur.

L'ensemble de ces travaux constitue la toute première démonstration expérimentale du principe de retournement temporel optique.

Ces travaux peuvent trouver d'autres domaines d'application comme les lasers de puissance ou la propagation à travers des milieux biologiques très diffusants, nécessitant également de corriger le faisceau à l'émission.

Mots-clés : Optique Adaptative, Télécommunications optiques, propagation optique, Mesure en fortes perturbations, Mise en forme de faisceau.

Abstract

Free Space Optical communications (FSO) are range limited due to atmospheric turbulence. Adaptive optics can mitigate turbulence effects by adding a phase modulation on the emitted laser beam. However, both phase and amplitude modulation are needed to perform long range FSO. Previous numerical studies have shown that iterative phase conjugation is an efficient modulation technique for lasercom systems.

This PhD thesis is dedicated to the development and the realization of the first experimental demonstration of the iterative phase conjugation principle in a controlled turbulence environment. An optical bench, representative of a long range propagation through strong turbulence, has been scaled down to few-meters propagation in visible. Several methods for complex field measurement and modulation are numerically studied. Selected methods are implemented and tested, such as a novel focal plane technique for complex field measurement. Finally, iterative phase conjugation is performed and results cross-correlated with an end-to-end model representative of the optical bench. A method to quickly define a real-world system budget error is then proposed.

This work is the first experimental demonstration of the optical phase conjugation principle. Applications can be found in other fields than lasercoms, such as high power lasers or propagation through highly diffusing biological tissues, both in need of laser emission modulation.

Keywords : Adaptive optics, Free Space optics, Lasercoms, strong turbulence regime wavefront sensing, Beam shaping.