



**HAL**  
open science

## Imagerie quantique dans les milieux diffusants

Gnatiessoro Soro

► **To cite this version:**

Gnatiessoro Soro. Imagerie quantique dans les milieux diffusants. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2021. Français. NNT : 2021UBFCD045 . tel-03559807

**HAL Id: tel-03559807**

**<https://theses.hal.science/tel-03559807v1>**

Submitted on 7 Feb 2022

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ**

**PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

École doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

**GNATIESSORO SORO**

**Imagerie quantique dans les milieux diffusants**

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 9 Décembre 2021 à 14h00

Composition du Jury :

FABRICE DEVAUX	Professeur à l'Université de Bourgogne Franche-Comté	Directeur
MIKHAIL KOLOBOV	Professeur à l'Université de Lille	Rapporteur
SYLVAIN GIGAN	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur
ERIC LANTZ	Professeur à l'Université de Bourgogne Franche-Comté	Directeur
MAXIME JACQUOT	Professeur à l'Université de Bourgogne Franche-Comté	Président
SÉBASTIEN POPOFF	Chercheur CNRS Institut Langevin, ESPCI Paris	Examineur



**Titre :** Imagerie quantique dans les milieux diffusants

**Mots-clés :** Imagerie quantique, Photons intriqués, Milieu diffusant, Fonction de corrélation quantique, Matrice de transmission

**Résumé :**

Depuis les années 2010, l'étude du phénomène d'interférence à deux photons en présence d'un milieu diffusant a connu un progrès significatif. Cette thèse s'inscrit dans cette dynamique à travers l'étude des corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués de haute dimensionnalité générées par l'émission paramétrique spontanée et détectées à l'aide de caméras EMCCD. Dans ce manuscrit, nous présentons le principe de la génération des paires de photons intriqués et la méthode de mesure expérimentale des corrélations quantiques spatiales entre ces photons. Ensuite, nous introduisons un modèle numérique de la fonction d'onde du biphoton permettant de simuler la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant mince et épais et nous présentons les résultats expérimentaux correspondant. Dans le cas d'un diffuseur mince, nous démontrons que la distribution de la fonction de corrélation quantique en champ lointain décrit un

speckle si le faisceau pompe est suffisamment large dans le plan du cristal, tandis qu'en champ proche, le contraste du speckle de corrélation est réduit. Dans le cas d'un diffuseur épais, nous démontrons que la fonction de corrélation décrit, dans les deux espaces, une structure granulaire avec un faible contraste. Enfin, en utilisant un SLM nous démontrons d'une part qu'à travers une méthode itérative, il est possible de focaliser un faisceau cohérent sur cible situé derrière un diffuseur avec les mêmes performances que la méthode basée sur la mesure de matrice de transmission du diffuseur. D'autre part, en absence de diffuseur, nous démontrons expérimentalement qu'il est possible de manipuler les corrélations quantiques spatiales entre les paires de photons intriqués. En présence d'un diffuseur nous démontrons numériquement qu'il est possible de focaliser les corrélations quantiques spatiales sur une cible située derrière le milieu diffusant.

**Title:** Imagerie quantique dans les milieux diffusants

**Keywords:** Quantum imaging, Entangled photons, Scattering medium, Quantum correlations function, Transmission matrix

**Abstract:**

Since 2010, the two-photon interference phenomenon in presence of scattering medium has been widely studied. In this thesis, we address the spatial aspects of the spatial quantum correlation function between two entangled photons of high dimensionality generated through the SPDC process and detected with two EMCCD cameras. We present the principle of the entangled photons pairs generation and how the spatial quantum correlation between the SPDC beams can be measured. Then, we introduce a numerical method based on the simulation of the biphoton wavefunction in order to calculate the quantum correlation function between the entangled photons transmitted through a thin or thick scattering medium and we present the experimental results. In the case of a thin scattering medium, we show that the far-field spatial quantum correlation function exhibits a speckle pattern inasmuch as the pump beam

is sufficiently large in the plane of the biphoton source. For the near-field quantum correlation measurement, we show that the contrast of the speckle pattern is reduced. For a thick scattering medium, we demonstrate that the spatial quantum correlation function in both spaces exhibits a structure with a very low contrast. Finally, using a SLM we demonstrate on the one hand that by using an iterative process it is possible to focus a coherent beam through a thin scatterer and to obtain a SNR with the same magnitude as that obtained using the transmission matrix method. On the other hand, without scattering medium we experimentally show that it is possible to manipulate the spatial correlations of the entangled photons pairs. In presence of the thin scatterer, we numerically show that it is possible to focus the spatial quantum correlations through the scatterer.





# REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse ont été réalisés au département d'Optique P.M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST, sous la tutelle de l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

Je remercie Madame Maria-Pilar Bernal et Monsieur Maxime Jacquot, qui se sont succédés en tant que directeurs du département d'Optique P.M. Duffieux au cours de mon doctorat, de m'avoir accueilli pour effectuer ce travail de thèse.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury qui ont accepté de lire et d'apprécier mes travaux : Fabrice Devaux, Professeur à l'Université de Bourgogne Franche-Comté. Sylvain Gigan, Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie. Mikhail Kolobov, Professeur à l'Université de Lille. Eric Lantz, Professeur à l'université de Bourgogne Franche-Comté. Maxime Jacquot, Professeur à l'université de Bourgogne Franche-Comté et Sébastien Popoff, Chercheur CNRS à l'Institut Langevin, ESPCI Paris.

J'exprime ma reconnaissance à Fabrice Devaux et Eric Lantz, mes directeurs de thèse, qui m'ont encadré, conseillé et soutenu au cours de ces années de thèse. Grâce à leurs approches méthodiques tant au plan expérimental que numérique, j'ai énormément appris à leur côté au cours de ces trois années de thèse.

Je remercie Alexis Mosset, qui m'a beaucoup aidé pour la mise place des montages expérimentaux et qui m'a donné beaucoup de conseils tout le long de ce travail de thèse.

Merci à Valérie Fauvez, Aline Chagrot et Sarah Djaouti pour leur disponibilité.

Je remercie également l'ensemble des membres de l'équipe d'Optique non linéaire, pour l'ambiance qu'ils ont su créer au sein de l'équipe. Je remercie Kien Phan Huy, Thibault Sylvestre, Jean Charles Beugnot, Mathieu Chauvet, Jérôme Salvi, Hervé Maillotte, Alexis mosset ainsi que les post-doctorants Andrien Godet et Alexandre Matic pour leur disponibilité.

Merci particulièrement à Jean Charles Beugnot qui de "faufilait" souvent dans le bureau des doctorants pour nous distribuer gratuitement des disques durs externes, des croissants, etc.

Je n'oublie pas mes collègues doctorants Vincent Pêcheur, Yosri Haddad et ancien collègue Moïse Deroh qui a déjà soutenu sa thèse et qui est actuellement en post-doc à l'université Paris 13 Nord.



# SOMMAIRE

<b>Liste des symboles et acronymes</b>	<b>1</b>
<b>Liste des symboles et acronymes</b>	<b>3</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>2 Photons intriqués et imagerie quantique</b>	<b>9</b>
2.1 Principe de la Génération de photons intriqués . . . . .	9
2.1.1 Fluorescence paramétrique et types d'accords de phase . . . . .	11
2.1.2 Fluorescence paramétrique comme source idéale de photons intriqués . . . . .	15
2.2 Détection de corrélations quantiques et imagerie quantique . . . . .	17
2.2.1 Détection de corrélations quantiques . . . . .	17
2.2.1.1 Caméras EMCCD . . . . .	20
2.2.1.2 Montage expérimental . . . . .	25
2.2.1.3 Acquisition des images des photons intriqués . . . . .	26
2.2.1.4 Calcul de corrélations quantiques spatiales entre des paires d'images . . . . .	27
2.2.2 Imagerie quantique . . . . .	30
2.3 Conclusion . . . . .	33
<b>3 Imagerie quantique à travers un milieu diffusant mince</b>	<b>35</b>
3.1 Propagation des photons intriqués à travers un diffuseur mince . . . . .	35
3.1.1 Speckle à deux photons : calcul de la fonction de corrélation . . . . .	35
3.1.2 Calcul de la fonction de corrélation à partir des fonctions de Green . . . . .	42
3.1.2.1 Cas où le milieu diffusant est au plan image de la source de photons et la détection se fait en champ lointain . . . . .	44
3.1.2.2 Simulation numérique de la fonction d'onde du biphoton . . . . .	46
3.1.2.3 Cas où le milieu diffusant est en champ lointain de la source de photons et la détection se fait en champ proche . . . . .	55
3.2 Mesure de la fonction de corrélation en champ lointain. . . . .	59
3.2.1 Montage expérimental . . . . .	60

3.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	62
3.3	Mesure de la fonction de corrélation en champ proche . . . . .	64
3.3.1	Montage expérimental . . . . .	64
3.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	66
3.4	Conclusion . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Imagerie quantique à travers un milieu diffusant épais</b>	<b>71</b>
4.1	Calcul de la fonction de corrélation quantique . . . . .	71
4.1.1	Fonction de corrélation quantique en champ proche . . . . .	73
4.1.2	Fonction de corrélation quantique en champ lointain . . . . .	75
4.2	Mesure de la fonction de corrélation en champ proche . . . . .	76
4.2.1	Montage expérimental . . . . .	77
4.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	78
4.2.3	simulations de la fonction de corrélation en champ proche . . . . .	80
4.3	Mesure de la fonction de corrélation en champ lointain . . . . .	81
4.3.1	Montage expérimental . . . . .	81
4.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	82
4.3.3	Simulation de la fonction de corrélation en champ lointain . . . . .	84
4.4	Conclusion . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Contrôle spatial de la lumière dans les milieux diffusants</b>	<b>87</b>
5.1	Modulateurs spatiaux de lumière . . . . .	87
5.1.1	Modulateurs spatiaux à actions mécanique : la technologie MEMS . . . . .	88
5.1.1.1	SLM à miroir déformable . . . . .	88
5.1.1.2	Matrice de micro-miroirs . . . . .	88
5.1.2	Modulateurs spatiaux à cristaux liquides . . . . .	89
5.1.2.1	Modulateurs LCOS-SLM . . . . .	90
5.1.2.2	Modulateur de lumière utilisé pour cette étude . . . . .	91
5.2	Contrôle cohérent de la lumière . . . . .	93
5.2.1	Matrice de transmission . . . . .	94
5.2.1.1	Montage expérimental pour la caractérisation du SLM . . . . .	96
5.2.1.2	Méthode de Mesure de la matrice de transmission . . . . .	97
5.2.1.3	Mesure expérimentale de la matrice de transmission . . . . .	100
5.2.2	Contrôle de la lumière par conjugaison de phase . . . . .	103
5.2.3	Méthode d'optimisation . . . . .	106
5.2.3.1	Algorithme d'optimisation . . . . .	107

5.3	Contrôle incohérent de la lumière . . . . .	111
5.3.1	Simulations numériques . . . . .	113
5.3.1.1	Principe d'optimisation . . . . .	114
5.3.1.2	Résultats . . . . .	115
5.3.2	Mesure expérimentale . . . . .	117
5.3.2.1	Montage expérimental . . . . .	118
5.3.2.2	Caractérisation du SLM . . . . .	119
5.3.2.3	Manipulation des corrélations par application d'un plan de phase au SLM . . . . .	120
5.3.2.4	essai infructueux du contrôle expérimental de la propagation des photons intriqués à travers le milieu diffusant . . .	121
5.3.3	Conclusion . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>125</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>129</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>148</b>



# LISTE DES SYMBOLES

	Signification en anglais	Signification en français
$\lambda_{p,s,i}$	pump, signal, idler wavelength	Longueur d'onde pompe, signal, idler
$\chi^{(2)}$	Second order susceptibility tensor	Tenseur de susceptibilité d'ordre 2
$\chi^{(3)}$	Third order susceptibility tensor	Tenseur de susceptibilité d'ordre 3
$\omega_{p,s,i}$	Pump,signal,idler angular frequency	Fréquence angulaire pompe, signal, idler
$\hbar$	Reduced Planck constant	Constante de Planck réduite
$\vec{k}$	Wave vector	Vecteur d'onde
$\Delta\vec{k}$	Phase mismatch	Désaccord de phase
$H^{SPDC}$	Hamiltonian	Hamiltonien
$S$	Pump beam area	Surface du faisceau pompe
$\epsilon_0$	Vacuum permittivity	Permittivité du vide
$c$	Light speed in vacuum	Célérité de la lumière dans le vide
$L$	Length of the nonlinear crystal	Longueur du cristal non linéaire
$\Phi_L$	Phase matching function	Fonction d'accord de phase
$\alpha$	Energy function	Fonction d'énergie
$E_p$	Pump pulse amplitude	Amplitude d'une impulsion pompe
$\hat{a}^+$	Creation operator of the photon	Opérateur création de photon
$\hat{a}$	Annihilation operator of the photon	Opérateur annihilation de photon
$\hat{\rho}$	Biphoton density operator	Opérateur densité du biphoton
$n_{p,s,i}$	Pump, signal, idler refraction index	Indice de réfraction pompe, signal, idler
$\tau_{SPDC}$	SPDC process duration	Durée du processus de la SPDC
$\theta_p$	Incidence angle of the pump beam	Angle d'incidence du faisceau pompe
$\phi$	Walk-off	Angle de double réfraction
$\vec{p}_{s,i}$	Signal, idler transverse momentum	Impulsion transverse signal, idler
$\vec{r}_{s,i}$	Signal, idler transverse position	Position transverse signal, idler
$\sigma_P$	Pump beam standard deviation	Écart-type du faisceau pompe
$\sigma_\phi$	Standard deviation of $\Phi_L$	Écart-type de la fonction $\Phi_L$
$G^{(2)}$	Quantum correlation function	Fonction de corrélation quantique
$S_{pix}$	Camera pixel area	Surface d'un pixel de la caméra
$\eta$	Global quantum efficiency	Rendement quantique global
$G$	Amplification mean gain	Gain moyen d'amplification
$\sigma_{read}$	Standard deviation of the readout noise	Écart-type de bruit de lecture
$N_{seuil}$	Electronic threshold level	Niveau de seuil électronique
$\langle N \rangle$	Mean photon number per pixel	Nombre de photon moyen par pixel
$\tau$	Pump pulse duration	Durée d'une impulsion pompe
$\Delta\lambda$	Interference filters bandwidth	Largeur des filtres interférentiels
$f$	Focal length	Distance focale
$t_{court}$	Cameras exposure time	Temps d'exposition des caméras
$t_{long}$	Camera "maître" acquisition time	Temps d'acquisition de la caméra "maître"
$\Delta\vec{r}$	Transverse position uncertainty	Incertitude sur la position transverse



	Signification en anglais	Signification en français
$\Delta\vec{p}$	Transverse momentum uncertainty	Incertitude sur l'impulsion transverse
$A_{pic}$	Amplitude of the correlation peak	Amplitude du pic de corrélation
$h_{s,i}$	Signal, idler impulse response function	Réponse impulsionnelle signa, idler
$g_{s,i}$	Signal, idler photon Green function	Fonction de Green du photon signal, idler
$t$	Transmission of the scattering medium	Transmission du milieu diffusant
$\sigma_x^2$	Conditional variance in the near-field	Variance conditionnelle en champ proche
$\sigma_{y,x}^2$	Conditional variance in the far-field	Variance conditionnelle en champ lointain
$D$	Scattering medium	Milieu diffusant
$\nu$	Spatial Frequency	Fréquence spatiale
$ V\rangle$	Vertical polarization	Polarisation verticale
$ H\rangle$	Horizontal polarization	Polarisation Horizontale
$M_t$	Number of temporal modes	Nombre de modes temporels
$V$	Measured Schmidt number	Nombre de Schmidt mesuré
$\sigma^{SPDC}$	Signal/idler beam standard deviation	Écart-type du faisceau signal/idler
$K$	Theoretical Schmidt number	Nombre de Schmidt théorique
$H_{obs}$	Observed transmission matrix	Matrice de transmission observée
$H$	Transmission matrix	Matrice de transmission
$levmax$	Maximum of gray levels	Niveau de gris maximal
$\mathcal{H}$	Hadamard matrix	Matrice de Hadamard
$N_{rea}$	Number of iterations	Nombre d'itérations
$\Phi_{SLM}$	SLM phase mask	Masque de phase affiché sur le SLM

# LISTE DES ACRONYMES

	Signification en anglais	Signification en français
EPR	Einstein-Podolsky-Rosen	Einstein-Podolsky-Rosen
SPDC	Spontaneous parametric down conversion	Émission paramétrique spontanée
BBO	Beta barium borate	Béta borate de baryum
BS	Beam splitter	Séparateur de faisceau
PMT	Photomultiplier tube	Tube photomultiplicateur
SPAD	Single-photon avalanche diode	Photodiode à avalanche
CCD	Charge-Coupled Device	Dispositif à transfert de charges
ICCD	Intensified CCD	CCD à intensification de charges
EMCCD	Electron Multiplying CCD	CCD à multiplication de charges
SNSP	Superconducting nanowire single-photon detector	Détecteur de photons uniques à nanofils supraconducteur
CIC	Clock Induced Charge noise	Bruit de charge induite par l'horloge
FWHM	Full-width at half maximum	Largeur à mi-hauteur
SNR	Signal-to-noise ratio	Rapport signal à bruit
UV	Ultraviolet	Ultraviolet
DM	Deformable mirror	Miroir déformable
DMD	Digital micromirror device	Matrice de micro-miroirs
LCD	Liquid-crystal display	Écran à cristaux liquides
SLM	Spatial light modulator	Modulateur spatial de lumière
MEMS	Microelectromechanical system	microsystème et électromécanique
TN-LC	Twisted nematic liquid crystal	Cristaux liquides nématiques torsadés
LCOS	Liquid crystal on silicon	Cristaux liquides sur silicium
ITO	Indium tin oxide	Oxyde d'indium dopé à l'étain
MT	Transmission matrix	Matrice de transmission
SSA	Stepwise sequential algorithm	Algorithme séquentiel par étape
CSA	Continuous sequential algorithm	Algorithme séquentiel continu
PA	Partitioning algorithm	Algorithme de partitionnement



# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Après la *première révolution quantique* en 1927 qui stipule que la lumière se propage par paquets d'énergie appelé "quanta d'énergie", le domaine de la physique quantique a connu un progrès significatif depuis les années 1980. Parmi les travaux pionniers qui ont stimulé ce progrès, se trouvent les travaux réalisés en 1935 par Albert Einstein, Boris Podolsky et Nathan Rosen, qui découvrent un comportement étrange de deux particules séparées défiant les lois de la physique quantique établies précédemment. Ce comportement étrange se manifeste par l'existence de corrélations non locales en position et en impulsion entre deux particules séparées dans l'espace [1], ainsi naît le concept "d'intrication quantique" qui décrit un état dans lequel deux ou plusieurs particules sont profondément liées, même à grande distance de sorte que si une mesure est faite sur l'état de l'une des particules, l'état de l'autre est immédiatement connu. Cette nouvelle découverte a été mise à profit dans plusieurs expériences en physique parmi lesquelles nous avons les interférences à deux photons ou interférences de Hong-Ou-Mandel [2], le calcul quantique [3], la cryptographie quantique [4, 5], la téléportation quantique [6] et l'holographie quantique [7].

L'imagerie quantique [8, 9] s'inscrit parmi toutes ces expériences basées sur la notion d'intrication. Cette nouvelle forme d'imagerie permet de contourner les limites imposées par l'imagerie classique en utilisant les propriétés quantiques des photons intriqués<sup>1</sup>. Par exemple, il a été prouvé qu'un dispositif d'imagerie utilisant des paires de photons intriqués permet d'atteindre une résolution au-delà de la limite de diffraction Rayleigh [10, 11, 12, 13]. C'est dans ce cadre général d'imagerie quantique que s'inscrivent les travaux que je présente dans ce manuscrit de thèse.

L'une des technologies quantiques dans laquelle sont utilisées des paires de photons intriqués est la communication quantique [14, 15]. L'un des défis majeurs pour la mise en œuvre d'un protocole de communication quantique dans l'espace libre est lié au phénomène de diffusion dû à la présence des turbulences atmosphériques. Ce phénomène peut engendrer la perte d'une partie de l'information portée par ces photons intriqués. Pour relever ce défi, on doit d'une part mieux comprendre les effets du phénomène de diffusion sur les corrélations entre les photons intriqués et d'autre part trouver des méthodes pour compenser ces effets. Dès lors, le choix d'étudier spatialement la propagation de paires de photons intriqués à travers les milieux diffusants dans cette thèse se trouve parfaitement justifiée dans la mesure où notre étude trouve ses applications dans le domaine de la communication quantique et bien d'autres domaines. Depuis 2009, imager des paires de photons intriqués après leur passage à travers un milieu diffusant a fait l'objet de plusieurs études. Ce phénomène a été étudié théoriquement

---

1. Nous reviendrons sur la notion de photons intriqués dans le chapitre 2

[16, 17, 18, 19] et expérimentalement [20]. En 2009, les travaux réalisés par Beenakker *et al.*, [16] ont permis d'établir une description de la statistique de distribution du taux de coïncidence (appelé speckle à deux photons) entre des paires de photons intriqués transmises par un milieu diffusant. En 2009, Smolka *et al.* [20] mettent en évidence les corrélations quantiques spatiales entre les modes diffusés par un milieu complexe dans un régime de diffusion multiple. Cette étude a permis de mettre en évidence l'observation de corrélations positives et négatives en faisant varier l'état quantique de la lumière incidente.

C'est ainsi qu'en se basant sur les travaux théoriques réalisés dans [16], Peeters *et al.* [21] ont montré expérimentalement qu'après propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant, le taux de coïncidence de ces deux photons qui n'est autre que leur fonction de corrélation, reproduit un speckle, de ce fait nommé speckle à deux photons. Dans leur expérience, les auteurs ont utilisé deux détecteurs ponctuels pour balayer les plans de détection des deux photons suivant un des axes transverses  $x$  ou  $y$ , soit en déplaçant un des détecteurs et l'autre est maintenu fixe, soit en déplaçant les deux détecteurs. Toutefois, scanner les plans de détection pixel par pixel suivant un seul axe transverse permet d'avoir accès à un speckle unidimensionnel, nous privant ainsi de toutes informations concernant la seconde dimension spatiale. Pour obtenir un speckle bidimensionnel, il faut scanner les plans de détection pixel par pixel suivant les deux axes transverses  $x$  et  $y$ , opération qui nécessite énormément de temps pour obtenir une image 2D avec une très bonne résolution spatiale. De plus, une telle approche ne tient compte que des photons en coïncidence temporelle, ignorant ainsi l'apport réel des autres photons dans la formation du speckle, qui ont pourtant une influence sur la qualité de l'image.

Dans les travaux de cette thèse, nous proposons un moyen rapide pour obtenir un speckle bidimensionnel à deux photons sans avoir à balayer pixel par pixel les champs de détection des photons intriqués. Nous allons imager directement les plans de détection<sup>2</sup> des deux photons intriqués en utilisant deux caméras EMCCD (*Electron Multiplying Charge-Coupled Devices*) capables de détecter des photons uniques [7]. Une telle approche nous permettra de retrouver des speckles bidimensionnels par une simple corrélation des images acquises, tout en tenant compte de l'ensemble des photons et non seulement ceux qui sont en coïncidence temporelle.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons d'abord les principes théoriques qui régissent la génération de paires de photons intriqués. Ensuite, nous présentons les différents détecteurs qui sont utilisés pour mesurer les corrélations quantiques entre les paires de photons intriqués, tout en mettant un accent particulier sur le type de détecteur que nous avons utilisé au cours des travaux de cette thèse, à savoir les caméras EMCCD. Nous présentons également dans ce chapitre la méthode de mesure des corrélations quantiques spatiales entre les paires de photons.

Le troisième chapitre s'intéresse à l'étude de la propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant mince. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord une description théorique de la fonction de corrélation quantique entre des paires de photons intriqués transmises par un diffuseur mince. Nous présentons d'une part quelques approches théoriques déjà présentes dans la littérature et d'autre part nous proposons un modèle théorique de calcul de la fonction de corrélation en utilisant les

---

2. Les plans de détection sont soit les plans images où les plans de Fourier des photons intriqués.

fonctions de Green [22]. Ensuite, nous présentons un modèle numérique basé sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton<sup>3</sup> pour modéliser la propagation des paires de photons intriqués à travers le milieu diffusant mince. Enfin, en utilisant deux caméras EMCCD, nous procédons à la mesure expérimentale de la fonction de corrélation entre des paires de photons intriqués transmises par un diffuseur mince et imagées en champ proche ou en champ lointain de la source de biphoton. Pour une détection en champ proche, le milieu diffusant est inséré dans le plan de Fourier de la source du biphoton tandis que pour une détection en champ lointain, le diffuseur est placé dans le plan image de la source.

Le quatrième chapitre reprend les mêmes travaux (théorie, simulations et expériences) réalisées dans le troisième chapitre, cette fois-ci avec un milieu diffusant épais constitué de deux milieux diffusants minces présentant les mêmes propriétés de diffusion, dont l'un est placé dans le plan de Fourier de l'autre.

Le cinquième chapitre est consacré au contrôle de la propagation de la lumière cohérente et des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant en utilisant un modulateur spatial de lumière. Pour cela, nous présentons d'abord les différents modulateurs spatiaux de lumière couramment utilisés pour contrôler la propagation de la lumière à travers les milieux diffusants. Ensuite, nous procédons expérimentalement au contrôle de la propagation d'un faisceau cohérent à travers un milieu diffusant en utilisant d'une part la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission du milieu diffusant et d'autre part une méthode itérative. Le but de cette étape de contrôle du faisceau cohérent est d'être capable de mettre expérimentalement en œuvre ces deux méthodes de contrôle de la lumière et de comparer leurs performances, pour ensuite choisir laquelle de ces méthodes sera implémentée lors du processus de contrôle de la propagation des photons intriqués à travers le milieu diffusant. Enfin, nous nous intéressons au contrôle de la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant. Alors que dans les réfs. [23, 24] Defienne *et al.*, ont utilisé la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission pour contrôler la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant, la méthode itérative a été utilisée dans la réf. [25]. Nous proposons dans cette thèse d'agir individuellement sur chacun des photons intriqués en insérant (en champ proche) un milieu diffusant sur le trajet de l'un des photon (photon idler par exemple) et un SLM sur le trajet de l'autre photon (photon signal) pour moduler spatialement sa phase. L'objectif est d'arriver à compenser les effets du diffuseur placé sur le trajet du photon idler. Dans un premier temps, à travers des simulations numériques, nous modélisons le contrôle de la propagation des photons intriqués à travers un milieu diffusant, puis dans un second temps nous tenterons expérimentalement de contrôler de la propagations de ces photons intriqués à travers le milieu diffusant.

Le sixième et dernier chapitre de ce manuscrit est dédié à la conclusion générale et aux perspectives.

---

3. Le terme "biphoton" renvoie à une paire de photons intriqués.



# PHOTONS INTRIQUÉS ET IMAGERIE QUANTIQUE

Dans le contexte de cette thèse, le terme *imagerie quantique* se réfère à un protocole d'imagerie, impliquant des paires de photons intriqués. Je vais d'abord rappeler les processus qui nous permettent de générer des paires de photons intriqués. Ensuite, je vais aborder la notion d'imagerie quantique à travers deux différentes configurations après avoir présenté les différents types de détecteurs utilisés pour faire de l'imagerie quantique. Le but de cette partie est d'introduire les outils nécessaires à la réalisation des travaux que je présente dans les prochains chapitres.

## 2.1/ PRINCIPE DE LA GÉNÉRATION DE PHOTONS INTRIQUÉS

Les particules intriqués sont des particules qui ont des propriétés liées [1]. Parmi ces particules intriqués, on peut considérer les atomes ou les photons. Pour ces derniers, il existe plusieurs processus qui conduisent à la génération de paires de photons intriqués. Initialement générés par le processus d'annihilation électron-positron [26] et plus tard par un processus de désintégration atomique en cascade [27, 28], la fluorescence paramétrique (figure 2.1(b)) dans des cristaux non linéaires est également utilisée pour la génération de paires de photons intriqués [29]. C'est un phénomène non linéaire quadratique qui consiste en l'émission d'une fluorescence par un cristal soumis à un champ électromagnétique optique intense appelé "pompe". Dans le cas où un signal optique autre que l'onde pompe et de plus grande longueur d'onde est injecté à l'entrée du cristal, ce signal stimule la génération de paires de photons localement à l'intérieur du cristal et est amplifié. On parle d'amplification paramétrique optique (figure 2.1(a)), processus au cours duquel l'énergie de l'onde pompe est transférée à l'onde signal et à une onde complémentaire, appelée onde idler, générée par différence de fréquence. En l'absence d'onde signal à l'entrée du cristal, la génération des paires de photons est initiée par le bruit quantique ou fluctuation du vide. Les autres terminologies employées pour décrire ce phénomène sont l'émission paramétrique spontanée (SPDC : Spontaneous Parametric Down-Conversion en anglais) ou la fluorescence paramétrique.

La SPDC est généralement produite par un processus de mélange à trois ondes dans les cristaux biréfringents présentant une forte non linéarité quadratique ( $\chi^{(2)}$ ) soit sous une forme massive [29] ou sous la forme de cristaux périodiquement inversés tels que le niobate de lithium (PPLN) [30] ou le titanyl phosphate de potassium (PPKTP) [31]. Il est également possible de générer la SPDC à partir d'un mélange à quatre ondes dans



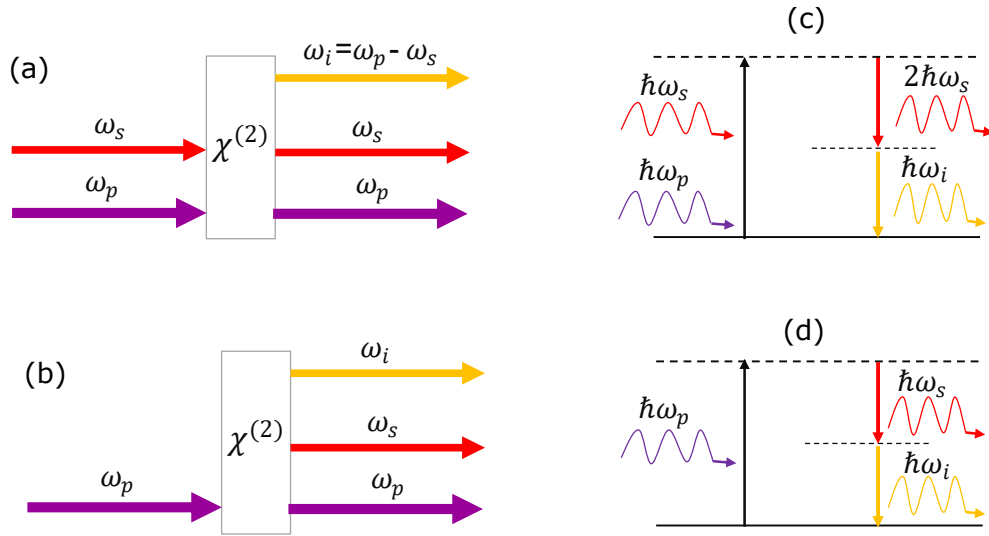


FIGURE 2.1 – (a) Amplification paramétrique par différence de fréquence et (b) amplification paramétrique du bruit quantique ou fluorescence paramétrique générées dans un milieu présentant une non linéarité quadratique  $\chi^{(2)}$ . (c) et (d) correspondent respectivement aux diagrammes énergétiques équivalent de l'amplification paramétrique par différence de fréquence et de la fluorescence

les fibres optiques [32, 33] suivant une non linéarité  $\chi^{(3)}$ . Des triplets de photons intriqués peuvent aussi être générés suivant un processus non linéaire  $\chi^{(3)}$  [34].

Au cours des travaux de cette thèse, nous avons utilisé le processus de la SPDC pour la génération des paires de photons intriqués dans un matériau doté d'une non linéarité  $\chi^{(2)}$ . C'est pourquoi, je m'intéresserai uniquement à la SPDC dans la suite à chaque fois que je parlerai de la génération de paires de photons intriqués.

Le processus de la SPDC dans les matériaux quadratiques est un processus au cours duquel un photon pompe s'annihile et une paire de photons signal-idler est créée en respectant les conditions qui traduisent la conservation de l'énergie [eq. 2.1] et de la condition d'accord de phase [eq. 2.2] :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.1)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (2.2)$$

Les termes  $\omega_{p,s,i}$  et  $\mathbf{k}_{p,s,i}$  correspondent respectivement aux pulsations et aux vecteurs d'ondes pompe, signal, et idler. De façon générale, l'efficacité du processus non linéaire dépend entre autre du désaccord de phase  $\Delta\mathbf{k}$  entre les trois ondes en interaction :

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i \quad (2.3)$$

Le processus de la SPDC est d'autant plus efficace que le désaccord de phase  $\Delta\mathbf{k}$  est faible. Le maximum de photons intriqués générés dans un tel processus est obtenu pour un accord de phase parfait ( $\Delta\mathbf{k} = \vec{0}$ ) tel que :

$$\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i = \vec{0} \quad (2.4)$$

La figure 2.2 résume les différentes configurations d'accord de phase.

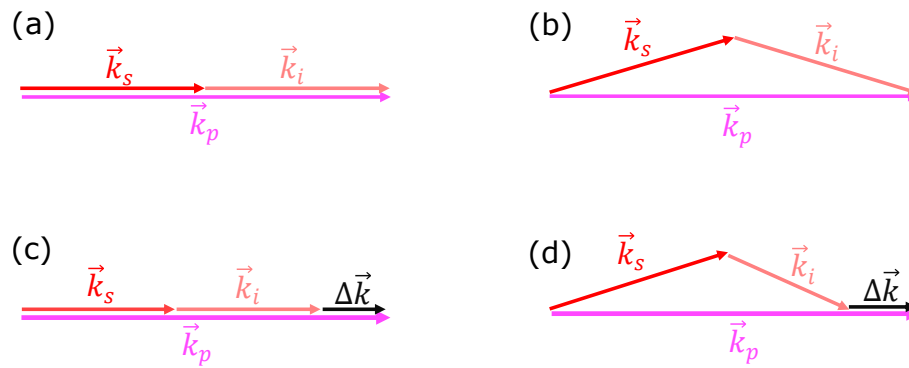


FIGURE 2.2 – Configurations d'accord de phase : accord de phase parfait colinéaire (a) et non colinéaire (b). Désaccord de phase colinéaire (c) et non colinéaire (d)

### 2.1.1/ FLUORESCENCE PARAMÉTRIQUE ET TYPES D'ACCORDS DE PHASE

La SPDC a été théoriquement prédite en 1961 par Louisell *et al.*, [35] et a été démontrée théoriquement en 1968 par Kleinman *et al.*, [36], puis quelques années plus tard, la SPDC a été observée expérimentalement [37].

Le processus de la SPDC peut être décrit suivant deux approches différentes. La première approche qui est basée sur le principe d'un amplificateur optique [38] considère la lumière dans le port d'entrée comme un bruit quantique Gaussien [39]. Ce modèle s'applique pour un régime de génération de la SPDC dans lequel il y a pas de ré-amplification (faible gain) dans le cristal et s'applique également aux cas où il y a ré-amplification (fort gain).

La seconde approche qui est basée sur la théorie de perturbation du premier ordre [40] est valable uniquement dans le cas d'un régime où le processus de génération de la SPDC se fait sans ré-amplification dans le cristal. Cela se justifie par le fait que l'analyse de la théorie de perturbation du premier ordre conduit à la production d'une seule paire de photon. Dans le cadre des travaux de cette thèse, la description de la SPDC la plus adaptée est celle basée sur la théorie de perturbation du premier ordre car nous opérons dans un régime de très faible gain pour la génération de paires de photons.

Nous allons maintenant décrire ce processus en tenant compte de l'approche basée sur la théorie de perturbation du premier ordre. Considérons un cristal non linéaire doté d'une non linéarité  $\chi^{(2)}$ , siège d'un mélange à trois ondes conduisant à la génération de paires de photons intriqués. L'Hamiltonien de cette interaction non linéaire se met sous la forme [41] :

$$H^{SPDC} = S \int_V d\mathbf{r} \chi^{(2)} E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) E_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) + h.c., \quad (2.5)$$

avec  $\mathbf{r}$  le vecteur position dans le volume du cristal,  $\chi^{(2)}$  le coefficient de non linéarité,  $S$  la surface transverse du faisceau pompe,  $E^{(+)}$  et  $E^{(-)} \equiv (E^{(+)})^\dagger$  sont les champs électriques de fréquence positive et de fréquence négative respectivement. Les indices  $\{p, s, i\}$  sont relatifs respectivement au faisceau pompe, à l'onde signal et l'onde idler dont les champs électriques se mettent sous la forme [41] :

$$E_j^{(+)}(r, t) = i \int \frac{d\omega}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi\hbar\omega}{c\epsilon_0 n_j^2(\omega) S}} a_j(\omega) e^{i[\mathbf{k}_j(\omega)\mathbf{r} - \omega t]}, \quad (2.6)$$

où  $j = p, s, i$ , et  $a_j(\omega)$  l'opérateur annihilation de photon à la fréquence  $\omega$ ,  $n_j(\omega)$  l'indice de réfraction pour le faisceau  $j$  associé au vecteur d'onde  $\mathbf{k}_j(\omega)$ . Dans la théorie de perturbation du premier ordre, l'Hamiltonien résultant de la génération de la SPDC dans l'équation 2.5 permet d'exprimer l'état quantique de la SPDC par la relation [42] :

$$|\Psi(t)\rangle \simeq |0\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H^{SPDC}(t') |0\rangle, \quad (2.7)$$

avec  $|0\rangle$  l'état quantique du vide et  $\tau_{SPDC} = t - t_0$  la durée de l'interaction non linéaire conduisant à la génération de la SPDC. Si on considère que la non linéarité  $\chi^{(2)}$  est indépendante de la fréquence sur la largeur spectrale du faisceau pompe [43], Giovanetti *et al.* [41] ont montré que pour un faisceau pompe monochromatique se propageant suivant l'axe  $z$  et en absence de déplétion du faisceau pompe, l'opérateur du champ électrique relié au faisceau pompe se met sous la forme :

$$E_p^{(+)}(z, t) \simeq \int \frac{d\omega}{2\pi} E_p(\omega) e^{i[k_p(\omega)z - \omega t]}, \quad (2.8)$$

où  $E_p(\omega)$  représente l'amplitude complexe classique du champ pompe.

En se basant sur les considérations précédentes, la fonction d'onde du biphoton prend la forme [43] :

$$|\Psi\rangle = i \frac{\pi\chi^{(2)}L}{c\epsilon_0} \int \frac{d\omega_s}{2\pi} \int \frac{d\omega_i}{2\pi} \alpha(\omega_s, \omega_i) \Phi_L(\omega_s, \omega_i) \hat{a}_s^\dagger(\omega_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle \quad (2.9)$$

Dans l'équation 2.9,  $L$  est la longueur du cristal et le terme  $\alpha(\omega_s, \omega_i)$  est appelé "fonction d'énergie" qui est déterminée par l'amplitude complexe du champ pompe et le terme  $\Phi_L(\omega_s, \omega_i)$  est la fonction de d'accord de phase. Le terme  $\hat{a}^\dagger(\omega)$  représente l'opérateur création de photon à la fréquence  $\omega$ . La fonction d'accord de phase pour un faible gain s'exprime par la relation [41] :

$$\Phi_L(\omega_s, \omega_i) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta\mathbf{k}(\omega_s, \omega_i)L}{2}\right), \quad (2.10)$$

où  $\Delta\mathbf{k}(\omega_s, \omega_i) \equiv \mathbf{k}_p(\omega_s + \omega_i) - \mathbf{k}_s(\omega_s) - \mathbf{k}_i(\omega_i)$  est le désaccord de phase. Pour une onde pompe continue et monochromatique la fonction d'énergie est de la forme :

$$\alpha(\omega_s + \omega_i) \equiv \frac{\sqrt{\omega_s \omega_i}}{n_s(\omega_s) n_i(\omega_i)} E_p(\omega_s + \omega_i), \quad (2.11)$$

où  $n_s$  et  $n_i$  sont les indices de réfractifs "vus" par les photons signal et idler respectivement.

Je vais maintenant décrire les différents types d'accord de phase utilisés pour générer la SPDC. Ces types d'accord de phase sont : l'accord de phase de type 1 et l'accord de phase de type 2. La figure 2.3 montre la direction de polarisation des champs électriques des ondes pompe, signal et idler pour ces deux types d'accord de phase. Pour nombre

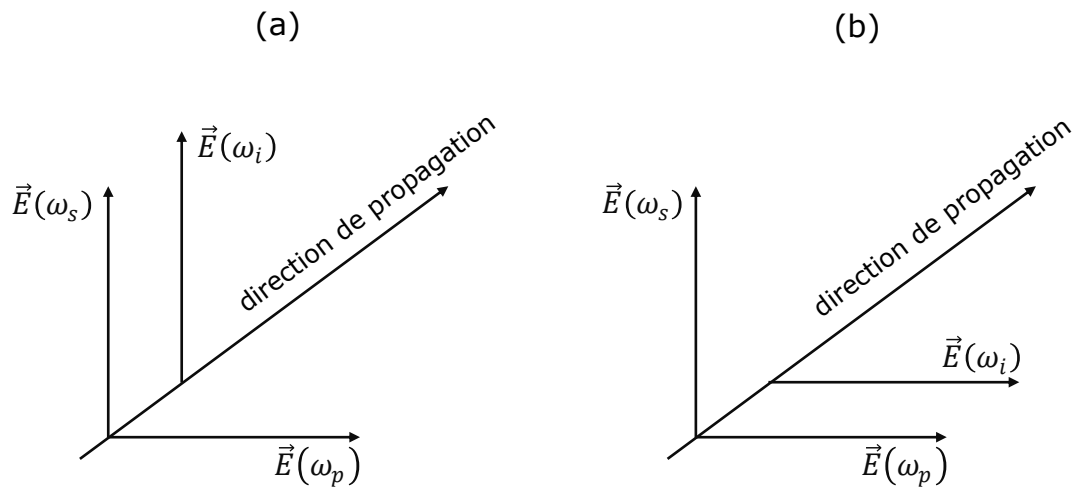


FIGURE 2.3 – Polarisation des champs électriques pour un accord de phase de type 1 (a) et de type 2 (b).

de cristaux non linéaires, le passage d'un accord de type 1 à un accord de phase de type 2 se fait en modifiant l'angle  $\theta_p$  que fait la direction de propagation de la pompe avec l'axe optique du cristal. Je vais maintenant préciser la particularité de ces deux types d'accord de phase qui sont utilisés pour la génération de paires de photons intriqués. Pour cela, je me baserai d'une part sur la figure 2.3 pour les décrire et d'autre part je me servirai de l'équation 2.10 pour les représenter.

La figure 2.4 montre les plages d'accord de phase simulées pour quatre valeurs de l'angle  $\theta_p$  dans le cas d'un cristal non linéaire de bêta-borate de baryum ( $\beta$ -BBO) d'épaisseur  $800\ \mu\text{m}$ . La SPDC générée suivant un accord de phase de type 1 est une configuration dans laquelle les champs électriques des photons signal et idler ont la même polarisation et sont polarisés orthogonalement par rapport au champ électrique du photon pompe comme illustré sur la figure 2.3(a). Lorsqu'on considère que la SPDC est émise autour de la dégénérescence ( $\omega_s = \frac{\omega_p}{2} + \Delta\omega$ ;  $\omega_i = \frac{\omega_p}{2} - \Delta\omega$ ), les photons signal et idler ont approximativement la même longueur d'onde qui est égale au double de la longueur d'onde du photon pompe ( $\lambda_s \approx \lambda_i \approx 2\lambda_p$ ). Dans ce cas de figure, les photons signal et idler "voient" le même indice de réfraction et par conséquent seront émis dans des directions pour lesquelles l'accord de phase est réalisé. Selon l'angle  $\theta_p$ , ces photons seront émis dans un ensemble de directions formant soit un cône ou un anneau centrés sur la direction de propagation de la pompe. Ces figures représentées sur la figure 2.4 correspondent respectivement à des configurations de la condition d'accord de phase colinéaire et non colinéaire. Les figures 2.4(a) et 2.4(b) représentent le module carré de la fonction  $\Phi_L$  et illustrent ces configurations d'émission de la SPDC de type 1 en fonction des écarts angulaires ( $\Delta\theta, \Delta\Phi$ ) à la direction de propagation de la pompe.

Dans le cas de la SPDC générée suivant un accord de phase de type 2, les champs électriques des photons signal et idler ont des polarisations orthogonales, avec l'un des photons (signal ou idler) ayant la même polarisation que le photon pompe (figure 2.3(b)). Dans ce cas de figure, les photons signal et idler ne "voient" pas les mêmes indices de réfraction. Par conséquent, en raison du walk-off, la fonction d'accord de phase décrit deux anneaux (figure 2.4(c)) ou deux cônes (figure 2.4(d)). Les centres de ces anneaux ou cônes sont décalés de part et d'autre de la direction de propagation de l'onde pompe d'un angle  $\delta\theta$  comme illustré sur les figures 2.4(c) et 2.4(d). Il se trouve que cet angle est

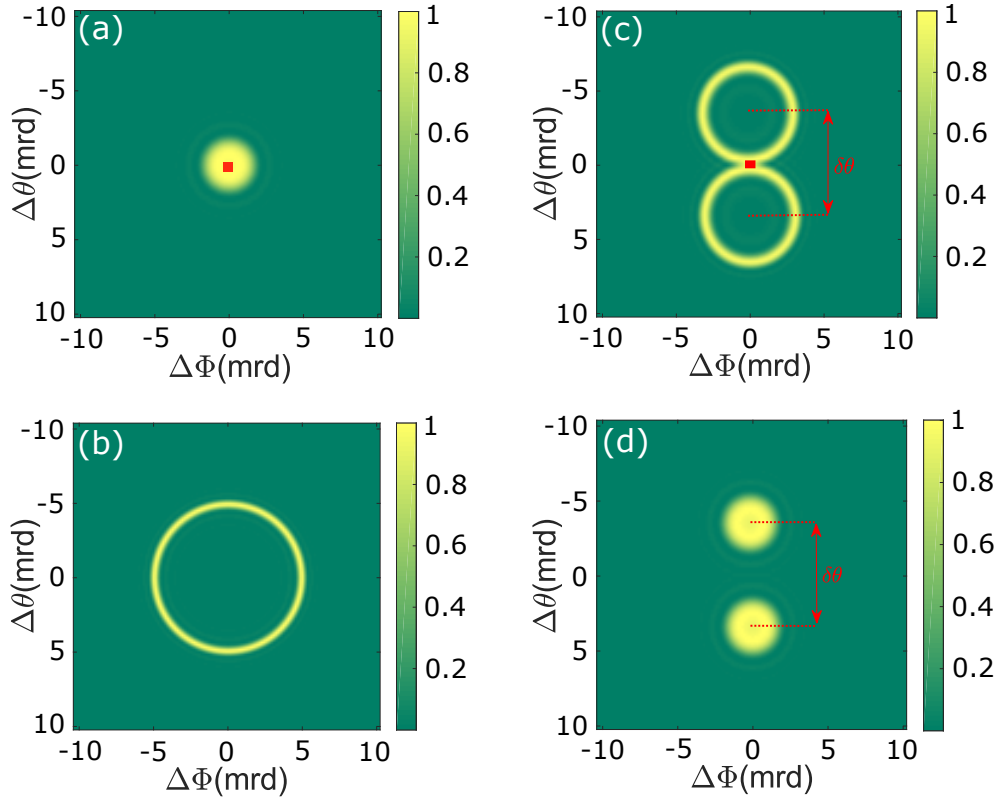


FIGURE 2.4 – Simulation numérique de  $|\Phi_L|^2$  pour les accords de phase de type 1 et de type 2 en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_p$  que fait la pompe avec l'axe optique du cristal non linéaire. Les axes sont gradués en milliradian (mrad). (a) et (b) représentent les fonctions d'accord de phase de type 1 colinéaire (a) et non colinéaire (b) pour les valeurs respectives de  $\theta_p = 33,5^\circ$  et  $\theta_p = 34,5^\circ$ . (c) et (d) correspondent aux fonctions d'accord de phase de type 2 colinéaire (c) et non colinéaire (d) pour les valeurs respectives de  $\theta_p = 49,3^\circ$  et  $\theta_p = 48,3^\circ$ .

égale au “walk-off”<sup>1</sup> [44]. Pour l'accord de phase de type 2 colinéaire, lorsque les deux anneaux sont tangents en un point (voir point rouge sur la fig. 2.4(c)). Ce point définit la direction correspondant à un accord de phase colinéaire. Le passage de la figure 2.4(c) à la figure 2.4(d) se fait en modifiant légèrement l'angle  $\theta_p$ . La configuration d'accord de phase que nous avons adopté lors des travaux de cette thèse est celle décrite dans la figure 2.4(d).

Étant donné que nous mesurons les corrélations quantiques spatiales, il est nécessaire de tenir compte de l'aspect spatial de la fonction d'onde du biphoton en prenant comme variables les positions transverses ( $\mathbf{r}$ ) et impulsions transverses ( $\mathbf{p}$ ) respectivement pour les mesures en champ proche et en champ lointain. Pour un état pur<sup>2</sup>, la fonction d'onde du biphoton peut s'exprimer sous la forme [45] :

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \alpha(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \varphi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (2.12)$$

1. Le walk-off est défini comme l'angle entre les vecteurs de Poynting des ondes ordinaires et extraordinaires

2. Un état pur est défini en mécanique quantique à partir d'un unique vecteur ket  $|\phi\rangle$  tel que la matrice densité s'exprime par :  $\rho_{pure} = |\phi\rangle\langle\phi|$  et  $Tr(\rho_{pure}^2) = 1$

Où  $\alpha(\mathbf{r})$  est lié au profil spatial du champ électrique de l'onde pompe (voir éq. 2.11) et  $\varphi(\mathbf{r})$  est la transformée de Fourier de la fonction d'accord de phase  $\Phi_L(\omega)$  (voir éq. 2.10). En utilisant l'approximation gaussienne pour l'enveloppe pompe et aussi pour l'accord de phase, l'expression de la fonction d'onde du biphoton en champ proche et en champ lointain deviennent respectivement [45] :

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\pi\sigma_\phi\sigma_p} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2|^2}{4\sigma_p^2}\right) \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{4\sigma_\phi^2}\right) \quad (2.13)$$

$$\Psi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{\sigma_\phi\sigma_p}{\pi} \exp\left(-\sigma_p^2 \frac{|\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2|^2}{4\hbar^2}\right) \exp\left(-\sigma_\phi^2 \frac{|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|^2}{4\hbar^2}\right) \quad (2.14)$$

Où  $\sigma_p$  est l'écart type de la gaussienne décrivant le profil spatial transverse du faisceau pompe et  $\sigma_\phi$  l'écart type définit en champ proche de la condition d'accord de phase. L'équation 2.14 est obtenue en calculant la transformée de Fourier de l'équation 2.13. Dans la plupart des expériences de génération de la SPDC et particulièrement dans les conditions expérimentales de ces travaux de thèse,  $\sigma_p \gg \sigma_\phi$ .

### 2.1.2/ FLUORESCENCE PARAMÉTRIQUE COMME SOURCE IDÉALE DE PHOTONS INTRIKUÉS

La première étude expérimentale qui a conduit à la génération de paires de photons intriqués en utilisant la SPDC a été rapportée en 1970 par Burnham *et al.* [46]. Depuis quelques décennies, la SPDC est largement utilisée pour la génération de paires de photons intriqués [47, 48] car elle est facile à mettre en œuvre expérimentalement. Plusieurs propriétés de la lumière sont utilisées pour décrire l'intrication entre des paires de photons générées via le processus de la SPDC. L'intrication peut concerner la polarisation [29], la fréquence [49], la position et l'impulsion [50], le temps [51], le moment orbital angulaire [48].

Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons l'intrication spatiale de photons jumeaux dont les variables utilisées sont la position ( $\mathbf{r}$ ) et l'impulsion transverse ( $\mathbf{p}$ ) respectivement pour des mesures de corrélations en champ proche (position) et en champ lointain (impulsion transverse).

La figure 2.5(a) illustre le dispositif de mesure des positions transverses des deux photons intriqués générés suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire et enregistrés sur les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  situés dans le plan image du cristal non linéaire. Si un des deux photons est détecté sur le détecteur  $D_1$  à la position transverse  $\mathbf{r}_1$ , le second photon est détecté sur le détecteur  $D_2$  à la position transverse  $\mathbf{r}_2$  avec une incertitude  $\Delta\mathbf{r}$  telle que :

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \Delta\mathbf{r} \quad (2.15)$$

La mesure des impulsions transverses des photons intriqués est présentée sur la figure 2.5(b) avec les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  dans le plan de Fourier du cristal non linéaire. Dans ce cas, si l'un des photons est détecté sur le détecteur  $D_1$  avec une impulsion transverse  $\mathbf{p}_1$ , l'autre photon détecté sur le détecteur  $D_2$  a une impulsion transverse  $\mathbf{p}_2$  avec une incertitude  $\Delta\mathbf{p}$  telle que :

$$\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1 + \Delta\mathbf{p} \quad (2.16)$$

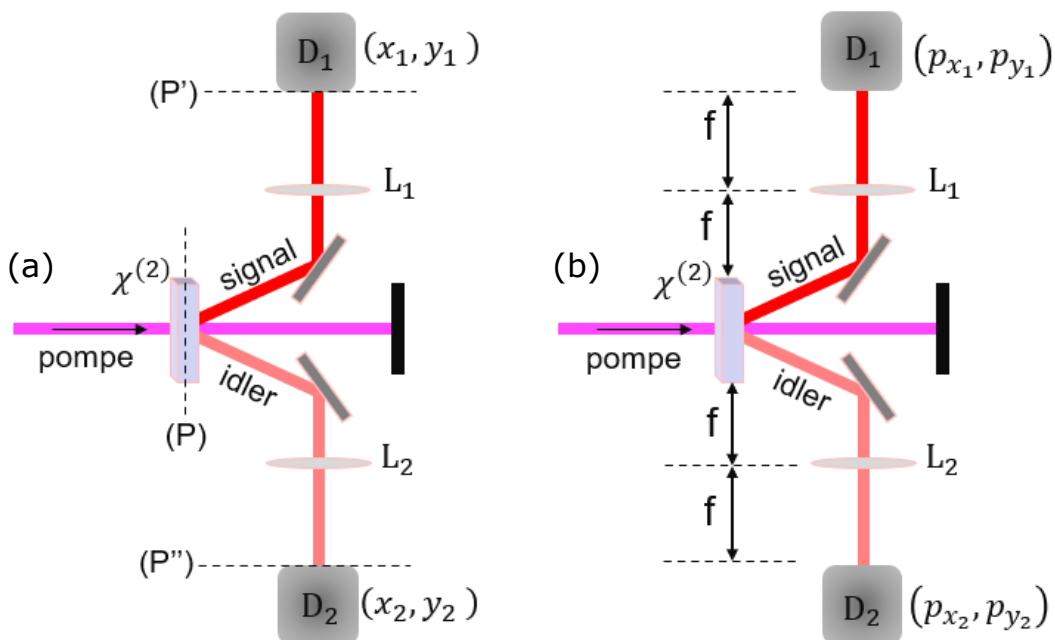


FIGURE 2.5 – Schémas de principe des dispositifs expérimentaux pour la mesure des positions en champ proche (a) et la mesure des impulsions en champ lointain (b). Les plans (P), (P') et (P'') sur la figure (a) sont conjugués. Les paires de photons intriqués sont générées dans un cristal via la SPDC suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire qui permet la séparation spatiale des photons. Ces photons sont enregistrés en champ proche (a) sur les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  aux positions transverses  $\mathbf{r}_1 (x_1, y_1)$  et  $\mathbf{r}_2 (x_2, y_2)$ . En champ lointain (b), les impulsions transverses des photons sur les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  sont  $\mathbf{p}_1 (p_{x_1}, p_{y_1})$  et  $\mathbf{p}_2 (p_{x_2}, p_{y_2})$ .

Les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  peuvent être soit des détecteurs ponctuels que l'on translate dans le plan transverse [50], soit des capteurs matriciels [52]. Je reviendrai sur ces différents types de capteurs dans la section 2.2.1.

Lorsque le photon 1 est détecté à la position transverse  $\mathbf{r}_1$ , la densité de probabilité de détection du photon 2 à la position transverse  $\mathbf{r}_2$  peut-être exprimée sous la forme[53] :

$$p(\mathbf{r}_2 | \mathbf{r}_1) = p(\mathbf{r}_2) + f(\Delta r) \quad (2.17)$$

Avec  $p(\mathbf{r}_2)$  la densité de probabilité de détection d'un photon provenant d'une autre paire,  $f(\Delta r)$  la densité de probabilité de détection du photon jumeau<sup>3</sup> et  $\Delta r = \|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1\|$ . Devaux *et al.* [53] ont également montré que pour  $N_1$  photons détectés sur une surface  $S_1$  avec le détecteur  $D_1$  et  $N_2$  photons détectés sur une surface  $S_2$  avec le détecteur  $D_2$  tels que  $S_1 = S_2$ , les fonctions de corrélation en champ proche et en champ lointain s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} G^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int_{S_2} dr_2^2 f(\Delta r) \\ G^{(2)}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \int_{S_2} dp_2^2 f(\Delta p) \end{cases} \quad (2.18)$$

3. Les photons signal et idler générés via le processus de la SPDC sont qualifiés de "photons jumeaux".

Avec  $\Delta p = \|\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_1\|$ . En utilisant les équations 2.13 et 2.14, on peut également exprimer les fonctions de corrélations par :

$$\begin{cases} G^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \propto |\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \\ G^{(2)}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \propto |\Psi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)|^2 \end{cases} \quad (2.19)$$

L'une des applications dans laquelle les paires de photons intriqués sont utilisées est la démonstration du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen (EPR). Un paradoxe EPR [1] survient lorsque le produit des variances conditionnelles sur les mesures des positions et impulsions de deux photons satisfait l'inégalité suivante [54] :

$$\langle \Delta^2 \mathbf{r} \rangle \langle \Delta^2 \mathbf{p} \rangle < \frac{\hbar^2}{4} \quad (2.20)$$

Lorsque l'inégalité 2.20 est vérifiée, on parle de paradoxe EPR qui illustre une parfaite incompatibilité entre *le réalisme local* et la théorie quantique standard [55]. Cette inégalité traduit de fortes corrélations non locales entre les mesures des positions et impulsions de deux ou plusieurs photons intriqués et a été largement étudiée tant au plan théorique [56, 57] qu'expérimental [28, 54, 50, 58].

L'existence de ces corrélations non locales entre des paires de photons intriqués générées via la SPDC a joué un rôle majeur dans le développement de l'optique quantique ces dernières décennies et a ouvert la voie à une nouvelle forme d'imagerie appelée "imagerie quantique" que nous verrons dans la section suivante.

## 2.2/ DÉTECTION DE CORRÉLATIONS QUANTIQUES ET IMAGERIE QUANTIQUE

Le domaine de l'imagerie quantique [59, 60] nous permet d'aller au delà des limitations classiques en terme de précision et de résolution [61, 62, 63] du fait des propriétés bénéfiques des états quantiques de la lumière comme la superposition ou l'intrication.

L'intrication spatiale entre deux photons se traduit par une forte corrélation entre les positions (champ proche) et les impulsions (champ lointain) de ces photons. La mesure de ces corrélations implique le développement de nouvelles technologies capables de détecter des photons uniques.

### 2.2.1/ DÉTECTION DE CORRÉLATIONS QUANTIQUES

La première observation de corrélations quantiques entre des champs optiques issus de la SPDC a été mise en évidence en 1970 par Burnham et Weinberg [46] en utilisant des tubes photomultiplicateurs ou PMT en anglais (voir figure 2.6(a)).

Ce sont des dispositifs de détection de photons qui utilisent l'effet photoélectrique combiné à l'émission secondaire pour convertir la lumière en un signal électrique. Pour de fortes intensités lumineuses, le signal électrique mesuré est proportionnel à l'intensité lumineuse incidente [64]. Pour de faibles intensités lumineuses, le PMT fonctionne de sorte qu'un photo-électron provenant de la photocathode soit individuellement détecté [64], ce qui correspond à un régime de comptage de photons. Un tel dispositif est utilisé seulement pour discriminer l'absence de photons "zéro photon" et la présence de



photons “un photon ou plusieurs”. Les PMTs sont utilisés pour le comptage de photons sur une plage de longueurs d’ondes comprise entre  $115\text{ nm}$  et  $1700\text{ nm}$ . Dans la plupart des architectures de PMT, l’efficacité quantique optimale se situe autour de 20% dans le domaine du visible et chute à moins de 10% dans le rouge et le proche infrarouge. Néanmoins, en changeant le matériau de la photocathode, il est possible d’augmenter la sensibilité. Ainsi, des PMTs conçus avec des photocathodes semi-transparentes en phospho-arséniure de gallium  $\text{GaAsP}$  et l’arséniure de gallium  $\text{GaAs}$  présentent une efficacité quantique d’environ 50% dans le domaine du visible et 15% dans le rouge et le proche infrarouge.

Au cours des années 1990, d’autres travaux ont permis de mesurer les coïncidences



FIGURE 2.6 – Tube photomultiplicateur (a) et photodiode à avalanche (b) utilisés dans le régime de comptage de photon. Sources : réf. [65] pour la figure 2.6(a) et réf. [66] pour la figure 2.6(b).

entre des paires de photons intriqués [67] en utilisant deux photodiodes à avalanche à photon unique (figure 2.6(b)). Ces détecteurs nommés communément SPADs (single photon avalanche diode) permettent également de détecter des photons uniques et sont utilisés pour mesurer le taux de coïncidences<sup>4</sup> entre des paires de photons intriqués en scannant point par point le champ de détection de ces deux photons. Les SPAD sont des détecteurs conçus pour détecter un signal de faible intensité et de préciser le temps d’arrivée du photon avec une très grande précision (quelques dizaines de picosecondes). Les SPADs sont constituées de jonctions PN conçues pour opérer en régime d’ionisation par impact ou effet avalanche. Le champ électrique de leur jonction est suffisant pour qu’un photoporteur acquière une énergie cinétique nécessaire pour ioniser d’autres porteurs. Ainsi, le signal de sortie est amplifié. Les SPADs sont utilisées dans la plage des longueurs d’onde comprise entre  $300\text{ nm}$  et  $1700\text{ nm}$  [68] et ont une efficacité quantique optimale environ 80% à  $560\text{ nm}$ .

Une autre technologie pour détecter des photons uniques consiste à utiliser des détecteurs à photon unique à nanofils supraconducteurs (SNSPD : Superconducting Nanowire Single Photon Detector) [69]. Les SNSPD opèrent dans la gamme des longueurs d’ondes allant des rayons-X à l’infra-rouge et ont une efficacité quantique pouvant être supérieure à 90% à  $1550\text{ nm}$  [70]. Contrairement aux PMT et SPAD qui signalent l’arrivée de un ou plusieurs photons par un “clic” sans pouvoir déterminer le nombre exact de photons détectés, les SNSPD sont capables de déterminer le nombre de photons détectés. L’inconvénient des SNSPD est que ces détecteurs doivent être refroidis en les immergeant dans de l’hélium liquide [71] ou en les montant dans une station de sonde

4. Une coïncidence correspond à deux photons arrivant simultanément sur les deux photodiodes

cryogénique [72].

Les trois types de détecteurs que nous venons de voir (PMT, SPD et SNSPD) sont des détecteurs ponctuels. Mesurer les corrélations quantiques entre deux images issues d'une source de photons intriqués avec ces détecteurs nécessite donc un balayage point par point des plans de détection de ces deux photons et à sélectionner les photons qui sont en coïncidence temporelle (les photons qui arrivent simultanément sur les deux détecteurs). Cette méthode de balayage consomme énormément de temps lors de la mesure de corrélations quantiques spatiales et implique une sélection d'une petite partie des photons, pouvant introduire des "loopholes" [73]. L'une des alternatives à ces détecteurs ponctuels consiste à utiliser une matrice de détecteurs (caméra) pour la mesure des corrélations spatiales d'origine quantique.

La première tentative de détections de corrélations spatiales d'origine quantique avec des caméras a été effectuée par Jost *et al.* [74] en utilisant des caméras ICCD (intensified charge-coupled device). Bien que cette première tentative ait donné des images relativement bruitées, elle a inspiré beaucoup d'expériences avec des caméras plus performantes. Toutefois, la faible efficacité quantique des ICCD (figure 2.7(a)) qui est d'environ 50% au maximum a constitué une limitation quant à l'utilisation de ces caméras. En 2000, Devaux *et al.* [75] ont utilisé des caméras CCD conventionnelles pour observer les corrélations quantiques.



FIGURE 2.7 – Caméra ICCD Andor iStar 320T (a) et caméra EMCCD Andor iXon Ultra 897(b) .Images tirées de [76].

Cependant, ces caméras ne peuvent pas être utilisées dans un régime de comptage de photon du fait du bruit de lecture qui apparaît quand les photo-électrons détectés sont convertis en une tension de sortie. Ce bruit de lecture a un écart-type d'environ 2,5 électrons pour des fréquences de lecture de l'ordre de quelques kHz et augmente de 10 à 100 électrons pour des fréquences de lecture de quelques MHz [77].

Depuis les années 2001, une nouvelle technologie de caméras a été proposée dont l'objectif est d'amplifier les charges créées par les photons avant la lecture. Ces caméras appelées *electron multiplying CCD* (EMCCD) [78] (figure 2.7(b)) possèdent un gain d'amplification élevé (1000 à 5000 selon les fabricants). Du fait du gain très élevé, même le signal généré par un seul photon parvient à émerger du bruit de lecture rendant ainsi ces caméras sensibles au photon unique [79, 80]. Les caméras EMCCD possèdent une efficacité quantique élevée dans le domaine du visible (>60% de 400-850 nm et ~95% à 550 nm) et ont une très grande sensibilité ( $\ll 1$  photon/pixel) et sont largement utilisées de nos jours pour la mesure des corrélations quantiques entre des paires de photons

intriqués [81, 52].

Récemment, des progrès au niveau des détecteurs de photons ont permis l'émergence de nouvelles technologies telles que les caméras SPAD (*CMOS SPAD array*) pour mesurer les corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués [82, 83] et les matrices de SNSPD [84]. Ces nouvelles technologies constituent des alternatives prometteuses aux détecteurs que nous avons présentés précédemment.

Dans le tableau 2.1, nous résumons les performances des différents détecteurs présentés ci-dessus en tenant compte de leur efficacité quantique ( $\eta$ ).

Détecteurs	Efficacité quantique ( $\eta$ )
PMT	$\sim 20\%$ dans le visible et $< 10\%$ à 710 nm
SPAD	$> 70\%$ dans le visible et $\sim 30\%$ dans l'infrarouge
SNSPD	$>90\%$ à 1550 nm et $\sim 20\%$ à 710 nm
ICCD	$\sim 20\%$ (ICCD conventionnelle) et $\sim 50\%$ (ICCD iStar)
EMCCD	$>60\%$ de 400 à 850 nm et $\sim 95\%$ à 550 nm
SPAD Arrays	$\sim 30\%$ autour de 500 nm

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif de l'efficacité quantique de quelques détecteurs utilisés en imagerie quantique.

En comparant les efficacités quantiques présentées dans le tableau 2.1, on remarque que les caméras EMCCD présentent une efficacité quantique plus élevée par rapport aux autres détecteurs pour des longueurs de détection situées autour de 710 nm ( $>60\%$ ), qui est la longueur d'onde autour de laquelle nous mesurons les corrélations quantiques. De plus, les caméras EMCCD ont une grande sensibilité ( $\ll 1$  photon/pixel). Par ailleurs, en 2014, Lantz *et al.*, [73] ont réalisé une étude comparative sur les capteurs matriciels (ICCD et EMCCD) et ont prouvé que les caméras EMCCD permettent de mesurer des corrélations quantiques avec un meilleur rapport signal sur bruit (SNR) par rapport aux caméras ICCD qui, elles, permettent une meilleure détection des paires "provenant d'une photodétection". De ce fait, les caméras EMCCD constituent un choix privilégié pour la mesure de corrélations spatiales d'origine quantique lorsque l'on opère dans un régime de comptage de photons et sans sélection a priori des photons détectés. Au vu de ce qui précède, nous avons choisi les caméras EMCCD dans le cadre des travaux de cette thèse. La sous-section suivante de ce manuscrit de thèse est consacrée à une étude plus détaillée sur le mode de fonctionnement des caméras EMCCD.

### 2.2.1.1/ CAMÉRAS EMCCD

Nous avons utilisé deux caméras EMCCD iXon3-897-BV de Andor dans le cadre des travaux de cette thèse. Ces caméras sont équipées de capteurs matriciels de 512x512 pixels. La surface d'un pixel est de  $S_{pix}=16 \times 16 \mu m^2$ . Les caméras sont refroidies à  $-90^\circ C$  pour réduire le bruit thermique. La figure 2.8 montre l'évolution de l'efficacité quantique de ces caméras en fonction de la longueur d'onde et à la température de  $-90^\circ C$ .

L'efficacité quantique des caméras que nous avons utilisées dans ces travaux de thèse est de  $\eta_{camera} = 77 \pm 2\%$  [85] à la longueur d'onde des photons signal et idler ( $\lambda_{s,i} \simeq 710 nm$ ) générés. Les caméras EMCCD sont des variantes des caméras CCD conventionnelles,

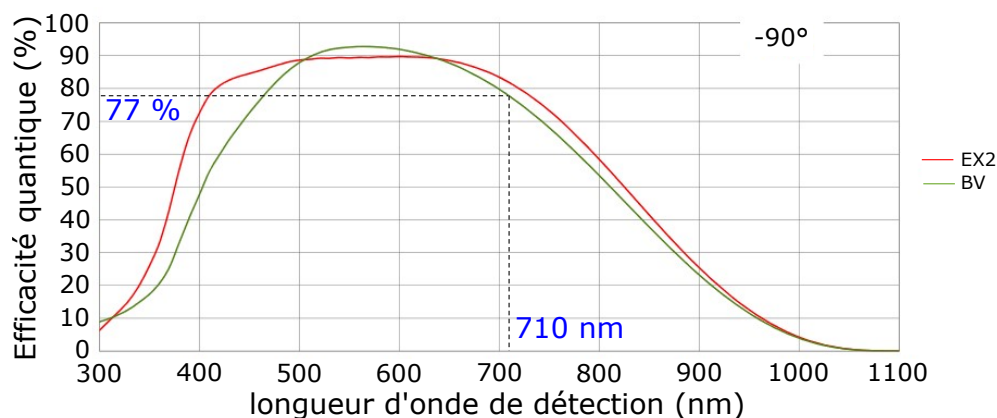


FIGURE 2.8 – Courbes de l'évolution de l'efficacité quantique des caméras EMCCD iXon3-897-BV (courbe vert) et iXon-897-EX2(courbe rouge) à  $-90^{\circ}\text{C}$ .

qui incorporent un registre de gain pour amplifier les photo-électrons créés lors de l'impact des photons sur les cellules photosensibles. Ce registre de gain est intercalé entre le registre de lecture et l'amplificateur de sortie comme illustré sur la figure 2.9(a). Ce registre de gain permet de multiplier ou "d'amplifier" les photo-électrons avant la conversion en signal numérique de sorte que le nombre de photo-électrons générés par un photon ou plusieurs photons soit nettement au dessus du bruit de lecture.

Le principe de fonctionnement des caméras EMCCD est présenté sur la figure 2.9(a).

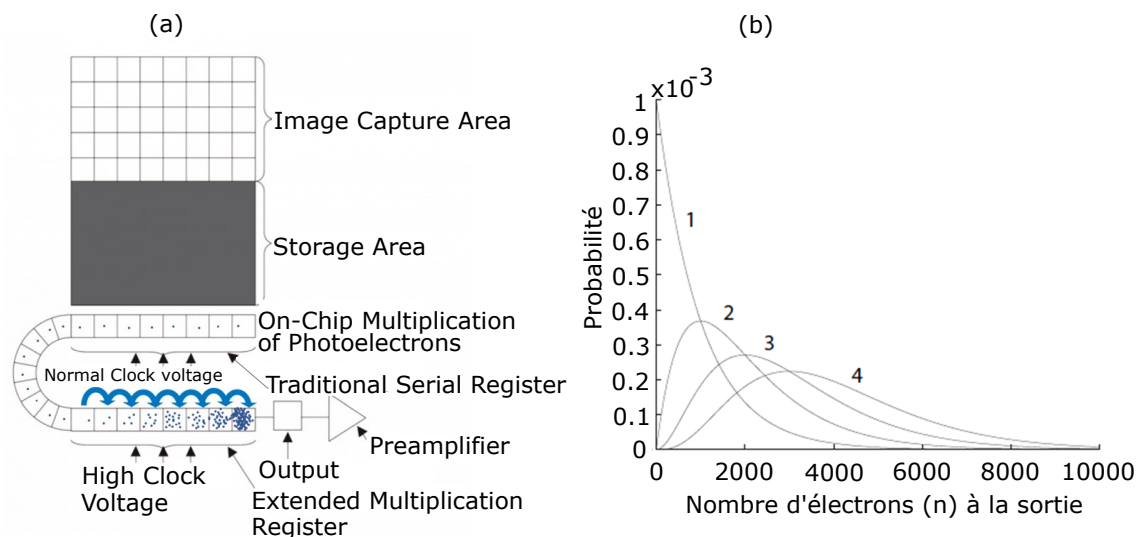


FIGURE 2.9 – (a) : Principe de fonctionnement des caméras EMCCD. (b) : Probabilité d'obtenir  $n$  photo-électrons en sortie du registre de gain en fonction du nombre  $m$  de photo-électrons à l'entrée, pour  $m = 1, 2, 3$  et  $4$  et pour un gain moyen de 1000. La figure (b) est tirée de [80].

Lors de l'impact des photons sur la surface du capteur, ceux-ci sont convertis avec une probabilité  $\eta$  (i.e rendement quantique) en photo-électrons dans la zone de capture de l'image (Image Capture Area). Les photo-électrons sont transférés dans la zone de stockage (Storage Area). On applique une tension de lecture d'environ 10V pour faire passer

les photo-électrons dans le registre de lecture classique (Traditional Serial Register), puis on augmente la tension à environ 50 V pour générer une ionisation par impact et augmenter le nombre de charge à la sortie du registre d'amplification (Extended Multiplication Register). Cela permet d'augmenter le signal en sortie sans pour autant augmenter le bruit de lecture.

Le gain moyen d'amplification en sortie du registre de multiplication est donné par relation :

$$g = (1 + p_c)^m, \quad p_c \ll 1 \quad (2.21)$$

avec  $p_c$  la probabilité de générer un électron secondaire par étage d'amplification lors du transfert et  $m$  le nombre d'étages d'amplification du registre de gain.

Par exemple pour  $m = 536$  et un gain  $g = 1000$ , la probabilité de générer un électron secondaire lors du transfert est d'environ  $p_c = 1,3\%$ .

Du fait de la nature stochastique du processus d'amplification, le nombre de photo-électrons en sortie du registre de multiplication subit des fluctuations. Ainsi, pour un nombre  $n$  d'électrons présents à l'entrée du registre de multiplication, la probabilité d'obtenir  $x$  électrons en sortie est donnée par [79] :

$$P(x|n) = \frac{x^{n-1}}{(n-1)!g^n} \exp\left(-\frac{x}{g}\right), \quad x \geq n \quad (2.22)$$

La figure 2.9(b) illustre les distributions  $P(x|n)$  pour les valeurs  $n=1, 3, 3$  et 4. On remarque que la probabilité d'obtenir environ 1000 électrons à la sortie est identique pour  $n=1$  et  $n=2$ . En conséquence, connaissant le nombre d'électrons en sortie de registre de multiplication, on ne peut pas déterminer avec certitude le nombre d'électrons à l'entrée.

Les images acquises avec les caméras EMCCD que nous avons utilisées sont affectées par différents bruits. L'identification des bruits et les conditions d'utilisations de ces caméras pouvant minimiser ces bruits ont été faites par mon prédécesseur Paul-Antoine Moreau [86] dans le cadre de ses travaux de thèse. Ici, nous allons nous contenter de rappeler ces différents bruits et donner les conditions d'utilisation de nos caméras qui permettent de minimiser ces différents bruits.

L'une des principales sources de bruit des caméras EMCCD est le bruit de lecture qui apparaît lors de la conversion des charges en tension dû à l'amplificateur de sortie. Pour ces caméras que nous utilisons, ce bruit qui peut-être décrit par une probabilité gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type d'environ  $\sigma_{read} \simeq 46$  électrons pour un temps d'acquisition de 33ms, une fréquence de lecture de 10MHz et les caméras EMCCD refroidies à  $-85^\circ\text{C}$ . Avec un gain de 1000, un photo-électron engendre en sortie le plus souvent une quantité de charges nettement au dessus du bruit de lecture.

Pour un pixel donné, il existe une probabilité non nulle (que nous notons ici  $p_{par}$ ) qu'un électron de bruit entre dans le processus de multiplication. Ce phénomène est susceptible de se produire alors qu'aucun photo-électron n'a été collecté par le pixel. Ce bruit appelé charge induite par l'horloge ou CIC (*Clock Induced Charge*) est exprimé en électrons par pixel et par image ( $e^-/\text{pixel}/\text{image}$ ). La probabilité que ce bruit produise  $x_{par}$  électrons en sortie d'amplification est donnée par [80] :

$$p(x_{par}) = p_{par}P(x_{par}|1) = \frac{p_{par}\exp\left(-x_{par}/g\right)}{g}; \quad x_{par} > 0 \quad (2.23)$$

où  $g$  représente le gain du registre de multiplication. La valeur du bruit du CIC obtenue dans les mêmes conditions de mesure que le bruit de lecture est d'environ  $3,9 \times 10^{-3} e^-/\text{pixel}/\text{image}$ .

Une autre source de bruit qui affecte les caméras EMCCD est le bruit thermique ou courant d'obscurité. Ce bruit correspond à la génération spontanée et thermique des paires électron-trou dans le matériau semi-conducteur structurée qui compose les capteurs CCD. Ce bruit correspond aux photo-électrons générées dans les pixels en absence de photon. Étant donné les temps de pause (quelques ms) et le refroidissement du capteur, on négligera l'impact de bruit thermique.

La dernière source de bruit que je vais décrire est due à la génération de CIC dans le registre de gain. Ces électrons de bruit peuvent être générés à n'importe quel étage du registre de gain et être amplifiés par les étages suivants. Soit  $p_{ser}$  la probabilité qu'un électron soit généré dans un étage donné du registre. Pour  $m$  étages, la probabilité d'obtenir  $x_{ser}$  électrons en sortie du registre est donné par :

$$p(x_{ser}) = \sum_{l=1}^m \frac{p_{ser} \exp(-x_{ser}/p_c^{m-l})}{p_c^{m-l}}; \quad x_{ser} > 0 \quad (2.24)$$

Les équations 2.23 et 2.24 ne sont pas valides pour  $x = 0$ . La plus grande probabilité  $p(x_{par} = 0)$  est obtenue par  $1 - p(x_{par} > 0)$ , après le calcul de  $p(x)$  sur un nombre de valeurs de  $x$  suffisamment élevées [80].  $p(x_{ser} = 0)$  s'obtient de la même façon.

La probabilité  $p(x | 0)$  d'obtenir  $x$  électrons en sortie sans qu'aucun photon ne soit détecté est obtenue en convoluant la somme des probabilités obtenues dans les équations 2.23 et 2.24 ( $p(x_{par}) + p(x_{ser})$ ) par la gaussienne caractérisant le bruit de lecture. Le niveau de ces différents bruits est évalué en enregistrant une image de fond acquise avec l'obturateur de la caméra fermé (figure 2.10(a)). Sur la figure 2.10(b) qui représente la distribution

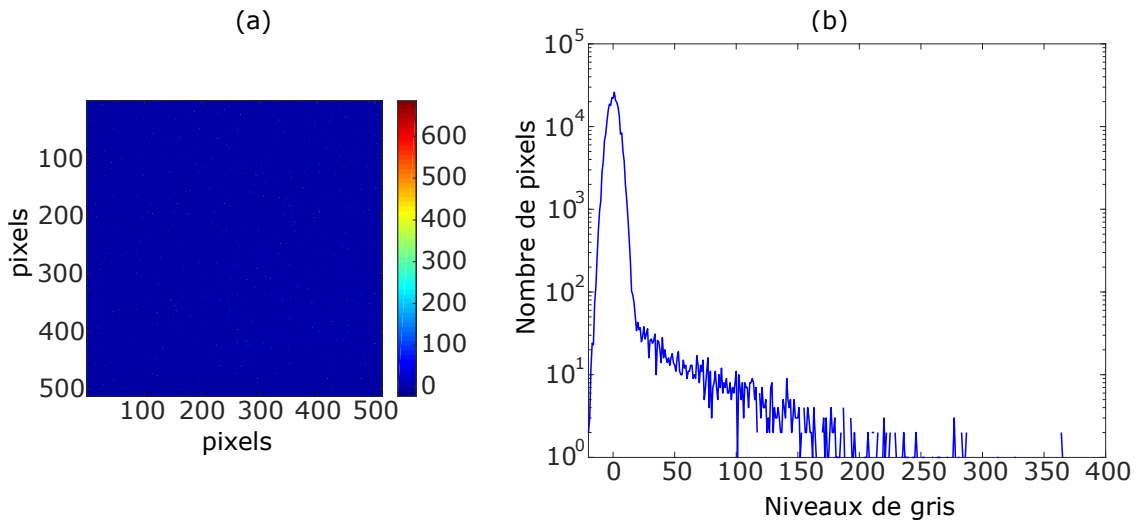


FIGURE 2.10 – (a) : Image de fond de l'une des caméras lorsque l'obturateur de la caméra est fermé. L'échelle de couleurs représente les niveaux de gris des pixels. (b) : distribution des pixels du fond en fonction de leur niveau de gris en échelle semi-logarithmique.

des pixels en fonction de leur niveau de gris dans cette image de fond<sup>5</sup>, on observe une

5. Dans cette image de fond, le niveau moyen de l'image est soustrait, ce qui fait que l'histogramme est centré sur le niveau 0



partie gaussienne qui correspond au bruit de lecture et une pente qui correspond majoritairement aux bruits d'obscurité et de CIC.

Les différents bruits que nous venons de présenter nous mènent à la conclusion suivante : en absence de photons, des électrons de bruit sont générés et un signal est toujours détectable au niveau des caméras EMCCD. De plus, la figure 2.9(b) montre qu'il est impossible d'estimer le nombre d'électrons à l'entrée du registre de gain à partir du nombre d'électrons obtenus en sortie.

Le problème inverse qui consiste à trouver  $n$  connaissant  $x$  (voir figure 2.9(b)) n'a pas de solution unique sauf si le flux de photon est assez faible pour que la probabilité d'avoir  $n > 1$  soit très faible. Dans ce cas un évènement de détection sur un pixel pourra être considéré comme la détection d'un photon unique si le niveau de gris dépasse un certain seuil. Ainsi, si  $N_{seuil}$  est le niveau électronique de seuil fixé, alors une valeur de sortie du registre de gain inférieure à  $N_{seuil}$  sera considéré comme "0" photon incident et dans le cas où le nombre d'électrons en sortie est supérieur à  $N_{seuil}$ , on considère qu'un photon unique a été détecté.

La figure 2.11 représente une image de la SPDC enregistrée en champ lointain avant seuillage (fig. 2.11(a)) et après seuillage (fig.2.11(b)). La tâche la plus délicate est le

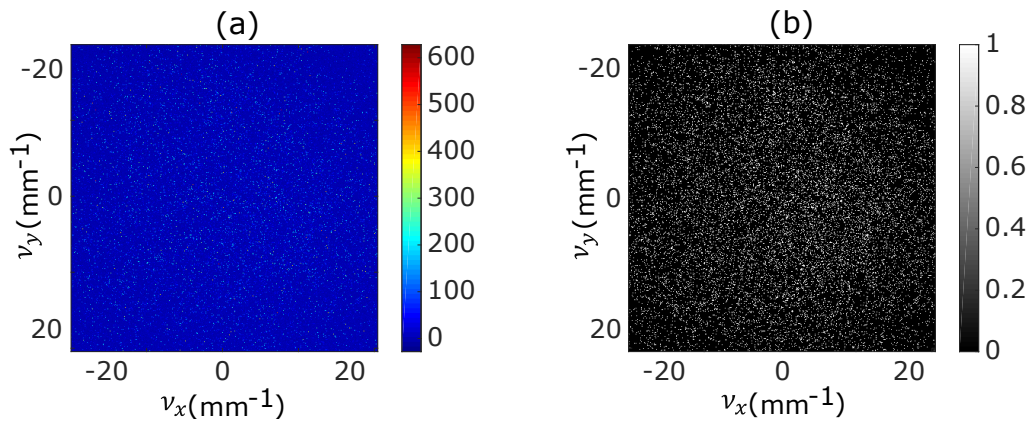


FIGURE 2.11 – Image de la SPDC en champ lointain avant seuillage (a) et après seuillage (b). En (a) l'échelle représente l'intensité des pixels en niveaux de gris. Sur l'image seuillée (b), les points blancs correspondent à des photons et les zones noires représentent l'absence de photon. Les axes sont gradués en fréquences spatiales.

choix de la valeur du seuil électronique et le niveau moyen optimal de photon incident par pixel dans le but de minimiser les erreurs de détection. Trois types d'erreurs sont envisageables :

- Un photo-électron est présent à l'entrée du registre de gain et engendre un nombre de photo-électrons en sortie inférieur à  $N_{seuil}$  et sera considéré comme 0. La probabilité associée à cet évènement est notée  $p_{01}$ .
- Le bruit de lecture ou le CIC génère en sortie de registre de multiplication un nombre d'électrons au dessus de seuil  $N_{seuil}$ . Ce bruit est considéré comme une photo-détection. La probabilité correspondante est noté  $p_{10}$ .
- Deux ou plusieurs photo-électrons sont considérés comme un seul photo-électron. Nous notons  $p_{1n} \cong 1$  (avec  $n \geq 2$ ) la probabilité associée à cet évènement.

Une étude réalisée en 2008 [80] a montré que pour minimiser les erreurs de détection des caméras EMCCD que nous utilisons, il faut placer le seuil  $N_{seuil}$  à  $2,5 \times \sigma_{read}$  ( $\sigma_{read}$

est l'écart-type du bruit de lecture) et ajuster l'intensité moyenne dans les images à  $\langle N \rangle \simeq 0,15 \text{ ph/pix}$  (photon/pixel). Dans ces conditions, la valeur des probabilités qu'un photon ne soit pas détecté et celle d'une fausse détection sont respectivement de  $p_{01} = 15\%$  et  $p_{10} = 1,1\%$ . Les images acquises avec les caméras EMCCD durant tous les travaux de cette thèse ont une intensité moyenne d'environ  $0,15 \text{ ph/pix}$  et les caméras ont été refroidies à environ  $-90^\circ\text{C}$ .

Pour le calcul des corrélations quantiques, il a été clairement démontré que la détection d'images par seuillage est plus efficace qu'une détection proportionnelle [80].

Nous venons de présenter les différents détecteurs utilisés pour mesurer les corrélations quantiques entre des paires de photons intriqués. Nous avons accordé une attention particulière aux caméras EMCCD à travers leur principe de fonctionnement, les différents bruits prédominants de ces caméras et les conditions dans lesquelles nos caméras doivent être utilisées pour réduire au mieux l'impact de ces bruits dans les images acquises avec nos caméras. Dans la suite, nous présenterons des mesures de corrélations quantiques spatiales en champ lointain et en champ proche en utilisant deux caméras EMCCD.

### 2.2.1.2/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Les montages expérimentaux pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche et en champ lointain en utilisant des caméras EMCCD sont présentés sur la figure 2.12.

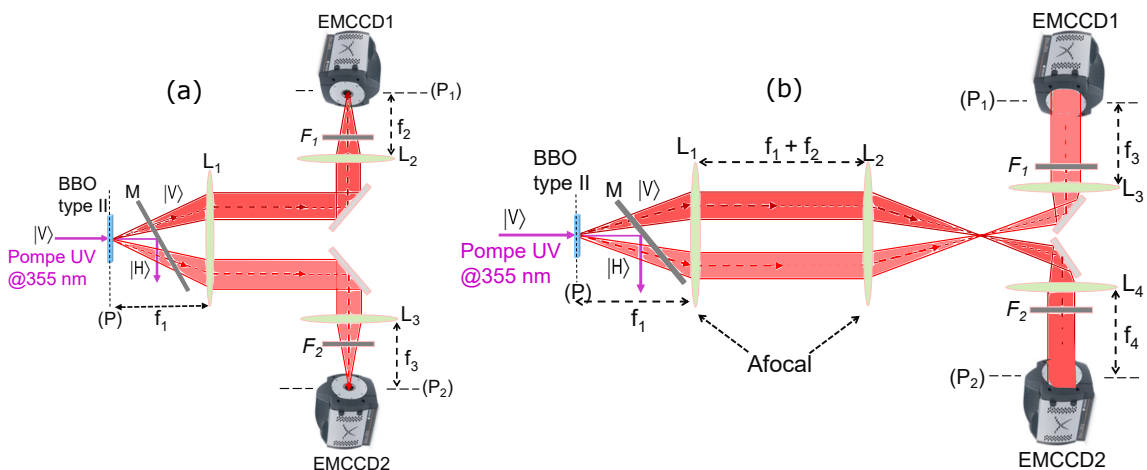


FIGURE 2.12 – Dispositif de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche (a) et en champ lointain (b).  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  représentent les polarisations horizontale et verticale respectivement.  $M$  est un miroir dichroïque utilisée pour bloquer le faisceau pompe.  $F_1$  et  $F_2$  sont des filtres interférentiels pour sélectionner la SPDC émise autour de la dégénérescence. Les plans (P), (P<sub>1</sub>) et (P<sub>2</sub>) sont les plans dans lesquels se trouvent respectivement le cristal non linéaire (BBO), la caméra EMCCD1 et la caméra EMCCD2.

La configuration expérimentale pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche (ou mesure des corrélations en position) est illustrée sur la figure 2.12(a).



Les paires de photons intriqués sont générées via le processus de la SPDC suivant un accord de phase non colinéaire de type 2 dans un cristal non linéaire de  $800\mu\text{m}$  de  $\beta$ -BBO, pompé par un laser Nd :YAG à commutation- $Q$  passive ( $Q$ -switch), à la longueur d'onde de  $\lambda_p = 355\text{nm}$ . La puissance moyenne du laser est de  $P = 27\text{mW}$ , avec une durée d'impulsion de  $\tau = 330\text{ps}$  et une fréquence de répétition de  $f_{\text{laser}} = 1\text{kHz}$ . La largeur à mi-hauteur (FWHM) du faisceau pompe est de  $1,6\text{mm}$ . Les champs proches des deux photons intriqués sont imagés sur les deux caméras EMCCD1 et EMCCD2 en utilisant deux systèmes afocaux  $L_1 - L_2$  ( $f_1 = f_2 = 150\text{mm}$ ) et  $L_1 - L_3$  ( $f_1 = f_3 = 150\text{mm}$ ) avec un grandissement 1. Avant détection, nous avons utilisé deux filtres interférentiels  $F_1$  et  $F_2$  de largeur  $\Delta\lambda = 4\text{nm}$  centrés autour de  $710\text{nm}$  pour sélectionner les photons émis autour de la dégénérescence.

La configuration expérimentale pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ lointain (ou mesure des corrélations en impulsion) est présentée sur la figure 2.12(b). Le système afocal  $L_1 - L_2$  de grandissement 1 ( $f_1 = f_2 = 75\text{mm}$ ) est utilisé pour imager la face de sortie du cristal dans un plan intermédiaire. Les champs lointains des deux photons intriqués sont ensuite imagés sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 en utilisant les lentilles  $L_3$  ( $f_3 = 150\text{mm}$ ) et  $L_4$  ( $f_4 = 150\text{mm}$ ).

### 2.2.1.3/ ACQUISITION DES IMAGES DES PHOTONS INTRIQUÉS

Le protocole d'acquisition des images des photons intriqués a été élaboré par mon prédécesseur Paul-Antoine Moreau [86] dans le cadre de sa thèse. Nous allons simplement rappeler ici le protocole d'acquisition.

Pour la détection des corrélations quantiques spatiales entre les paires de photons intriqués, nous utilisons deux caméras EMCCD. Cette détection n'est possible que si les deux caméras sont synchronisées de sorte que leurs temps d'exposition se confondent, c'est-à-dire les deux caméras capturent les images des deux photons de façon simultanée et pendant une même durée. Le protocole de synchronisation des caméras EMCCD par la communication entre les ordinateurs est illustré sur la figure 2.13. Pour commander l'acquisition et le stockage des images, nous disposons de deux ordinateurs qui communiquent entre eux par l'intermédiaire de leur port série. Les caméras EMCCD sont pilotées chacune par un ordinateur grâce une interface Matlab développée dans notre laboratoire. Cette interface Matlab nous permet de contrôler les paramètres importants lors des acquisitions, tels que l'ouverture et la fermeture de l'obturateur, la température des capteurs, le temps d'exposition des capteurs, le gain d'amplification des EMCCDs, le nombre d'images à enregistrer, et l'enregistrement des images. Le protocole de communication entre les deux ordinateurs pour l'acquisition des images des photons intriqués peut être résumé de la façon suivante [86] : Le programme de l'ordinateur "maître" donne le top départ à l'ordinateur "esclave" et indique à la caméra EMCCD2 de démarrer son acquisition pour un temps  $t_{\text{long}}$ . Puis, l'ordinateur "esclave" indique à la caméra EMCCD1 de démarrer son acquisition pour un temps  $t_{\text{court}}$ . Ensuite, la caméra EMCCD1 enclenche le laser pour un temps  $t_{\text{court}}$  pour éviter que la fluorescence paramétrique ne soit capturée par la caméra EMCCD2 pendant le temps mort qui existe entre le début des deux acquisitions. Les chronogrammes d'acquisition des deux caméras sont affichées simultanément sur un oscilloscope pour vérifier la synchronisation (voir fig. 2.13). Enfin, les images acquises sont transférées et stockées sur les ordinateurs.

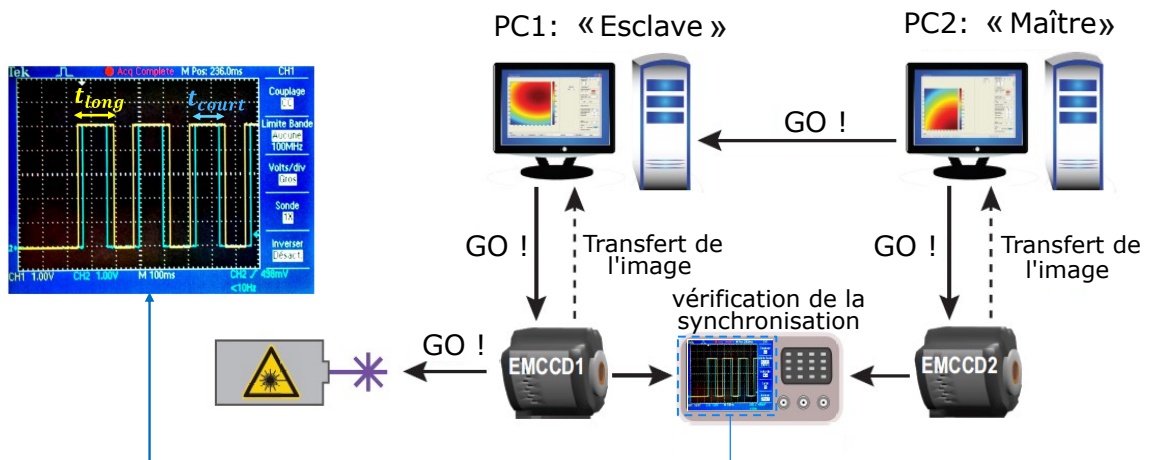


FIGURE 2.13 – Protocole de communication entre les ordinateurs, le laser, et les caméras. La synchronisation des deux caméras est vérifiée sur un oscilloscope numérique. Le signal jaune correspond au temps d'acquisition de la caméra "maître" (EMCCD2) et le signal bleu correspond au temps d'acquisition de la caméra "esclave" (EMCCD1). Figure tirée de la réf. [85]

Afin de permettre aux fenêtres de tir du laser et d'acquisition de la caméra EMCCD1 d'être incluses dans la fenêtre d'acquisition de la caméra EMCCD2, on choisit  $t_{long} = t_{court} + 50\text{ ms}$ . Le temps  $t_{court}$  qui correspond au temps de fonctionnement du laser est judicieusement choisi de sorte qu'on ait un nombre moyen de photons d'environ  $0,15\text{ photons/pixel}$  dans les images.

#### 2.2.1.4/ CALCUL DE CORRÉLATIONS QUANTIQUES SPATIALES ENTRE DES PAIRES D'IMAGES

Après l'acquisition des paires d'images, nous procédons au calcul de l'intercorrélacion entre ces images dans le but de prouver que ces paires d'images sont effectivement issues de paires de photons intriqués. Pour mesurer les corrélacions quantiques spatiales sur un ensemble d'images, on applique dans un premier temps une procédure de seuillage pour convertir les images de niveaux de gris en images binaires. Ensuite, la fonction de corrélacion spatiale en champ proche est obtenue par le calcul numérique de l'intercorrélacion entre les images d'une même paire, après soustraction à ces images de la partie déterministe liée au profil moyen de la SPDC obtenue en calculant l'image moyenne. La fonction de corrélacion finale est obtenue en sommant les fonctions de corrélacions entre toutes les paires d'images. Le protocole de mesure des corrélacions quantiques spatiales en champ lointain est similaire à celui en champ proche, et dans ce cas, le calcul de l'intercorrélacion se fait en retournant une image de  $180^\circ$  par rapport à l'autre car les photons sont détectés avec des impulsions transverses opposées (voir équation 2.16). L'existence de corrélacions quantiques entre les paires d'images issues des photons signal et idler se traduit par un pic d'intercorrélacion.

Le protocole de calcul des corrélacions quantiques entre des paires d'image est résumé sur la figure 2.14.

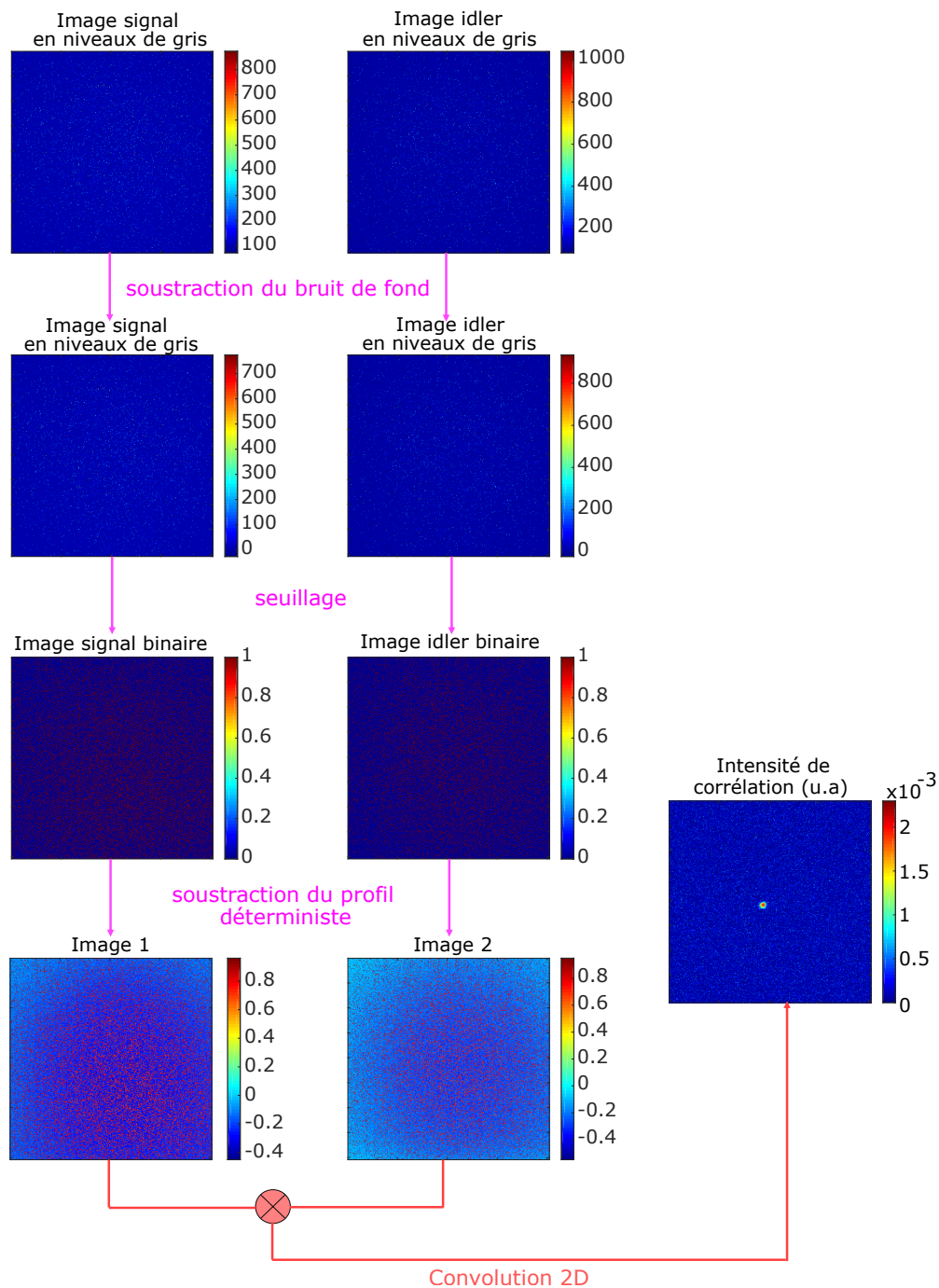


FIGURE 2.14 – Diagramme de calcul des corrélations quantiques entre des paires d'images (notées ici "Image signal" et "Image idler") acquises sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2.

Nous avons effectué des mesures corrélations quantiques entre des paires de photons intriqués enregistrées dans le plan de Fourier puis dans le plan image du cristal. Les résultats de ces mesures de corrélations sont présentés sur la figure 2.15. Les figures 2.15(a) et 2.15(b) correspondent respectivement à la distribution moyenne de 100 images enregistrées dans le plan image (champ proche) et dans le plan de Fou-

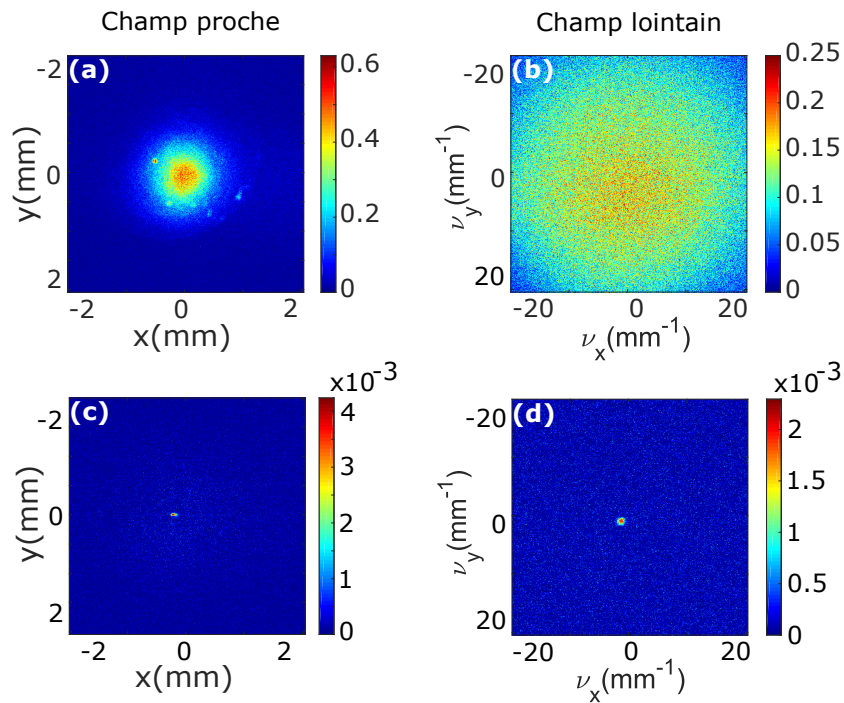


FIGURE 2.15 – Distributions moyennes du nombre de photons par pixel sur un ensemble de 100 images enregistrées en champ proche (a) et en champ lointain (b) du cristal non linéaire. (c) et (d) représentent les figures d'intercorrélations moyennes obtenues après le calcul de l'intercorrélation sur 100 paires d'images enregistrées en champ proche (c) et en champ lointain (d) du cristal. En champ proche, les axes sont gradués en position et en champ lointain les axes sont gradués en unités de fréquences spatiales.

rier (champ lointain) du cristal avec un temps d'acquisition ( $t_{court}$ ) de 100 ms. Les figures d'intercorrélations moyennes dans le plan image (figure 2.15(c)) et dans le plan de Fourier (figure 2.15(d)) ont été obtenues après le calcul de l'intercorrélation sur 100 paires d'images. Sur les figures 2.15(c) et 2.12(d), nous voyons des pics d'intercorrélation fins localisés au centre des figures. Ces pics traduisent l'existence de corrélations quantiques entre les paires de photons signal et idler. Ce pic d'intercorrélation est d'autant plus fin en champ lointain que le faisceau pompe est large en champ proche. L'amplitude du pic d'intercorrélation est d'autant plus élevée que le rendement quantique global du système de détection est élevé, ce qui signifie qu'il y a peu de photons célibataires<sup>6</sup> détectés. Le nombre de coïncidences entre des photons peut s'évaluer à partir du degré de corrélation et le rapport signal à bruit (SNR) qui sont obtenus à partir de l'intercorrélation entre les images. On définit le degré de corrélation des images issues de paires de photons comme étant le rapport du nombre de photons détectés par paires (coïncidences) sur le nombre total d'évènements de détection (photons par paires + photons célibataires + bruits) dans chaque image. Ce degré de corrélation peut-être aussi évalué en calculant l'intégrale du pic d'intercorrélation normalisée [87]. Le SNR est défini comme le rapport de l'amplitude du pic de corrélation  $A_{pic}$ , et de l'écart-type des coïncidences non jumelles  $\sigma_{tot}$  :

6. Par exemple, lorsqu'il y a absorption d'un photon signal, un photon idler devient célibataire et constitue une source de bruit.

$$SNR = \frac{A_{pic}}{\sigma_{tot}} \quad (2.25)$$

En utilisant l'équation 2.25, la valeur de SNR dans la figure 2.15(c) est de 6 et celui obtenu dans la figure 2.15(d) est de 10. Ces mesures de corrélations quantiques spatiales peuvent également être faites dans ces deux espaces (champ proche et champ lointain) en utilisant une seule paire d'image dans chaque cas [88].

Nous venons de présenter d'une part les différents détecteurs utilisés pour détecter et mesurer des corrélations quantiques entre des paires de photons intriqués. D'autre part, nous avons présenté expérimentalement la génération de paires de photons intriqués et nous avons mesuré les corrélations quantiques spatiales en champ proche et en champ lointain entre ces paires de photons. L'existence de corrélations quantiques entre ces paires de photons a été démontrée à travers le pic d'intercorrélation. Nous allons montrer dans la section suivante la manière dont ces photons intriqués peuvent être mis à profit dans un protocole d'imagerie quantique.

### 2.2.2/ IMAGERIE QUANTIQUE

L'imagerie quantique est une forme d'imagerie qui nous permet d'aller au delà des limitations classiques en terme de précision et de résolution spatiale [61, 62] du fait des propriétés bénéfiques des états quantiques de la lumière comme la superposition et l'intrication [89]. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à deux types d'imageries quantiques qui ont été utilisées dans notre équipe de recherche. Le premier type est une configuration dans laquelle les deux photons intriqués interagissent avec l'objet à imager et les deux photons sont détectés. Le second type d'imagerie est une configuration dans laquelle seul un photon de la paire de photons intriqués interagit avec l'objet à imager et les deux photons sont détectés. Le protocole de ces deux types d'imageries quantiques est illustré sur la figure 2.16.

Dans la première configuration d'imagerie quantique présentée sur la figure 2.16(a),

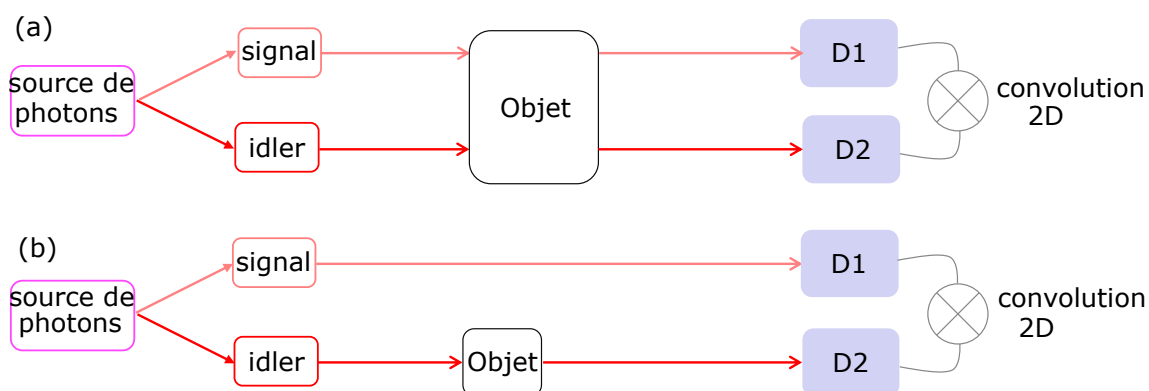


FIGURE 2.16 – Protocoles d'imagerie quantique : (a) les deux photons intriqués interagissent avec l'objet, (b) seul un photon de la paire de photons intriqués interagit avec l'objet.

les deux photons intriqués interagissent avec l'objet à imager et les deux photons sont détectés. Cette configuration d'imagerie quantique a été utilisée au sein de notre équipe de recherche en 2019 pour des mesures d'holographie quantique en champ lointain avec



des paires de photons intriqués de haute dimensionalité [7] et les résultats sont présentés sur la figure 2.17.

Dans un premier temps, l'hologramme de phase a été enlevé du montage expérimental

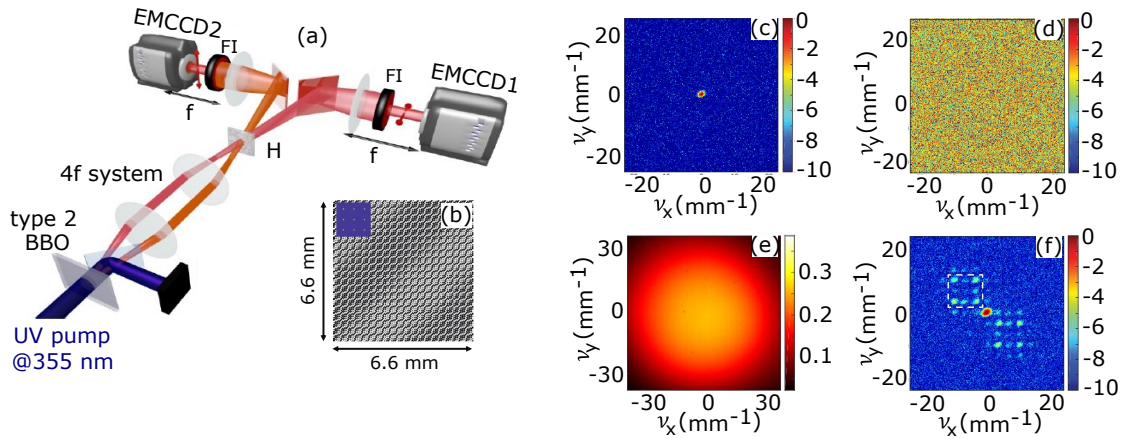


FIGURE 2.17 – (a) Dispositif expérimental de mesure. La lettre H représente l'hologramme binaire et les filtres interférentiels sont représentés par FI. (b) hologramme binaire sur lequel sont codés 9 pics de Dirac. Sans hologramme : intensité de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images jumelles (c) et l'intensité de corrélation normalisée entre des paires d'images non jumelles (d). Avec l'hologramme : nombre moyen de photon dans une image de la SPDC (signal ou idler) enregistrée en champ lointain du cristal(e) et l'intensité de corrélation normalisée en dB entre 80000 paires d'images jumelles (f). Les axes des différentes images sont gradués en fréquences spatiales. La figure est reproduite à partir de la référence [7].

pour effectuer des mesures de référence. Ainsi, sans hologramme, la figure 2.17(c) correspond à l'intensité de corrélation normalisée entre 100 paires d'images jumelles<sup>7</sup> et la figure 2.17(d) représente l'intensité de corrélation normalisée entre 100 paires d'images non jumelles dans laquelle l'absence de pic de corrélation illustre bien l'absence de coïncidences spatiales accidentelles ou déterministes.

Dans le second temps, l'hologramme de phase est inséré dans le montage expérimental. Dans ce cas, la figure 2.17(e) correspond au nombre moyen de photons dans une image signal ou idler enregistrée en champ lointain et la figure 2.17(f) représente l'intensité de corrélation normalisée entre 80000 paires d'images jumelles. On voit bien que les 9 pics de Dirac codés sur l'hologramme sont restitués dans les ordres de diffractions  $\pm 1$  (figure 2.17(f)). L'absence de restitution des pics de Dirac dans la figure 2.17(e) est due à la nature incohérente du point de vue spatial de la lumière provenant des faisceaux signal ou idler pris individuellement. Seule la fonction d'onde du biphoton présente des propriétés de cohérence spatiale permettant la restitution de l'information codée sur l'hologramme. Au cours de mes travaux de thèse, j'ai utilisé la même configuration présentée dans la figure 2.17(a) en remplaçant l'hologramme de phase binaire par un milieu diffusant mince [90]. Les résultats de mes travaux effectués dans cette configuration sont présentés dans le chapitre 3.

Ce type d'imagerie quantique est aussi utilisé pour d'autres expériences comme la microscopie de fluorescence à 2 photons utilisant des paires de photons intriqués comme

7. Les images jumelles sont des images issues de paires de photons intriqués

source d'illumination [91], la microscopie à intrication quantique (Entanglement-enhanced microscopy) [62], ou encore l'étude de la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant [20, 21] que nous discuterons dans le prochain chapitre.

Le second type d'imagerie quantique que je vais présenter et qui est illustrée sur la figure 2.16(b) est plus connue sous le nom d'imagerie fantôme quantique [92]. Dans ce type d'imagerie quantique, seul un photon de la paire de photons intriqués va interagir avec l'objet à imager et l'objectif de ce type d'imagerie est de récupérer la résolution spatiale ou temporelle de l'objet<sup>8</sup> perdue au cours de l'acquisition. Dans le domaine spatiale, le principe est tel que parmi les deux photons générés via la SPDC, seul un de ces photons va interagir avec un objet spatial à imager et est enregistré sur un détecteur sans résolution spatiale. Ce premier détecteur donne des valeurs binaires selon que le photon est transmis ou non. L'autre photon qui n'a pas interagit avec l'objet est directement enregistré sur un second détecteur possédant une résolution spatiale. Ce détecteur donne simplement le profil de la section transverse d'un faisceau de la SPDC. L'image de l'objet est retrouvée en enregistrant les coïncidences temporelles entre les deux photons. L'imagerie fantôme quantique a été démontrée pour la première fois dans le domaine spatial en 1995 par Pittman *et al.*, [92] et a été ensuite étendue au domaine temporel [93, 94, 95]. Récemment, l'imagerie fantôme temporelle quantique a été mise en œuvre dans notre équipe de recherche par ma prédécesseure Severine Denis [96] dont le dispositif expérimental de mesure est présenté sur la figure 2.18.

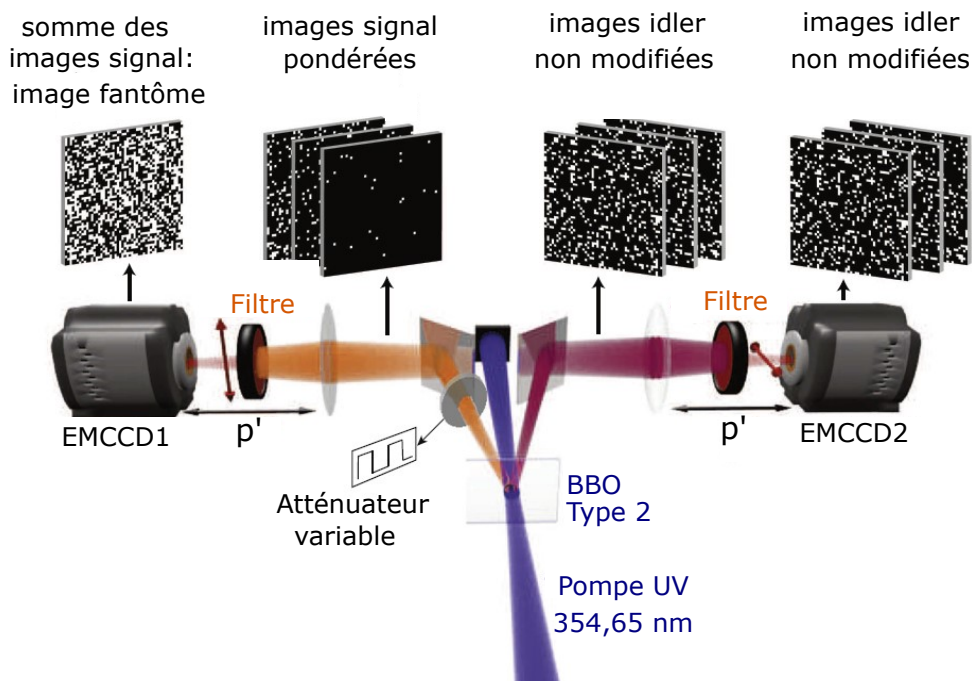


FIGURE 2.18 – Dispositif expérimental de mise en œuvre de l'imagerie fantôme temporelle quantique [96].

Dans le protocole expérimental présenté sur la figure 2.18, les paires de photons intriqués sont générés dans un cristal de  $\beta$ -BBO. Les photons signal passent au travers d'un "objet temporel" qui est représenté ici par l'atténuateur variable et qui a une transmission qui varie dans le temps. Les valeurs de transmission des photons correspondent

8. L'objet peut-être un objet spatial ou temporel

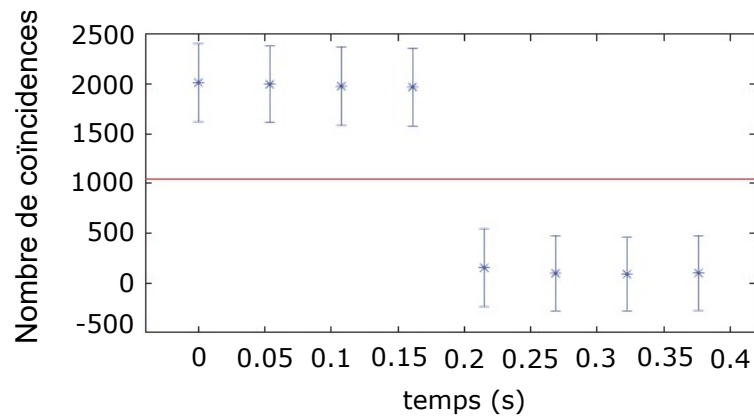


FIGURE 2.19 – Reconstruction de la séquence temporelle fantôme. La ligne rouge représente le niveau de seuil tel que pour un nombre de coïncidences au dessus du seuil, la valeur de la transmission du photon signal au niveau de l’atténuateur est de “1”. Pour un nombre de coïncidences en dessous du seuil, la transmission est de “0”. Image reproduite à partir de la référence [96].

aux valeurs de la séquence temporelle. Ainsi, une transmission de 100% correspond à la valeur “1” et une transmission de 0% correspond à un “0”. Dans ce cas, les différentes images “signal” obtenues après propagation à travers l’atténuateur variable constituent des séquences temporelles codées. Ensuite, les images “signal” sont intégrées dans le temps<sup>9</sup> par la caméra EMCCD1. L’image somme résultant de l’intégration des images signal représente une séquence temporelle fantôme ou “image fantôme”. Quant aux photons idler, ceux-ci se propagent librement et sont imagés sur la caméra EMCCD2 qui conserve la résolution spatiale et temporelle des photons idler. Les acquisitions des images “signal” et “idler” sur les deux caméras EMCCD se font de façon simultanée. Le signal fantôme perdu est récupéré en faisant l’intercorrélacion entre l’image fantôme et chaque image idler pour déterminer le nombre de coïncidences entre l’image fantôme et chaque image idler. La transmission  $T(k)$  associée à l’étape  $k$  de la séquence temporelle est obtenue en normalisant le nombre de coïncidence par le nombre maximal moyen de coïncidences lorsque  $T(k) = 100\%$  [96]. La récupération expérimentale de la séquence temporelle obtenue par Denis *et al.*, [96] est présentée sur la figure 2.19.

Le protocole d’imagerie quantique présenté sur la figure 2.16(b) est également utilisé pour d’autres expériences comme la spectroscopie quantique fantôme [97] et la détection d’un signal en dessous du bruit quantique (“subshot noise imaging”) [98].

## 2.3/ CONCLUSION

Dans ce deuxième chapitre, nous avons dans un premier temps rappelé le principe de la génération des paires de photons intriqués en nous limitant à la méthode qui est utilisée dans le cadre des travaux de cette thèse, c’est-à-dire la fluorescence paramétrique. Nous avons rappelé que le désaccord de phase entre les trois ondes en interaction est un paramètre qui influence fortement le processus de la fluorescence paramétrique. Parmi

9. Au cours du processus d’intégration dans le temps, la séquence temporelle perd sa résolution temporelle et une seule image est formée : l’image fantôme



les types d'accord de phase que nous avons présentés, l'accord de phase non colinéaire de type 2 est celui que nous avons utilisé au cours des travaux de cette thèse pour la génération de photons intriqués car elle produit des photons spatialement séparés, ce qui nous permet d'agir individuellement sur chacun des photons.

Ensuite, nous avons présenté les différents détecteurs qui sont utilisés pour mesurer les corrélations quantiques entre des paires de photons intriqués et pour faire de l'imagerie quantique. Parmi les détecteurs, nous avons choisi les caméras EMCCD pour les mesures de corrélations quantiques et d'imagerie quantique car ces caméras présentent les meilleures performances surtout à la longueur à laquelle nous mesurons les corrélations quantiques ( $\sim 710\text{ nm}$ ). Nous avons également présenté deux types d'imagerie quantique qui ont été utilisés dans notre équipe de recherche. Le premier type d'imagerie est telle que les deux photons intriqués interagissent avec l'objet à imager et tandis que dans le second type d'imagerie, seul un photon des deux photons interagit avec l'objet. Dans le cadre de mes travaux de thèse, j'ai utilisé la configuration dans laquelle les deux photons intriqués interagissent avec l'objet, qui est dans ce cas un milieu diffusant mince ou épais.

Dans le chapitre 3 de ce manuscrit, nous présenterons d'une part les différentes approches théoriques utilisées dans la littérature pour décrire le phénomène du speckle à deux photons. D'autre part, nous présenterons les résultats expérimentaux sur la mesure des corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués après leur propagation à travers un milieu diffusant mince.

## IMAGERIE QUANTIQUE À TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT MINCE

Dans le chapitre 2, j'ai présenté d'une part le principe de la génération de paires de photons intriqués, d'autre part les détecteurs utilisés pour détecter ces photons et la méthode de mesure des corrélations spatiales d'origine quantique entre ces paires de photons intriqués. J'ai également parlé de la manière dont des paires de photons intriqués peuvent être utilisés dans un protocole d'imagerie. Le but de ce chapitre est de procéder d'abord à une étude théorique du phénomène de speckle à deux photons et ensuite de présenter les résultats expérimentaux obtenus par la mesure de la fonction de corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués transmis par un milieu diffusant mince.

### 3.1/ PROPAGATION DES PHOTONS INTRIKUÉS À TRAVERS UN DIFFUSEUR MINCE

Dans cette section, je vais d'abord présenter les différents modèles déjà utilisés dans la littérature pour exprimer la fonction de corrélation (taux de coïncidences) entre des paires de photons transmises par un milieu diffusant. Ensuite, nous proposerons une autre méthode de calcul de la fonction de corrélation basée sur les réponses impulsionnelles (encore appelées fonctions de Green) des systèmes optiques contenus dans un système d'imagerie.

#### 3.1.1/ SPECKLE À DEUX PHOTONS : CALCUL DE LA FONCTION DE CORRÉLATION

Depuis les travaux réalisés par Beenakker [99], le speckle à deux photons intriqués a fait l'objet de nombreuses études tant au plan théorique [100, 101, 16, 17, 18, 102, 19] qu'expérimental [20, 21, 103]. Du point de vue théorique, en 1998, Beenakker *et al* [99] ont établi un formalisme pratique reliant les états quantiques à l'entrée et ceux à la sortie d'un milieu diffusant. Expérimentalement, en 2009, Smolka *et al* [20] observent les corrélations quantiques spatiales entre les modes diffusés.

Considérons le modèle de la propagation de la lumière quantique à travers un milieu diffusant, illustrée par la figure 3.1. Celle-ci illustre le protocole expérimental qui a été mis en place par Smolka *et al.*, [20] pour observer expérimentalement un speckle à partir de corrélations quantiques entre des modes diffusés par un milieu diffusant. Le

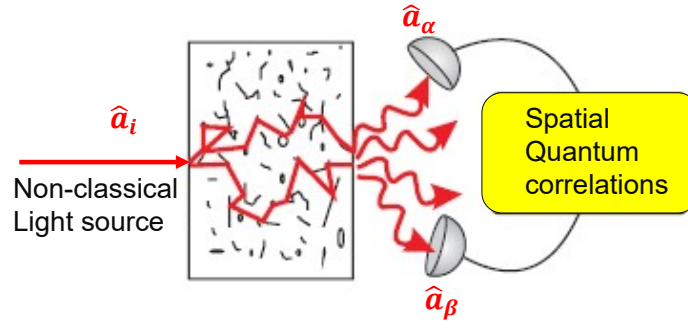


FIGURE 3.1 – Transmission de la lumière issue d’une source lumineuse non classique à travers un milieu diffusant.  $\hat{a}_i$  représente les modes à l’entrée du milieu diffusant et  $\hat{a}_\alpha$  et  $\hat{a}_\beta$  sont les modes à la sortie qui sont mesurés par les deux détecteurs. Figure reproduite à partir de la réf. [20].

protocole expérimental est tel que la source lumineuse illumine un milieu diffusant et les corrélations quantiques entre les modes spatiaux  $\alpha$  et  $\beta$  sont mesurées par deux détecteurs.  $\hat{a}_i$  représente le mode à l’entrée du milieu diffusant et  $\hat{a}_\alpha$  le mode à la sortie. En appliquant la théorie de la matrice aléatoire du transport quantique [104, 105], après transport des modes quantiques à travers le milieu diffusant, les modes à la sortie sont reliés aux modes à l’entrée par la relation [106] :

$$\hat{a}_\alpha = \sum_i t_{\alpha i} \hat{a}_i \quad (3.1)$$

Où  $t_{\alpha i}$  représente l’élément de la matrice de diffusion. La fonction de corrélation quantique entre deux photons définis par les modes  $\alpha$  et  $\beta$  est alors donnée par la relation [20, 106] :

$$G_{\alpha\beta}^{(2)} = \frac{\langle \hat{n}_\alpha \hat{n}_\beta \rangle - \langle \hat{n}_\alpha \rangle \langle \hat{n}_\beta \rangle}{\langle \hat{n}_\alpha \rangle \langle \hat{n}_\beta \rangle} \quad (3.2)$$

Avec  $\hat{n}_\alpha = \hat{a}_\alpha^\dagger \hat{a}_\alpha$  et  $\hat{n}_\beta = \hat{a}_\beta^\dagger \hat{a}_\beta$  les opérateurs nombre de photons dans les modes de sortie  $\alpha$  et  $\beta$  respectivement. En 2002, Mancini *et al* [107] ont établi qu’il était possible de montrer que des modes quantiques diffusés par un milieu diffusant sont intriqués ou pas en exploitant la fonction de corrélation quantique établie dans l’équation 3.2 et en utilisant le produit des variances définie par [107] :

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \left\langle \Delta (\hat{u}_\alpha - \hat{u}_\beta)^2 \right\rangle \left\langle \Delta (\hat{v}_\alpha + \hat{v}_\beta)^2 \right\rangle \quad (3.3)$$

Où les termes  $\hat{u}_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_\alpha^\dagger + \hat{a}_\alpha)$  et  $\hat{v}_\alpha = \frac{i}{\sqrt{2}} (\hat{a}_\alpha^\dagger - \hat{a}_\alpha)$  sont les opérateurs quadratures. Ainsi, lorsque  $\varepsilon_{\alpha\beta} < 1$ , les modes quantiques  $\alpha$  et  $\beta$  sont intriqués et pour  $\varepsilon_{\alpha\beta} \geq 1$ , les modes sont non intriqués [107]. Dans le cas où  $\varepsilon_{\alpha\beta} < 1/4$ , les deux modes sont intriqués et décrivent un paradoxe EPR.

Le premier modèle que nous venons de présenter est un cas général. Maintenant, considérons le cas particulier qui consiste à illuminer un milieu diffusant avec une paire de photons intriqués produits via la SPDC. Les deux photons diffusés par le milieu sont détectés par deux détecteurs de photons. Ce cas particulier qui décrit convenablement le principe du speckle à deux photons a été étudié théoriquement par Beenakker *et al.*, [16]. La figure 3.2 illustre le schéma pour l’obtention d’un speckle à deux photons.

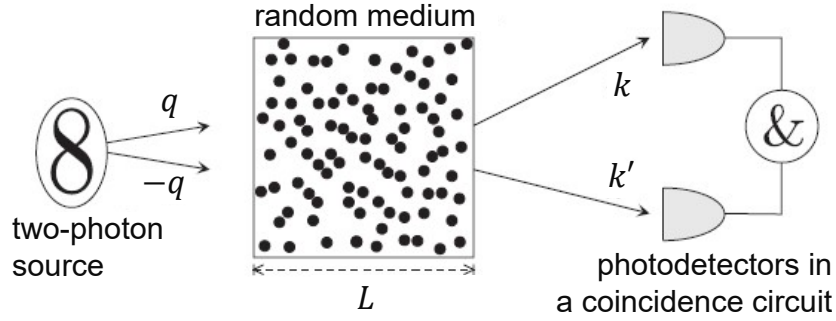


FIGURE 3.2 – Aperçu schématique du modèle illustrant la méthode d’obtention d’un speckle à deux photons. La source de biphoton génère deux photons avec des vecteurs transverses anticorrélés (avec les moments transverses  $q$  et  $-q$ ) pour illuminer un milieu diffusant d’épaisseur  $L$ . Les photons se propagent à travers le milieu diffusant et sont transmis dans les modes  $k$  et  $k'$  puis enregistrés sur deux photodétecteurs. La mesure du taux de coïncidence permet d’obtenir le speckle à deux photons. La figure est tirée de la réf. [16].

Dans ce modèle, nous allons considérer le cas où la mesure des coïncidences après propagation des photons intriqués dans le milieu diffusant se fait en champ lointain (voir figure. 3.2). Un milieu diffusant est illuminé par des paires de photons intriqués générées par la source de biphoton. Après propagation des photons à travers le milieu diffusant, ils sont détectés indépendamment sur deux photodétecteurs ponctuels qui mesurent leur taux de coïncidence. Le nombre de modes par polarisation illuminant une surface  $A$  du milieu diffusant est  $\zeta \simeq \pi A / \lambda^2$  où  $\lambda$  est la longueur d’onde des photons [108]. L’opérateur densité de l’état du biphoton  $\hat{\rho}_{inc}$  à l’entrée du milieu diffusant est donné par la relations suivante [16] :

$$\hat{\rho}_{inc} = \frac{1}{2} \sum_{q_1, q_2} \sum_{q'_1, q'_2} \rho(q_1, q_2, q'_1, q'_2) a_{q_1}^\dagger a_{q_2}^\dagger |vac\rangle \langle vac| a_{q'_1} a_{q'_2}, \quad (3.4)$$

Où  $a_q^\dagger$  est l’opérateur création de photon de moment transverse  $q$  et  $|vac\rangle$  l’état quantique du vide. Le terme  $\rho$  représente la matrice densité. Si nous considérons que les opérateurs annihilation de photons à l’entrée du milieu diffusant sont définis par le vecteur  $a = (\dots, a_q, \dots)$ , alors nous pouvons aussi définir un vecteur  $b = (\dots, b_k, \dots)$  pour les opérateurs annihilation de photons à la sortie du milieu diffusant. En l’absence d’absorption, le milieu diffusant est décrit par une matrice de diffusion unitaire  $S$  ( $S^\dagger = S^{-1}$ ). Cette matrice permet de relier les vecteurs d’entrée  $a$  et les vecteurs sortie  $b$  par  $b = S.a$  ou encore  $a = S^\dagger.b$ . En remplaçant dans l’équation 3.4  $a$  par  $S^\dagger.b$ , on obtient l’opérateur densité de l’état du biphoton à la sortie du milieu diffusant [16] :

$$\hat{\rho}_{out} = \frac{1}{2} \sum_{q_1, q_2} \sum_{q'_1, q'_2} \rho(q_1, q_2, q'_1, q'_2) (S^T.b^\dagger)_{q_1} \times (S^T.b^\dagger)_{q_2} |vac\rangle \langle vac| (S^\dagger.b)_{q'_1} (S^\dagger.b)_{q'_2}. \quad (3.5)$$

Nous allons introduire maintenant les quantités  $I_1(k)$  et  $P_1(I_1)$  qui correspondent respectivement à l’intensité diffusée par le photon dans le mode  $k$  (voir figure 3.2) et la distribution du speckle à un photon. On peut alors définir l’intensité diffusée par le biphoton  $I_2(k, k')$

comme étant le nombre de photons détectés en coïncidence dans les modes  $k$  et  $k'$  par unité de temps. La distribution de  $I_2$  sur un ensemble de mesures décrit le speckle à deux photons et est noté  $P_2(I_2)$ . Ces quantités ont été introduites dans le but d'établir une relation entre la distribution du speckle à deux photons  $P_2(I_2)$  et celui à un photon  $P_1(I_1)$ . Beenakker *et al.*, [16] ont montré que l'intensité diffusée par le biphoton peut-être obtenue en projetant l'opérateur densité de l'état du biphoton  $\hat{\rho}_{out}$  sur les modes  $k$  et  $k'$ .

$$I_2(k, k') = \frac{1}{2} \alpha_2 Tr(\hat{\rho}_{out}(b_k^\dagger b_{k'}^\dagger, b_k b_{k'})), \quad (3.6)$$

où  $\alpha_2$  est un coefficient correctif qui tient compte de l'efficacité de détection et du taux de répétition dans la production des paires de photons. Le terme  $Tr(\hat{\rho}_{out})$  est la trace de la matrice de l'opérateur densité de l'état du biphoton  $\hat{\rho}_{out}$ . En remplaçant l'équation 3.5 dans l'équation 3.6, l'intensité diffusée par le biphoton prend la forme :

$$I_2(k, k') = \alpha_2 \sum_{q_1, q_2} \sum_{q'_1, q'_2} \rho(q_1, q_2, q'_1, q'_2) S_{kq_1} S_{k'q_2} S_{kq'_1}^* S_{k'q'_2}^* \quad (3.7)$$

De façon analogue, on déduit l'intensité diffusée par le photon dans le mode  $k$  par :

$$I_1(k) = \frac{1}{2} \alpha_1 Tr(\rho_{out}(b_k^\dagger b_k)) = \alpha_1 \sum_{q, q'} S_{kq} S_{kq'}^* \rho_{qq'}^{(1)} \quad (3.8)$$

Le terme  $\alpha_1$  est un coefficient qui rend compte de l'efficacité de détection du photon unique et le terme  $\rho_{qq'}^{(1)}$  représente la matrice densité d'un seul photon.

Pour calculer la distribution du speckle à deux photons  $P_2(I_2)$ , on se base sur la théorie de la matrice aléatoire [104, 105] qui permet de considérer l'élément de matrice de diffusion  $S_{kq}$  comme une distribution Gaussienne de moyenne nulle et de variance  $\sigma^2 = \langle |S_{kq}|^2 \rangle$ . Sous cette hypothèse, Beenakker *et al* [16] ont montré que dans le cas d'un état pur, la distribution du speckle à deux photons peut se mettre sous la forme :

$$P_2(I_2) \propto \frac{\alpha_1}{\alpha_2 \sigma^2} \int_0^\infty dI_1 \frac{P_1(I_1)}{I_1} \exp\left(-\frac{\alpha_1}{\alpha_2 \sigma^2} \frac{I_2}{I_1}\right) \quad (3.9)$$

L'équation 3.9 montre que la distribution de speckle à deux photon  $P_2(I_2)$  est liée à  $P_1(I_1)$  par une intégrale, où  $P_1(I_1)$  décrit une distribution Gaussienne. Dans le cas où  $P_1$  est centrée autour de la moyenne  $\langle I_1 \rangle$ , alors la distribution du speckle à deux photons prend une forme exponentielle [16] :

$$P_2(I_2) \propto \exp\left(-\frac{\alpha_1}{\alpha_2 \sigma^2} \frac{I_2}{\langle I_1 \rangle}\right) \quad (3.10)$$

La distribution du speckle à deux photons obtenue dans l'équation 3.10 est donc similaire au speckle obtenu avec une source de lumière cohérente ( $P(I) \propto \exp(-I/\langle I \rangle)$ ) et se transforme en une distribution Gaussienne dans le cas d'un état mixte<sup>1</sup>. Cette distribution gaussienne est également observée dans les speckles produit par des sources classiques de faible cohérence. Les travaux menés dans la réf.[16] ont permis de comprendre

1. Un état mixte est un mélange de plusieurs états purs. Il est défini par sa matrice densité de la forme :  $\rho_{mixte} = \sum_i p_i |\phi\rangle\langle\phi|$ , avec  $p_i \geq 0$ ,  $\sum_i p_i = 1$  et  $Tr(\rho_{mixte}^2) < 1$

le principe théorique de la distribution statistique du speckle à deux photons. En se basant sur les résultats de ces travaux, Peeters *et al.*, [21] observent expérimentalement avec deux détecteurs ponctuels la structure spatiale du speckle à deux photons dans le taux de coïncidences lorsque des paires de photons spatialement intriqués sont diffusées par un milieu diffusant. Le protocole expérimental mis en place pour la mesure du taux de coïncidences est présenté en haut sur la figure 3.3.

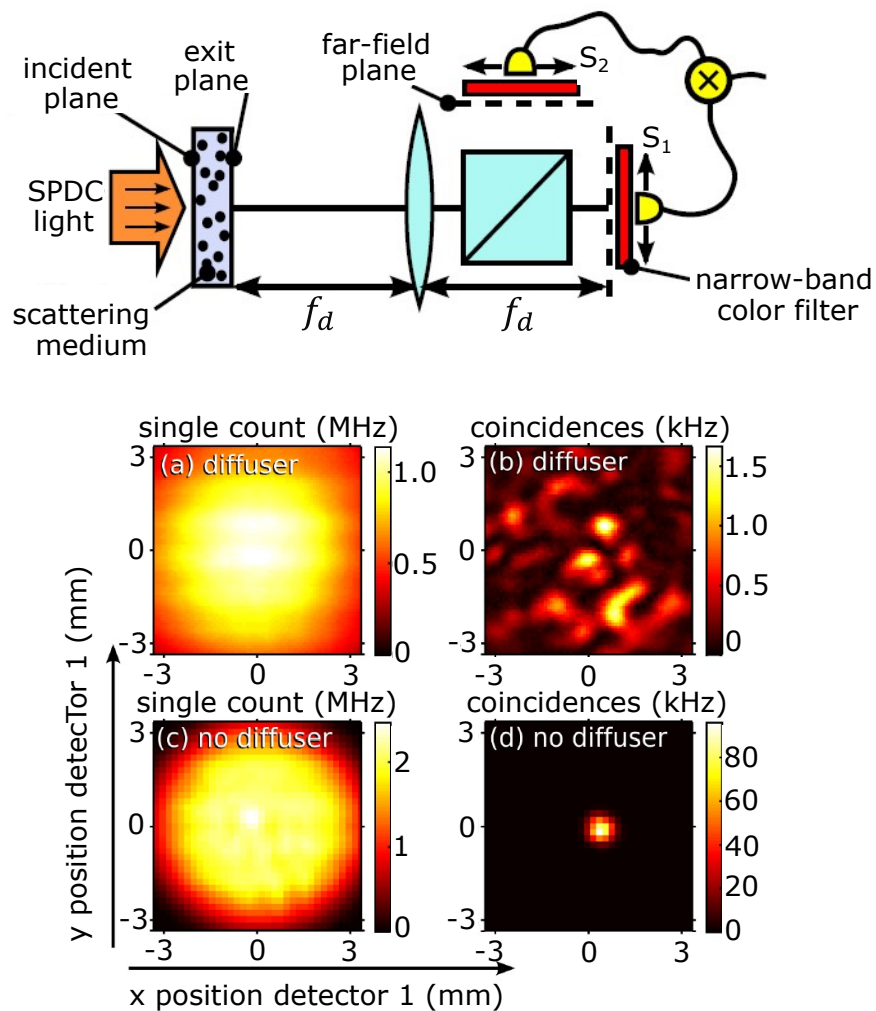


FIGURE 3.3 – En haut : schéma expérimental pour l’observation du speckle à deux photons en champ lointain. Les paires de photons intriqués générés via la SPDC illuminent un milieu diffusant. Ensuite, les photons sont transmis par le milieu diffusant et une lentille de focale  $f_d$  est utilisée pour imager les deux photons en champ lointain. Un séparateur de faisceau est utilisé pour séparer les photons. L’utilisation du séparateur de faisceau introduit des pertes de photons. Enfin, deux détecteurs ponctuels balayent leurs plans de détections et la mesure du taux de coïncidences entre les deux photons permet de retrouver le speckle à deux photons. En bas : les résultats des mesures. La figure est tirée de la réf. [21].

Les paires de photons générées via la SPDC suivant un accord de phase de type 1 illuminent un milieu diffusant situé dans le plan image du cristal non linéaire. Les photons sont ensuite transmis par le milieu diffusant et une lentille de focale  $f_d$  est utilisée pour

imager le champ lointain des deux photons. Deux détecteurs ponctuels sont utilisés pour balayer les plans de détection des deux photons et la mesure du taux de coïncidences temporelles entre ces deux photons permet de retrouver la distribution spatiale du speckle à deux photons. Les filtres interférentiels placés devant les détecteurs permettent de sélectionner les photons autour de la dégénérescence. Les résultats des mesures sont présentés en bas de la figure 3.3. En présence du milieu diffusant, les figures 3.3(a) et 3.3(b) correspondent respectivement à l'image d'un faisceau de la SPDC (signal ou idler) enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire et au taux de coïncidences entre les photons signal et idler lorsque le détecteur 2 est fixe et le détecteur 1 balaye le plan de détection de l'un des photons sur les axes transverses  $x$  et  $y$ . Les figures 3.3(c) et 3.3(d) sont obtenues sans milieu diffusant. Ainsi, Peeters *et al.*, [21] ont montré à travers la figure 3.3(b) qu'après propagation à travers le milieu diffusant, la distribution spatiale du taux de coïncidences entre les paires de photons intriqués décrit un speckle. L'absence de speckle dans l'image d'un seul faisceau de la SPDC (figure 3.3(b)) est due à la nature incohérente d'un faisceau (signal ou idler) de la SPDC.

En se fondant sur les résultats de la réf.[16], Peeters *et al.*, établissent une expression de la fonction de corrélation qui mesure le taux de coïncidence entre ces deux photons. Cette fonction de corrélation donne la forme du speckle à deux photons et permet d'estimer la taille des grains de speckle.

Pour établir l'expression du taux de coïncidences, nous allons d'abord exprimer l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton (fonction d'onde du biphoton). Considérons une onde pompe quasi-monochromatique et cohérente se propageant dans un cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$  et qui génère des paires de photons spatialement intriqués via le processus de la SPDC dans un régime à faible gain. Sous cette hypothèse, après propagation à travers le milieu diffusant, l'amplitude de la probabilité de détecter simultanément les deux photons intriqués l'un à la position transverse  $\mathbf{r}_1$  à l'instant  $t_1$  et l'autre à la position transverse  $\mathbf{r}_2$  à l'instant  $t_2$  est donné par l'amplitude de la fonction d'onde du biphoton dans le domaine spatio-temporel par [109] :

$$\psi(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \langle \hat{E}(\mathbf{r}_1, t_1, l_c) \hat{E}(\mathbf{r}_2, t_2, l_c) \rangle, \quad (3.11)$$

où  $\hat{E}(\mathbf{r})$  représente l'opérateur de champ électrique et  $l_c$  l'épaisseur du cristal non linéaire. Dans le cas d'un cristal suffisamment mince et en tenant compte uniquement du domaine spatial, l'équation 3.11 devient :

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \hat{E}(\mathbf{r}_1) \hat{E}(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (3.12)$$

Le taux de coïncidences entre les deux détecteurs est proportionnel au carré du module de l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton [110].

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \propto |\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \quad (3.13)$$

Pour arriver à une expression plus détaillée du taux de coïncidences présenté dans l'équation 3.13, nous allons introduire la fonction d'autocorrélation de la fonction d'onde du biphoton dans le plan de sortie<sup>2</sup> du milieu diffusant défini par [111] :

$$\Gamma_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \delta\mathbf{r}_1, \delta\mathbf{r}_2) \equiv \overline{\psi_{ex}^*(\mathbf{r}_1^-, \mathbf{r}_2^-) \psi_{ex}(\mathbf{r}_1^+, \mathbf{r}_2^+)} \approx \overline{R_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)} f_{ex}(\delta\mathbf{r}_1, \delta\mathbf{r}_2), \quad (3.14)$$

2. Ce plan est représenté par le terme "exit plane" sur la figure 3.3

avec  $\mathbf{r}_{1,2}^{\pm} = \mathbf{r}_{1,2} \pm \frac{1}{2}\delta\mathbf{r}_{1,2}$ , où les termes  $\delta\mathbf{r}_1$  et  $\delta\mathbf{r}_2$  sont les incertitudes sur les positions transverses  $\mathbf{r}_1$  et  $\mathbf{r}_2$  des deux photons dans le plan de sortie du milieu diffusant. Le terme  $\psi_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  représente la fonction d'onde du biphoton dans le plan de sortie du milieu diffusant,  $\overline{R_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}$  l'intensité moyenne du biphoton dans le plan de sortie et le terme  $f_{ex}(\delta\mathbf{r}_1, \delta\mathbf{r}_2)$  est une fonction qui tient compte de l'angle d'ouverture de la lumière diffusée (cône de diffusion).

Considérons maintenant le cas d'un milieu diffusant mince qui transmet les photons signal et idler avec les fonctions de phase  $t_s(\mathbf{r}_1)$  et  $t_i(\mathbf{r}_2)$ . Dans ce cas, les fonctions d'onde du biphoton à l'entrée du milieu diffusant  $\psi_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  et à sa sortie  $\psi_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  sont reliées par :

$$\psi_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = t_s(\mathbf{r}_1)t_i(\mathbf{r}_2)\psi_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (3.15)$$

Dans l'équation 3.14, nous avons donné l'expression de la fonction de corrélation du champ électrique du biphoton dans le plan de sortie du milieu diffusant. Pour retrouver cette expression en champ lointain (dans les plans de détection des deux photons illustrés sur la fig. 3.3), on introduit l'opérateur propagateur du champ électrique entre le plan de sortie du milieu diffusant et le plan de détection par :

$$h(\mathbf{s}, \mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i f_d} \exp\left(-ik \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{f_d}\right), \quad (3.16)$$

où  $\mathbf{s}$  représente la position transverse du photon en champ lointain,  $\mathbf{r}$  sa position transverse dans le plan de sortie du milieu diffusant et  $k$  le nombre d'onde des photons intriqués dans le vide. En appliquant individuellement l'opérateur propagateur aux deux photons intriqués, on aboutit à une expression du champ électrique du biphoton en champ lointain sous la forme [110] :

$$\psi_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) = \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 h(\mathbf{s}_1, \mathbf{r}_1) h(\mathbf{s}_2, \mathbf{r}_2) \psi_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (3.17)$$

En tenant compte des équations 3.15 et 3.16, alors nous pouvons aussi exprimer l'équation 3.17 par :

$$\psi_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) \propto \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 t_s(\mathbf{r}_1) t_i(\mathbf{r}_2) \psi_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\left[-\frac{ik}{f_d}(\mathbf{s}_1 \mathbf{r}_1 + \mathbf{s}_2 \mathbf{r}_2)\right] \quad (3.18)$$

Pour un milieu diffusant suffisamment mince ( $t_s = t_i = t$ ). L'équation 3.18 dévient :

$$\psi_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) \propto \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 t^2(\mathbf{r}_1) \psi_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\left[-\frac{ik}{f_d}(\mathbf{s}_1 \mathbf{r}_1 + \mathbf{s}_2 \mathbf{r}_2)\right] \quad (3.19)$$

En tenant compte des équations 3.14 et 3.17, Peeters *et al.*, [21] ont montré que la fonction de corrélation du champ électrique du biphoton en champ lointain prend la forme :

$$\Gamma_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2) = \left(\frac{k}{2\pi f_d}\right)^4 \tilde{R}_{ex}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \left(k \frac{\delta\mathbf{s}_1}{f_d}, k \frac{\delta\mathbf{s}_2}{f_d}\right) \tilde{f}_{ex}(\delta\mathbf{r}_1, \delta\mathbf{r}_2) \left(k \frac{\delta\mathbf{s}_1}{f_d}, k \frac{\delta\mathbf{s}_2}{f_d}\right) \quad (3.20)$$

Le tilde représente la transformée de Fourier spatiale 2D et  $\delta\mathbf{s}_1$  et  $\delta\mathbf{s}_2$  représentent les incertitudes sur les positions transverses des deux photons en champ lointain. En



considérant l'hypothèse selon laquelle la fonction d'onde du biphoton en champ lointain du milieu diffusant décrit une statistique Gaussienne, hypothèse qui suppose que les photons intriqués à l'entrée du milieu diffusant sont de haute dimensionnalité<sup>3</sup>[16], l'expression de la fonction de corrélation correspondant au taux de coïncidences en champ lointain entre les deux photons est donnée par [21] :

$$G^{(2)}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2) \approx \overline{R_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2)}^2 + |\Gamma_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2)|^2, \quad (3.21)$$

où  $\overline{R_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2)}$  est l'intensité moyenne du biphoton en champ lointain.

En tenant compte de l'équation 3.20, l'équation 3.21 peut se mettre sous la forme de produit de deux fonctions [21] :

$$G^{(2)}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2) \propto \overline{R_{FF}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2)}^2 [1 + \mu(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2)] \quad (3.22)$$

Le terme  $\mu(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2; \delta\mathbf{s}_1, \delta\mathbf{s}_2)$  dans l'équation 3.22 est une fonction qui rend compte de la forme du speckle et qui permet d'estimer la taille des grains de speckle (pour plus de détails, voir réf. [21]).

Dans la suite de ce manuscrit de thèse où nous présentons les travaux sur la propagation des paires de intriqués dans un milieu diffusant mince (voir Chapitre 3) et dans un milieu diffusant épais (voir Chapitre 4), nous allons bénéficier des résultats de la réf. [21] dans l'interprétation de nos résultats. Toutefois, au plan théorique nous allons calculer la fonction de corrélation entre les paires de photons intriqués en utilisant les fonction de Green [110, 112] des systèmes d'imagerie compris entre le cristal non linéaire les plans de détection. Nous montrerons que le formalisme des fonctions de Green permet de retrouver des résultats similaire au formalisme développé dans la réf. [21]. Le calcul théorique de la fonction de corrélation entre des paires de photons intriqués que nous proposons est présenté dans la sous-section section 3.1.2.

### 3.1.2/ CALCUL DE LA FONCTION DE CORRÉLATION À PARTIR DES FONCTIONS DE GREEN

Dans cette section, nous allons établir l'expression de la fonction de corrélation entre deux photons intriqués générés via le processus de la SPDC et transmis à travers un milieu diffusant mince. Les deux cas de figures que nous présentons ici ont été utilisées au cours des travaux de cette thèse.

La figure. 3.4 illustre les deux cas de figures que nous avons utilisés pour calculer la fonction de corrélation entre les paires de photons. Un cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$  situé dans le plan (P) est pompé par des photons de fréquence angulaire  $\omega_p$ . Les photons intriqués (signal et idler) sont générés autour de la dégénérescence aux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_i$ . Deux systèmes optiques séparés, de réponses impulsionnelles  $h_s$  et  $h_i$ , permettent d'imager le champ proche (fig. 3.4(a)) ou le champ lointain du cristal (fig. 3.4(b)) sur le milieu diffusant mince (D) situé dans le plan (P'). Le milieu diffusant transmet les deux faisceaux avec des coefficients de transmissions  $t(\mathbf{r}'_s)$  et  $t(\mathbf{r}'_i)$  respectivement pour les faisceaux signal et idler. Ensuite, deux autres systèmes optiques dont les réponses impulsionnelles sont  $h'_s$  et  $h'_i$  sont utilisés pour imager les faisceaux transmis sur les caméras EMCCD1 et

3. La dimensionnalité du biphoton ou nombre de Schmidt est le nombre de modes indépendants dans la fonction d'onde du biphoton.

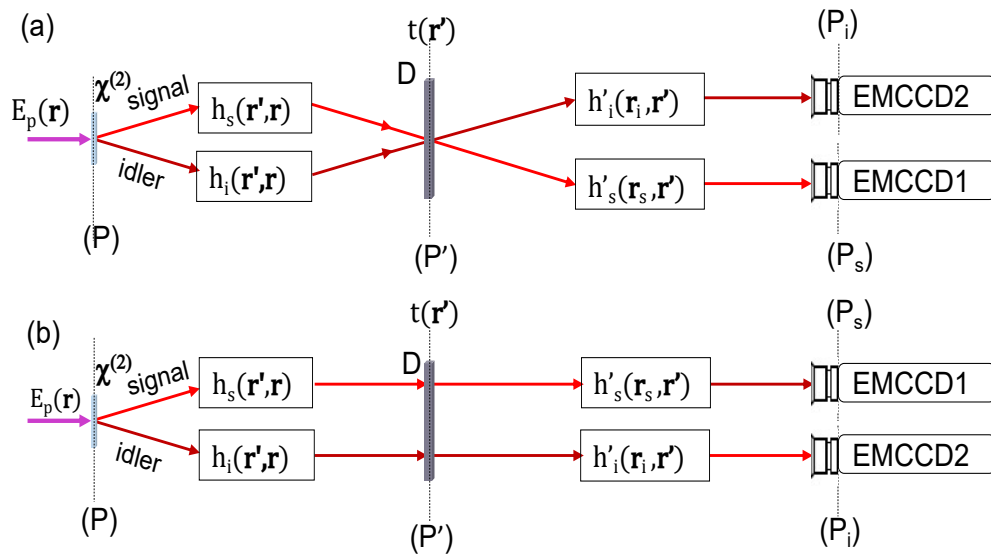


FIGURE 3.4 – Illustration du principe de génération du speckle à deux photons pour le calcul de la fonction de corrélation à partir des fonctions de transfert. Les deux configurations (a) et (b) correspondent respectivement aux dispositifs expérimentaux mis en place pour la mesure des corrélations en champ lointain et en champ proche. En (a), le milieu diffusant est placé dans le plan de Fourier du cristal non linéaire et en (b) le milieu diffusant est positionné dans le plan image du cristal non linéaire.

EMCCD2 placées dans les plans  $(P_s)$  et  $(P_i)$ . Les caméras sont placées en champ lointain du cristal non linéaire dans la figure 3.4(a) et en champ proche dans la figure 3.4(b). Pour décrire la propagation des photons intriqués à travers un milieu diffusant mince, nous allons considérer les deux configurations illustrées sur la figure. 3.4. Nous supposons que le cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$  est suffisamment mince et se trouve dans le plan  $(P)$  avec une position transverse  $\mathbf{r}$ . Le milieu diffusant mince que nous assimilerons dans la suite à un objet de phase pure, est placé dans le plan  $(P')$  et sa position transverse associée est notée  $\mathbf{r}'$ . La transmission du milieu diffusant mince est  $t(\mathbf{r}') = e^{i\Phi(\mathbf{r}'')}$ , où  $\Phi(\mathbf{r}'')$  représente la modulation de phase dans le plan transverse  $(P')$ . Les paires de photons transmises par le milieu diffusant sont imagées par les caméras EMCCD1 et EMCCD2 positionnées dans les plans de détections  $(P_s)$  et  $(P_i)$  avec les positions transverses  $\mathbf{r}_s$  et  $\mathbf{r}_i$  respectivement.

Pour simplifier notre analyse, nous allons considérer que les paires de photons sont générées dans un cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$  mince, pompé par une onde monochromatique de fréquence  $\omega_p$  et d'amplitude  $E_p(\mathbf{r})$ . Pour un cristal suffisamment mince, nous pouvons considérer que les deux photons sont générés en un même point du cristal non linéaire [7]. Nous avons vu dans l'équation. 3.11 que l'amplitude de la fonction d'onde du biphoton dans le domaine spatiale pouvait se mettre sous la forme :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) = \langle 0 | \hat{E}_i^{(+)}(\mathbf{r}_i) \hat{E}_s^{(+)}(\mathbf{r}_s) | \Psi \rangle \quad (3.23)$$

Dans l'équation. 3.23, les termes  $\hat{E}_s^{(+)}(\mathbf{r}_s)$  et  $\hat{E}_i^{(+)}(\mathbf{r}_i)$  sont les opérateurs champs électriques obtenus au niveau des plans de détection  $(P_s)$  et  $(P_i)$ , après propagation sur chacune des branches comprises entre le cristal non linéaire et les plans de détection. Dans la suite, nous allons décrire la fonction d'onde du biphoton en utilisant les fonctions

de Green  $g_s$  et  $g_i$  correspondant aux système d'imagerie compris entre le plan dans lequel se trouve le cristal non linéaire et les plans de détection pour les faisceaux signal et idler respectivement.

Les fonctions de Green des systèmes d'imagerie situés sur les trajets des faisceaux signal et idler s'obtiennent par le produit des différentes réponses impulsionnelles des éléments optiques compris entre le cristal non linéaire et le plan de détection par la relation [112] :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}, \omega_s) = \int d\mathbf{r}'_s h_s(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}, \omega_s) t(\mathbf{r}'_s, \omega_s) h'_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}'_s, \omega_s) \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}, \omega_p - \omega_s) = \int d\mathbf{r}'_i h_i(\mathbf{r}'_i, \mathbf{r}, \omega_p - \omega_s) t(\mathbf{r}'_i, \omega_p - \omega_s) h'_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}'_i, \omega_p - \omega_s) \end{cases} \quad (3.24)$$

avec  $h_{s,i}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$  les réponses impulsionnelles qui décrivent la propagation entre le plan du cristal non linéaire (P) et le plan du milieu diffusant (P'). De façon similaire,  $h'_s(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s)$  et  $h'_i(\mathbf{r}', \mathbf{r}_i)$  décrivent la propagation entre le plan du milieu diffusant (P') et les plans ( $P_s$  et  $P_i$ ) des caméras EMCCD1 et EMCCD2. Si nous considérons que la SPDC est détectée autour de la dégénérescence avec un filtre interférentiel, nous pouvons négliger la dispersion chromatique de l'ensemble du système optique. Dans ces conditions, l'amplitude de la probabilité de détection<sup>4</sup> du biphoton avec les caméras EMCCD1 et EMCCD2 est donnée dans le domaine spatial par la relation [110] :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \int E_p(\mathbf{r}) g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}) g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3.25)$$

Comme nous l'avons mentionné plus haute, deux configurations d'imagerie feront l'objet de notre étude dans cette partie. Dans la première configuration d'imagerie qui correspond à la figure. 3.4(a), le milieu diffusant est situé dans le plan image du cristal et les caméras EMCCD, placées en champ lointain, mesurent les corrélations spatiales en impulsion. Dans la seconde configuration correspondant à la figure. 3.4(b), le milieu diffusant est placé en champ lointain du cristal et les caméras EMCCD, placées en champ proche, mesurent les corrélations spatiales en position.

Pour chacune de ces deux configurations (corrélations spatiales en champ lointain et en champ proche), nous allons dans la suite établir l'expression de la réponse impulsionnelle puis celle des fonctions de Green entre le plan du cristal et les plans de détection où sont situés les caméras EMCCD1 et EMCCD2.

### 3.1.2.1/ CAS OÙ LE MILIEU DIFFUSANT EST AU PLAN IMAGE DE LA SOURCE DE PHOTONS ET LA DÉTECTION SE FAIT EN CHAMP LOINTAIN

Dans cette configuration qui permet la mesure des corrélations en impulsion, un système afocal, encore appelé système optique 4 – f, est utilisé sur les trajets des faisceaux signal et idler pour imager ces deux faisceaux en un même endroit du milieu diffusant. En considérant que l'ouverture angulaire des lentilles est supérieure à la largeur angulaire de l'accord de phase, qui est elle même supérieure à l'ouverture angulaire du milieu diffusant, on peut considérer que le système afocal collecte tous les photons provenant des faisceaux signal et idler. Dans ce cas, nous pouvons négliger l'effet du système afocal

4. Le terme *probabilité de détection du biphoton* est le plus souvent utilisé pour désigner la *fonction d'onde du biphoton*

$(h_s(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}) \simeq \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_s) \simeq h_i(\mathbf{r}'_i, \mathbf{r})$  avec  $\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}'_s + \Delta\mathbf{r}'$ ). On pourra négliger  $\Delta\mathbf{r}'$  en raison de la grande dimensionalité du biphoton et considérer que la transmission des faisceaux signal et idler vérifie :  $t(\mathbf{r}'_s) \simeq t(\mathbf{r}'_i) \simeq t(\mathbf{r}')$ . Ensuite, nous utilisons deux lentilles identiques pour enregistrer les faisceaux signal et idler sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2. Par conséquent, les fonctions  $h'_s$  et  $h'_i$  correspondent à deux réponses impulsionnelles identiques d'un système optique  $2 - f$  qui peuvent se mettre sous la forme [113] :

$$\begin{cases} h'_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}') = \frac{e^{-2ikf}}{i\lambda f} e^{\frac{-ik}{f}\mathbf{r}_s \cdot \mathbf{r}'} \\ h'_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') = \frac{e^{-2ikf}}{i\lambda f} e^{\frac{-ik}{f}\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}'} \end{cases} \quad (3.26)$$

où  $k$  et  $\lambda$  représentent respectivement le nombre d'onde et la longueur d'onde signal ou idler à la dégénérescence ( $k_s \approx k_i \equiv k$  ;  $\lambda_s \approx \lambda_i \equiv \lambda$ ) et  $f$  la distance focale des deux lentilles. Finalement, les fonctions de Green entre le plan du cristal non linéaire ( $P$ ) et les plans de détections ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}') = t(\mathbf{r}') \frac{e^{-2ikf}}{i\lambda f} e^{\frac{-ik}{f}\mathbf{r}_s \cdot \mathbf{r}'} \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') = t(\mathbf{r}') \frac{e^{-2ikf}}{i\lambda f} e^{\frac{-ik}{f}\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}'} \end{cases} \quad (3.27)$$

En tenant compte des équations 3.25 et 3.27, l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton devient :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \int E_p(\mathbf{r}') t^2(\mathbf{r}') \exp\left[-\frac{ik}{f}(\mathbf{r}_s + \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{r}'\right] d\mathbf{r}' \quad (3.28)$$

L'expression de l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton obtenue dans l'équation 3.28 est identique à celle obtenue 3.19 dans laquelle nous supposons le diffuseur suffisamment mince.

En utilisant l'équation 3.13 et l'équation 3.28, la fonction de corrélation entre les photons signal et idler détectés respectivement aux positions transverses  $\mathbf{r}_s$  et  $\mathbf{r}_i$  sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 est donnée par [7, 110] :

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) = |\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i)|^2 \propto \left| \tilde{E}_p\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s + \mathbf{r}_i}{\lambda f}\right) * \tilde{t}^2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s + \mathbf{r}_i}{\lambda f}\right) \right|^2 \quad (3.29)$$

Où  $*$  est le produit de convolution et le tilde représente l'opérateur de la transformée de Fourier bidimensionnelle.

Dans l'équation 3.29, la fonction de corrélation est le produit de convolution entre le spectre spatial du faisceau pompe ( $\tilde{E}_p$ ) et une fonction aléatoire ( $t$ ). Puisque  $t$  est une fonction de phase pure aléatoire, alors  $|\tilde{t}|^2$  est un speckle si la modulation de phase est supérieure ou égale à  $2\pi$ , avec une distribution uniforme sur l'intervalle compris entre 0 et  $2\pi$ . Si le faisceau pompe de profil gaussien est suffisamment large en champ proche, alors  $\tilde{E}_p$  est aussi une gaussienne qui peut-être assimilé en première approximation à une fonction de Dirac. Dans ce cas, la fonction de corrélation spatiale exprimée dans l'équation 3.29 devient le produit de convolution entre un Dirac et un speckle, ce qui donne un speckle.

Nous avons établi deux modèles numériques permettant de résoudre l'équation 3.29. Le premier modèle numérique basé sur des simulations stochastiques [22] a été rapporté dans la référence [90]. Le second modèle qui est basé sur la simulation numérique de la fonction d'onde du biphoton [114] est celui que nous proposons dans ce manuscrit de thèse. Le choix de ce modèle vient du fait qu'il nous donne une description plus complète de la SPDC [114].

### 3.1.2.2/ SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA FONCTION D'ONDE DU BIPHOTON

Dans cette section, nous allons présenter une méthode numérique de la fonction d'onde du biphoton permettant de simuler la propagation de paires photons intriqués à travers un milieu diffusant mince. Nous utilisons ces simulations numériques pour reproduire la configuration présentée dans la figure 3.4(a) et ainsi les comparer aux mesures expérimentales que nous présenterons dans la suite.

#### DESCRIPTION DE LA MÉTHODE

Nous considérons d'abord un cristal non linéaire mince illuminé par un faisceau pompe collimaté avec une amplitude de distribution transverse  $E_p(\mathbf{r})$ . La fonction d'onde du biphoton en deux positions transverses  $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s)$  et  $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i)$  du plan de détection pour les photons signal et idler respectivement qui est donnée dans l'équation 3.25 peut-être établie en exprimant la correspondance entre les points de vue de Schrödinger et d'Heisenberg pour un tel système [115].

Considérons maintenant le cas d'un cristal épais. Le traitement analytique devient beaucoup plus compliqué et conduit à des intégrales doubles ou triples [110, 112] si nous essayons de faire apparaître explicitement les caractéristiques physiques, comme la fonction d'accord de phase, un objet sur l'un ou les deux trajets des photons, etc. Pour deux images signal et idler de  $N \times N$  pixels, la fonction d'onde du biphoton inclut  $N^4$  valeurs. Si chaque valeur est calculée avec une intégrale triple, le temps du calcul numérique évolue comme la dixième puissance de  $N$  ( $N^{10}$ ) [112], ce qui est prohibitif. Nous proposons ici une approche purement numérique qui consiste à écrire la fonction d'onde du biphoton pour un cristal épais comme une somme cohérente de fonctions d'onde correspondant à chaque tranche du cristal :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) = \int dz \int d\mathbf{r} E_p(\mathbf{r}, z) g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}, z) g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}, z) \quad (3.30)$$

Où  $z$  représente la coordonnée dans le cristal le long de la direction de propagation. Pour une tranche donnée du cristal, la propagation dans les tranches suivantes est prise en compte dans le domaine de Fourier en multipliant la fonction de Green par un terme de phase quadratique, d'une manière similaire à l'algorithme habituel de propagation du pas fractionné utilisé pour résoudre, en optique non linéaire classique, l'équation non linéaire de Schrödinger. La méthode est valide dans la mesure où il est possible de négliger la probabilité qu'une paire de photons intriqués "induisse" la production de la paire suivante. Cette approximation est inhérente au formalisme de la fonction d'onde du biphoton : on suppose que toutes les paires sont indépendantes. C'est la condition pour obtenir

une description complète de la fluorescence paramétrique. Cette condition est remplie si le gain par mode spatio-temporel est nettement inférieur à l'unité. Cette approximation, inhérente à la base du formalisme, est la seule considérée : toutes les géométries peuvent être envisagées, incluant un cristal non homogène (périodiquement polarisé) [116], des cristaux multiples, et ici, un milieu diffusant après le cristal.

En utilisant cette méthode et pour  $N \geq 32$ , le temps de calcul est proportionnel à  $M \times N^6$ , où  $M$  est le nombre de tranches de cristal. Pour chaque tranche,  $N^2$  fonctions de Green sont calculées en propageant à l'entrée une impulsion numérique de Dirac (1 sur un pixel, 0 sur les autres pixels). Pour  $N \geq 32$ , le temps de calcul de ces fonctions de Green est négligeable par rapport au temps de calcul obtenu par une simple multiplication terme par terme des  $N^4$  contributions à la fonction d'onde résultante, pour une impulsion de Dirac à l'entrée. Avec  $M = 40$  tranches de cristal, suffisantes pour le cristal de BBO d'épaisseur  $0,8 \text{ mm}$  utilisé dans nos expériences, le temps de calcul pour un PC professionnel est d'environ 8 minutes pour une image de  $32 \times 32$  pixels et 8 heures pour une image de  $64 \times 64$  pixels. Les étapes suivantes sont rapides et simples. D'abord, la probabilité conjointe non normalisée de détection des photons signal et idler est calculée comme le carré du module de la fonction d'onde non normalisée. Ensuite, les quantités qui nous intéressent sont obtenues par les sommations appropriées. À titre d'illustration, nous considérons les deux exemples comme suit. L'intensité du photon signal pour un pixel résulte de la somme de  $N^2$  probabilités conjointes entre le pixel du photon signal et tous les pixels du photon idler. La corrélation pour une valeur donnée de  $\mathbf{r}_s + \mathbf{r}_i$  est obtenue en sommant toutes les probabilités conjointes correspondant à cette différence et en divisant par l'intensité total (signal ou idler). Le terme "corrélation en  $\mathbf{r}_s + \mathbf{r}_i$ " renvoie au calcul des corrélations en retournant l'une des images (signal ou idler) de  $180^\circ$  par rapport à l'autre. Avec cette définition, la fonction de corrélation est normalisée : nous avons vérifié que la somme de ses valeurs sur tous les pixels est égale à un.

La méthode que nous venons de décrire a des avantages et des inconvénients. Pour un état pur du biphoton, cette méthode donne une description complète de la fonction d'onde, c'est-à-dire la plus complète information à partir de laquelle, les propriétés statistiques comme les moyennes, les variances, les covariances, peuvent être facilement retrouvées. Un autre avantage est lié au volume des calculs : une simple intégrale pour chaque valeur conduit à un volume proportionnel à  $N^3$ , si  $N$  est le nombre total de pixels dans une image unidimensionnelle ou bidimensionnelle. Le principal inconvénient vient de l'hypothèse de l'indépendance entre les paires de photons. Avec ce formalisme, il est impossible de décrire les phénomènes tels que les états comprimés, le bunching<sup>5</sup> de photons ou l'antibunching, qui se produisent au cours de l'amplification paramétrique à fort gain, où la génération d'une paire de photons peut "induire" la génération d'une autre paire. À fort gain, les simulations stochastiques basées sur le formalisme de Wigner [22, 116] sont certainement les plus efficaces, avec un temps de calcul de  $R \times N$ , où  $R$  est le nombre de répétition de la simulation. Du point de vue théorique, seules les moyennes d'un nombre de simulations ont un sens. Ce nombre peut-être énorme lorsque les simulations se font avec un gain très faible, où les effets du bruit quantique introduit à l'entrée du cristal doivent être fortement moyennés [52].

La méthode des fonctions de Green, développée dans [22, 117] donne de bons résultats quelque soit le gain, pour un temps de calcul proportionnel à  $N^3$ , comme méthode développée ici. Néanmoins, la méthode stochastique et celle des fonctions de Green ne fournissent pas une description complète de la fonction d'onde du biphoton. Ces

5. Le terme *bunching* fait allusion au fait que les photons émis par une source thermique ont tendance à arriver par groupes sur le détecteur.

deux méthodes permettent de calculer les propriétés statistiques des images. Ainsi, les trois méthodes présentées dans cette sous-section ont des domaines de validité complémentaires. Le calcul de la fonction d'onde du biphoton développé ici donne une information complète, c'est-à-dire les amplitudes de probabilités, pour un très faible gain, avec un temps de calcul proportionnel à  $N^3$ ,  $N$  étant le nombre total de pixels dans l'image. À gain élevé, la simulation stochastique est plus rapide, avec un temps de calcul proportionnel  $N$ , et donne accès aux propriétés statistiques des images. La méthode de la fonction de Green est valide quelque soit le gain, avec un temps de calcul proportionnel à  $N^3$  et les résultats donnent les propriétés statistiques des images.

## RÉSULTATS

Je vais présenter d'abord les calculs unidimensionnels effectués en champ lointain d'un cristal non linéaire dans lequel est générée la SPDC suivant un accord de phase de type 1 dégénéré. Nous allons considérer que la biréfringence compense exactement la dispersion, assurant un accord de phase colinéaire. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.5.

Sans diffuseur, la distribution de la fonction de corrélation quantique (figure 3.5(a))

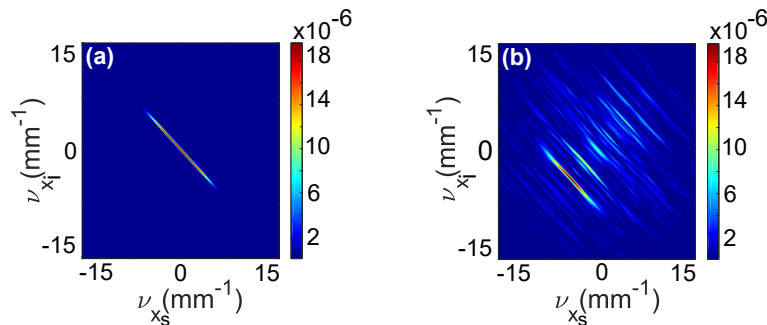


FIGURE 3.5 – Simulations numériques de la fonction de corrélation unidimensionnelle en champ lointain du cristal pour un accord de phase de type 1. (a) sans milieu diffusant et (b) avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal (i.e le plan (P')).

présente une ellipse qui traduit l'anti-corrélation entre les photons signal et idler qui sont détectés avec des impulsions transverses dans des directions opposées pour un accord de phase quasi-parfait. La taille du grand axe de cet ellipse est liée à la bande passante d'accord de phase et celle du petit axe est lié à la taille du faisceau pompe<sup>6</sup>. Lorsqu'on simule un diffuseur de phase en champ proche du cristal, on obtient dans la figure 3.5(b) un speckle dont les gains de speckle sont tous allongés le long de la direction du grand axe de l'ellipse, comme cela a été expérimentalement montré dans la figure 4(a) de la référence [21] en enregistrant les coïncidences temporelles avec deux détecteurs ponctuels.

Ensuite, en considérant toujours la mesure des corrélations en champ lointain du cristal, je vais maintenant présenter les résultats bidimensionnels en me plaçant toujours dans la configuration illustrée sur la figure 3.4(a) où la SPDC est générée suivant un accord de phase de type 2. Dans un premier temps, nous avons choisi de travailler avec des images de taille 32×32 pixels (durée des simulations : environ 8 minutes) et la largeur à mi-hauteur

6. Plus le faisceau pompe est large, plus la taille du petit axe de l'ellipse diminue

du faisceau pompe dans le plan du cristal est fixée à  $0,30\text{ mm}$ . Les résultats des simulations sont présentés dans la figure 3.6. La phase de transmission  $\Phi$  du diffuseur et la

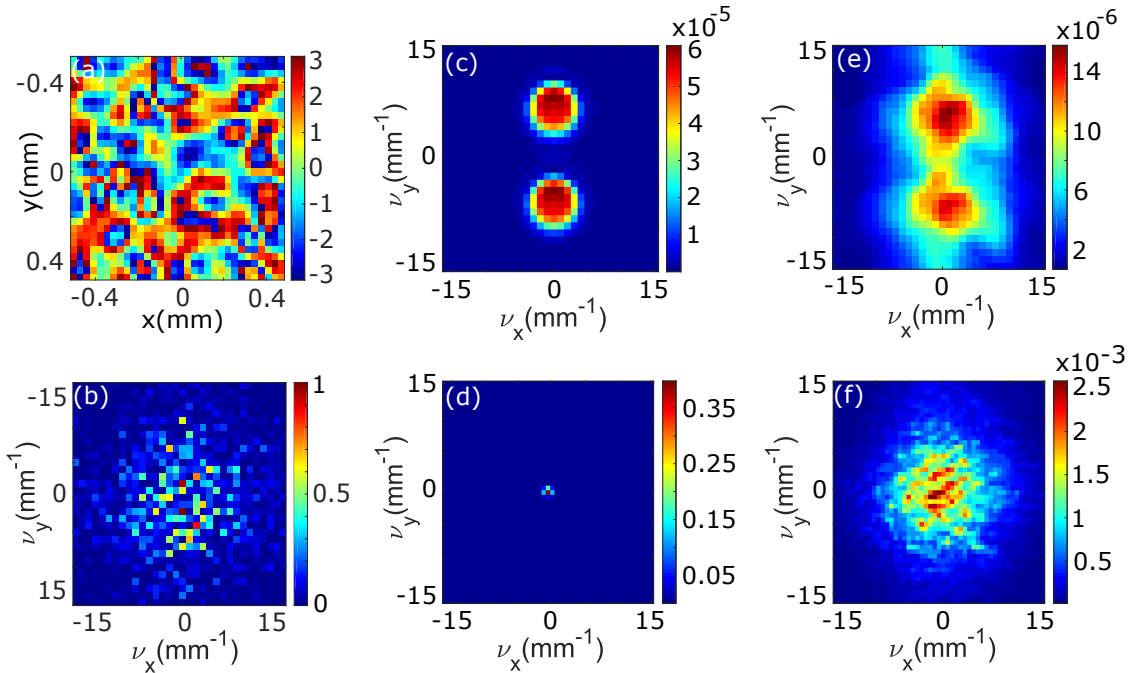


FIGURE 3.6 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de phase du diffuseur, de l'intensité des photons signal et idler et des fonctions de corrélations. (a) phase de transmission du diffuseur  $\Phi$  et (b) la transformée de Fourier de la transmission  $|\hat{t}|^2$ . Sans diffuseur : (c) somme des intensités des photons signal et idler et (d) fonction de corrélation en champ lointain. Avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal : (e) somme des intensités signal et idler et (f) fonction de corrélation en champ lointain

transformée de Fourier  $|\hat{t}|^2$  de sa fonction de phase sont représentées respectivement sur les figures 3.6(a) et 3.6(b). On observe une distribution aléatoire (entre  $0$  et  $2\pi$ ) de la phase du diffuseur (fig.3.6(a)) et un speckle dans la distribution spatiale de la fonction  $|\hat{t}|^2$  puisque le diffuseur est un objet de phase pure aléatoire. Dans la figure 3.6(c) qui présente la somme des intensités signal et idler, nous montrons que l'accord de phase de type 2 non colinéaire se produit autour des directions des photons signal et idler qui sont décalées l'une par rapport à l'autre d'un angle qui est égale au walk-off (voir fig. 2.4 de la section 2.1.1). Sans diffuseur de phase, nous obtenons dans la figure 3.6(d) un pic dans la fonction de corrélation entre l'image signal et l'image idler retournée de  $180^\circ$ , ce qui est aussi le cas de la figure 2.15(d) dans l'expérience. Lorsque le diffuseur de phase est simulé en champ proche du cristal, la figure 3.6(e) montre que les fluorescences paramétriques des faisceaux signal et idler ont été légèrement élargit dans les deux directions sous l'effet du diffuseur de phase. La fonction de corrélation présentée dans la figure 3.6(f) décrit un speckle à deux photons en accord avec nos prédictions faites<sup>7</sup> sur l'équation 3.29 puisque  $|\hat{t}|^2$  décrit un speckle (fig. 3.6(b)). Cet résultat est également en accord avec les résultats obtenus dans [21]. Ainsi, nous pouvons considérer que le faisceau pompe est suffisamment large dans le plan du cristal pour que sa transformée de

7. Nous avons précisé dans la section 3.1.2.1 que l'équation 3.29 décrit un speckle lorsque le faisceau pompe est suffisamment large en champ proche



Fourier soit assimilée à une fonction de Dirac et c'est ce qui justifie l'obtention d'un speckle avec un bon contraste dans ce cas. En utilisant la figure 3.6(f), nous avons déterminé l'ouverture angulaire du diffuseur en fréquences spatiales en nous avons obtenu une valeur approximative d'environ  $15 \text{ mm}^{-1}$ .

Les mêmes simulations qui sont présentées dans la figure 3.6 ont été repris en utilisant cette fois, des images de tailles  $64 \times 64$  pixels (durée des simulations : environ 8 heures). Les résultats dans ce cas sont présentés sur la figure 3.7.

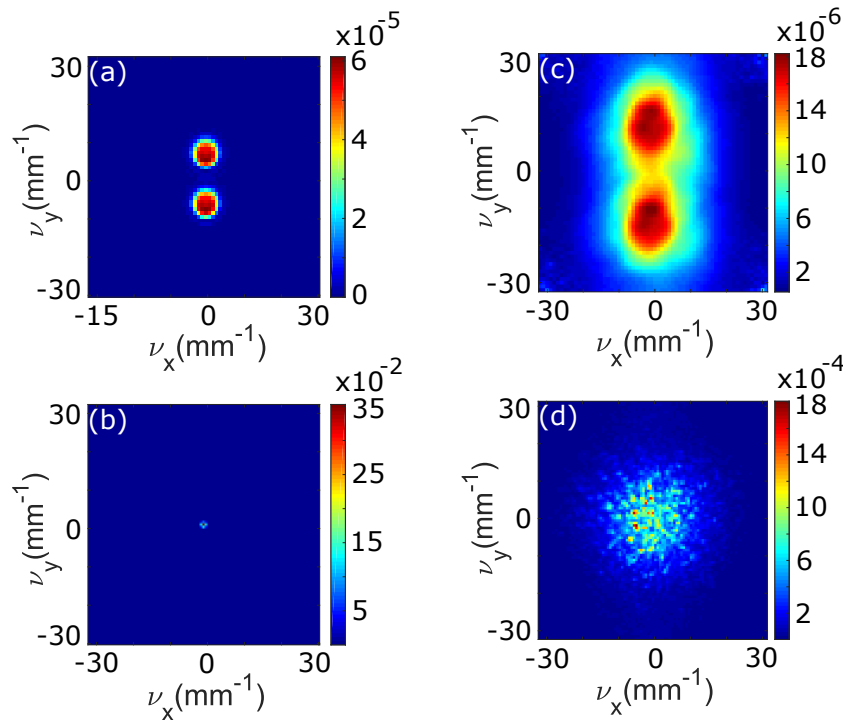


FIGURE 3.7 – Simulation numérique bidimensionnelle des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations en champ lointain du cristal. Sans diffuseur : (a) somme des intensités des photons signal et idler et (b) fonction de corrélation en champ lointain. Avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal : (c) somme des intensités signal et idler et (d) fonction de corrélation en champ lointain.

Nous obtenons des résultats similaires avec une meilleure résolution que ceux présentés dans la figure 3.6 puisque la cellule élémentaire du diffuseur dans la figure 3.7(d) est deux fois plus petite que celle dans la figure 3.6(f).

Dans le but de bien cerner les différents paramètres pouvant influencer la fonction de corrélation exprimée dans l'équation 3.29, nous avons repris les simulations numériques en faisant varier à chaque fois, l'un des paramètres suivants : la taille du faisceau pompe, la longueur du cristal non linéaire, l'ouverture angulaire du diffuseur. Nous avons également exploré le cas où le diffuseur de phase n'est pas exactement dans le plan image du cristal (défocalisation du diffuseur). Dans ce cas, vu le nombre de simulations que nous allons effectuer, nous avons choisi de travailler dans la suite avec des images de taille  $32 \times 32$  pixels.

## EFFET DE LA LARGEUR DU FAISCEAU POMPE

Dans ce paragraphe, nous évaluons l'effet de la taille (FWHM) du faisceau pompe en champ proche sur le speckle de corrélation obtenu dans la figure 3.6(d). Nous avons effectué les simulations numériques en considérant un cristal d'épaisseur  $800\ \mu\text{m}$  et un diffuseur de phase d'ouverture angulaire d'environ  $15\ \text{mm}^{-1}$  (en fréquences spatiales) situé dans le plan image du cristal (pas de défocalisation). Les résultats obtenus pour trois valeurs différentes de la taille du faisceau pompe sont présentés sur la figure 3.8.

Dans un premier temps, considérons le cas où la largeur du faisceau pompe est de

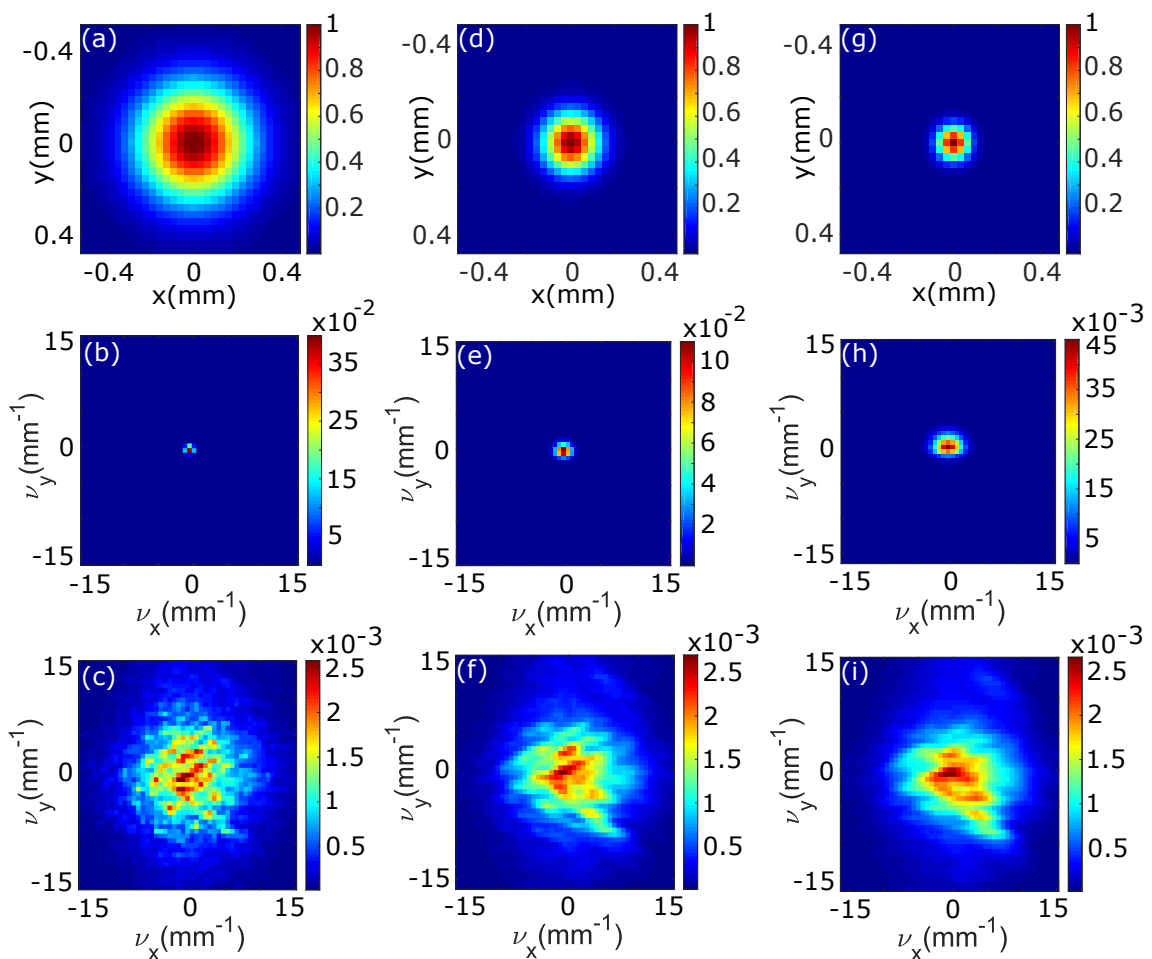


FIGURE 3.8 – Simulation numérique bidimensionnelle de des intensités du faisceau pompes et des fonctions de corrélations en champ lointain du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de  $0,30\ \text{mm}$  : (a) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (b) fonction de corrélation sans diffuseur et (c) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de  $0,18\ \text{mm}$  : (d) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (e) fonction de corrélation sans diffuseur et (f) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de  $0,12\ \text{mm}$  : (g) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (h) fonction de corrélation sans diffuseur et (i) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal.

0,30 mm comme ce fut le cas dans la figure 3.6. Dans ce cas, la figure 3.8(a) représente la distribution spatiale de l'intensité du faisceau pompe dans la plan du cristal. En absence du diffuseur, la distribution de la fonction de corrélation obtenue sur la figure 3.8(b) qui est dans ce cas la transformée de Fourier du faisceau pompe, présente un pic qui est suffisamment fin pour être assimilé une fonction de Dirac. Lorsque le diffuseur est simulée en champ proche du cristal, la distribution de la fonction de corrélation présentée sur la figure 3.8(c) décrit un speckle qui est identique à celui obtenu 3.6(d).

Dans un second temps, lorsqu'on diminue la largeur du faisceau pompe à 0,18 mm (figure 3.8(d)), la distribution spatiale de la fonction de corrélation sans diffuseur obtenue dans la figure 3.8(e) présente un pic de corrélation qui est un peu large de sorte qu'on ne puisse pas assimiler son profil à une fonction de Dirac. Dans ce cas, lorsque nous calculons la fonction de corrélation en présence du diffuseur, on obtient dans la figure 3.8(f), un speckle dont le contraste est plus faible comparé au speckle obtenu dans la figure 3.8(c). La perte du contraste dans la figure 3.8(f) vient du fait que nous convoluons un pic large<sup>8</sup> par un speckle (voir équation 3.29), le contraste du speckle est fortement réduit.

Enfin, nous avons encore réduit la largeur du faisceau pompe à 0,12 mm (figure 3.8(g)). Sans diffuseur, La fonction de corrélation présentée dans la figure 3.8(h) décrit un pic qui est encore plus large que celui obtenu dans la figure 3.8(e). En présence du diffuseur, la fonction de corrélation obtenue sur la figure 3.8(i) présente un speckle dont le contraste est très faible comparé à celui du speckle obtenu dans 3.8(d) et légèrement réduit comparé à la figure 3.8(f). Cette baisse du contraste du speckle est due également aux raisons que nous venons d'évoquer dans le cas où la largeur de la pompe est de 0,18 mm. En effet, la pompe étant rétrécie dans la plan du cristal, sa transformée présente un pic plus large de sorte qu'en convoluant ce pic par un speckle, on a une perte du contraste du speckle. À travers les résultats présentés dans la figure 3.8, nous venons de démontrer numériquement que la fonction de corrélation exprimée dans l'équation 3.8 décrit un speckle pour un faisceau pompe suffisamment large dans le plan du cristal. Le contraste du speckle est fortement réduit lorsque la taille du faisceau pompe est rétrécie dans le plan du cristal.

### EFFET DE LA LONGUEUR DU CRISTAL

Nous évaluons maintenant l'effet de la longueur du cristal sur la fonction de corrélation en champ lointain en gardant fixant la largeur à mi-hauteur du faisceau pompe à 0,30 mm et l'ouverture angulaire du diffuseur à  $15 \text{ mm}^{-1}$ . Les résultats obtenus pour trois valeurs de longueur du cristal ( $L$ ) sont illustrés sur la figure 3.9. Pour un cristal non linéaire d'épaisseur  $800 \mu\text{m}$ , la fonction de corrélation obtenue (figure 3.9(a)) décrit un speckle qui est identique à ceux présentés dans les figures 3.8(c) et 3.6(f). En augmentant l'épaisseur du cristal à 2,5 mm (figure 3.9(b)) et à 5 mm (figure 3.9(c)), le contraste du speckle de corrélation diminue progressivement et la structure obtenue a la même taille que celle du speckle obtenue dans la figure 3.9(a). Pour comprendre cette perte de contraste, nous pouvons remonter à la section 3.1.2 et la section 3.1.2.1 qui ont permis d'établir l'équation 3.29. Dans ces deux sections, nous avons considéré un cristal suffisamment mince, pour considérer que le plan (P) est parfaitement localisé, ce qui également le cas pour le plan (P'). Or pour un cristal suffisamment épais, il est impossible de déterminer la position du plan (P) dans lequel les photons signal et idler sont générés et également celle du plan

8. Le "large" renvoie au fait que ce pic n'est pas suffisamment fin pour être assimilé à une fonction de Dirac

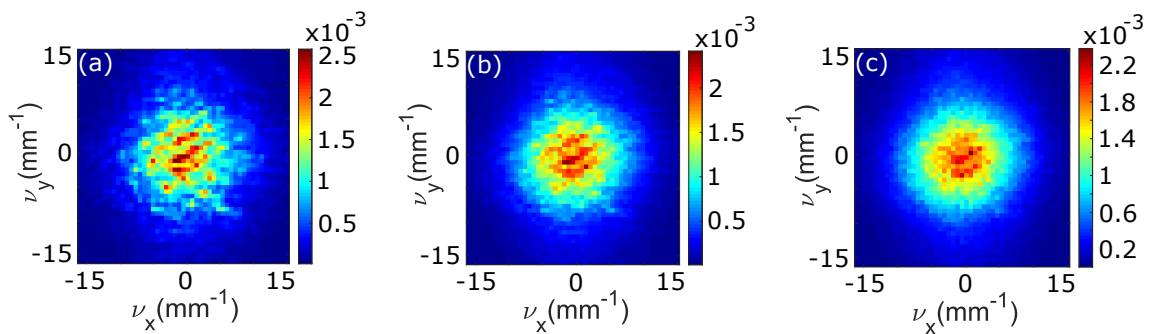


FIGURE 3.9 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation pour un cristal non linéaire d'épaisseur  $L = 800 \mu\text{m}$  (a), pour  $L = 2,5 \text{ mm}$  (b) et pour  $L = 5 \text{ mm}$  (c).

(P'). En conséquence, les photons signal et idler peuvent se propager dans le diffuseur de phase avec des fonctions de phases (transmissions) différentes, rendant ainsi l'équation 3.29 non valide dans ce cas.

#### EFFET D'UNE DÉFOCALISATION DU DIFFUSEUR

Dans ce paragraphe, nous allons supposer le cristal mince ( $800 \mu\text{m}$ ) et considérer que le diffuseur de phase ne se trouve pas exactement dans le plan (P'), mais plutôt dans un plan situé à  $5 \text{ mm}$  derrière le plan (P'). Ainsi, nous simulons une défocalisation du diffuseur. Cette situation est similaire à celle que nous avons évoquée précédemment en faisant varier l'épaisseur du cristal puisqu'en défocalisant le diffuseur du plan (P'), les photons signal et idler seront transmis avec des fonctions de phases différentes. Nous avons fixé la largeur à mi-hauteur du faisceau pompe à  $0,30 \text{ mm}$  et l'ouverture angulaire du diffuseur à  $15 \text{ mm}^{-1}$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.10.

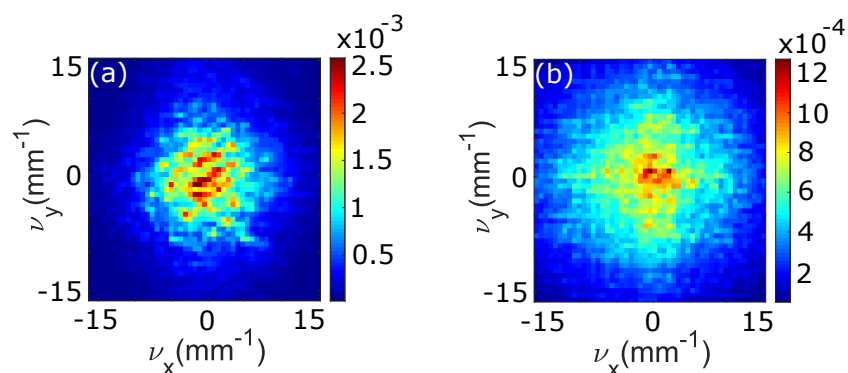


FIGURE 3.10 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation (a) diffuseur dans le plan (P') (sans défocalisation) et (b) défocalisation du diffuseur de  $5 \text{ mm}$ .

Lorsque le diffuseur de phase est simulé dans le plan image (P') du cristal, la fonction de corrélation (figure 3.10(a)) présente un speckle. Néanmoins, en simulant le diffuseur dans un plan situé à  $5 \text{ mm}$  après le plan (P'), le speckle de corrélation obtenue dans la figure 3.10(b) est plus étalé et moins contrasté que le speckle présenté dans la figure

3.10(a). La baisse du contraste dans la figure 3.10(b) s'explique du fait que les photons signal et idler traversent le diffuseur en deux points différents et sont donc transmis avec deux fonctions de phases différentes. Ce qui ne correspond pas à la situation décrite dans l'équation 3.29.

### EFFET DE L'OUVERTURE ANGULAIRE DU DIFFUSEUR

Dans ce dernier paragraphe, nous allons évaluer l'effet de l'ouverture angulaire du diffuseur sur la fonction de corrélation en champ lointain. Nous fixons la taille du faisceau pompe à  $0,30\text{ mm}$ , l'épaisseur du cristal à  $800\text{ }\mu\text{m}$  et nous considérons que le diffuseur est simulé dans le plan (P'). Nous avons ensuite effectué les simulations pour trois valeurs différentes de l'ouverture angulaire (en fréquences spatiales) du diffuseur. Ces différentes ouvertures angulaires sont obtenus en faisant un filtrage spatiale de la fonction de phase du diffuseur. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.11.

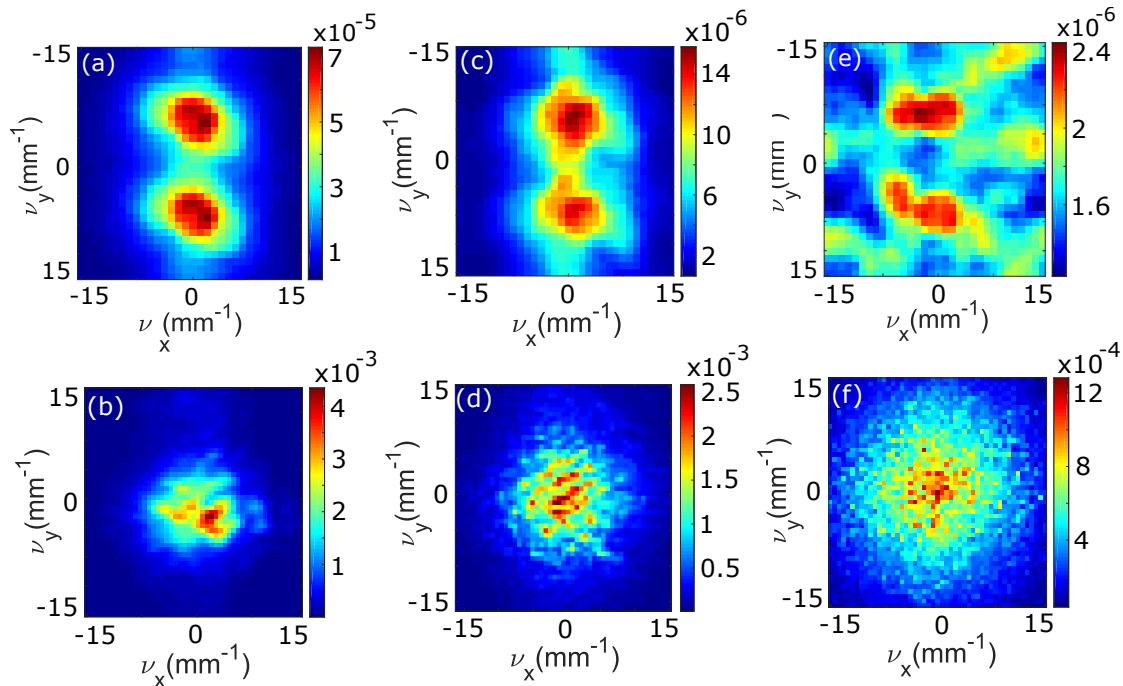


FIGURE 3.11 – Simulation numérique des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations. Somme des intensités signal et idler pour un diffuseur d'ouverture angulaire de  $12\text{ mm}^{-1}$  (a),  $15\text{ mm}^{-1}$  (c) et  $20\text{ mm}^{-1}$  (e). Fonctions de corrélations pour un diffuseur d'ouverture angulaire de  $12\text{ mm}^{-1}$  (b),  $15\text{ mm}^{-1}$  (d) et  $20\text{ mm}^{-1}$  (f).

Les figures 3.11(a), 3.11(c) et 3.11(e) montrent que plus l'ouverture angulaire du speckle est importante, plus les tâches de la SPDC en champ lointain s'élargissent. Cette diminution de l'intensité est liée au fait que celle-ci est répartie sur un plus grand nombre de pixels. Les fonctions de corrélations obtenues dans les figures 3.11(b), 3.11(d) et 3.11(f) présentent un speckle dont la taille des grains diminue lorsque l'étendue spatiale du speckle augmente. En effet, en élargissant le cône de diffusion les corrélations spatiales se répartissent sur une surface plus étendue ce qui signifie que plus de centres diffuseurs sont illuminés par la SPDC et dans ce cas les grains de speckle de corrélation obtenus

sont plus petits.

Nous retenons que la fonction de corrélation en champ lointain du cristal obtenue dans l'équation 3.29 décrit un speckle moyennant trois conditions à savoir : le faisceau pompe doit être suffisamment large dans le plan du cristal, le cristal doit être mince et le diffuseur de phase doit être situé dans le plan image du cristal.

### 3.1.2.3/ CAS OÙ LE MILIEU DIFFUSANT EST EN CHAMP LOINTAIN DE LA SOURCE DE PHOTONS ET LA DÉTECTION SE FAIT EN CHAMP PROCHE

Dans cette section, nous allons également établir l'expression de la fonction de corrélation lorsque nous insérons le milieu diffusant dans le champ lointain du cristal non linéaire et les caméras en champ proche du cristal (figure. 3.4(b)), nous mesurons dans ce cas les corrélations en champ proche du cristal.

Dans cette deuxième configuration, les faisceaux signal et idler générés via la SPDC sont transmis à travers deux systèmes optiques  $2 - f$  identiques avec un milieu diffusant dans le plan intermédiaire de Fourier situé entre ces systèmes optiques. Dans cette situation, les faisceaux signal et idler traversent le milieu diffusant à des positions différentes  $\mathbf{r}'_s \neq \mathbf{r}'_i$ . Par conséquent, les deux faisceaux sont transmis avec deux fonctions de phases différentes  $t(\mathbf{r}'_s)$  et  $t(\mathbf{r}'_i)$ . Nous pouvons donc considérer que les trajets des faisceaux signal et idler comprennent un système optique afocal (système optique  $4 - f$ ) avec les ouvertures  $t(\mathbf{r}'_s)$  et  $t(\mathbf{r}'_i)$  respectivement. En tenant compte de ces considérations, les fonctions de Green des systèmes optiques situés sur les trajets des faisceaux signal et idler peuvent s'exprimer sous la forme [110, 113] :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}) = \frac{e^{-4ikf}}{i\lambda f} \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{\lambda f}\right) \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) = \frac{e^{-4ikf}}{i\lambda f} \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{\lambda f}\right) \end{cases} \quad (3.31)$$

Avec  $\tilde{t}$  la transformée de Fourier de la fonction de phase  $t(\mathbf{r}')$ . En tenant compte de l'équation 3.25 et de l'équation 3.31, l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton dans cette configuration prend la forme :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \int E_p(\mathbf{r}) \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{\lambda f}\right) \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{\lambda f}\right) d\mathbf{r} \quad (3.32)$$

Nous retrouvons également une expression de l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton qui est similaire à celle présentée dans l'équation 3.18.

En combinant l'équation 3.13 et l'équation 3.32, nous arrivons à une expression de la fonction de corrélation entre les photons signal et idler sous la forme :

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) = |\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i)|^2 \propto \left| \int E_p(\mathbf{r}) \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_s}{\lambda f}\right) \tilde{t}\left(2\pi \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{\lambda f}\right) d\mathbf{r} \right|^2 \quad (3.33)$$

L'équation. 3.33 indique que dans le cas où le milieu diffusant est placé en champ lointain du cristal non linéaire et les caméras en champ proche, la fonction de corrélation entre les photons signal et idler est le résultat d'une triple convolution entre la fonction d'onde du biphoton en champ proche et les transformées de Fourier de deux fonctions

de phase pure aléatoires décorréliées [112]. Compte tenu de la complexité de l'équation 3.33, il n'est pas simple de prédire avec certitude la structure spatiale décrite par cette fonction de corrélation.

Comme nous l'avons fait dans la section 3.1.2.1, nous avons résolu numériquement l'équation 3.33 à travers la méthode basée sur la simulation numérique de la fonction d'onde du biphoton que nous avons déjà présentée dans la section 3.1.2.2. Nous allons nous placer dans la configuration illustrée sur la figure 3.4(b) dans laquelle la SPDC est générée suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire et les corrélations se mesurent cette fois en champ proche du cristal non linéaire. Nous allons considérer également des images bidimensionnelles de taille  $32 \times 32$  pixels. Pour un cristal d'épaisseur  $800 \mu\text{m}$ , un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur égale à  $0,3 \text{ mm}$  et un diffuseur de phase pur situé dans le plan ( $P'$ ), les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.12.

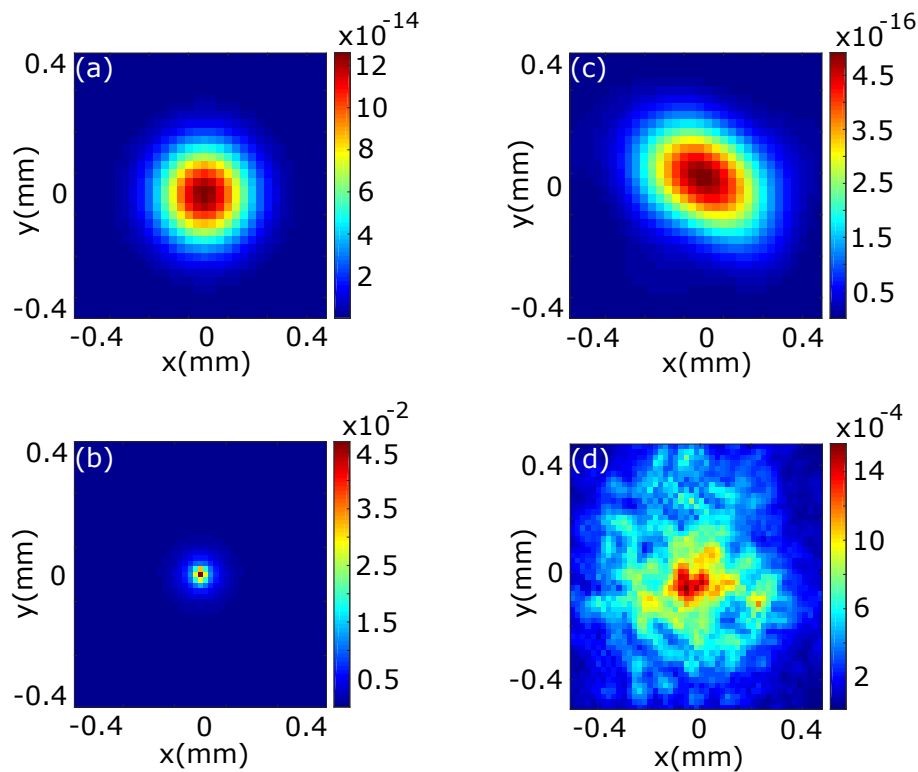


FIGURE 3.12 – Simulation numérique des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations en champ proche du cristal. Sans diffuseur : (a) intensité du photon signal ou idler et (b) fonction de corrélation en champ proche. Avec diffuseur de phase dans le plan de Fourier du cristal : (c) intensité du photon signal ou idler et (d) fonction de corrélation en champ proche.

Sans diffuseur de phase, la figure 3.12(a) correspond à la distribution spatiale de l'intensité du photon signal ou idler en champ proche du cristal. La fonction de corrélation en champ proche présentée sur la figure 3.12(b) présente un pic de corrélation, ce qui est le cas dans la figure 3.6(b). Lorsque le diffuseur de phase est simulé dans le plan de Fourier du cristal, alors que la figure 3.12(c) montre un faisceau signal ou idler déformé sous l'effet de la diffusion, la figure 3.12(d) présente une structure de speckle donc le contraste est faible comparé au speckle obtenu dans la figure 3.6(d). La perte du contraste dans



la figure 3.12(d) est liée à la triple convolution obtenue dans l'équation 3.33, qui réduit fortement le contraste du speckle de corrélation. Nous avons aussi évalué l'effet de la longueur du cristal et de la défocalisation du diffuseur sur la fonction de corrélation obtenue en champ proche. La largeur du faisceau pompe ( $0,30\text{ mm}$ ) et l'ouverture angulaire ( $15\text{ mm}^{-1}$ ) du diffuseur ne varient pas.

#### EFFET DE LA LONGUEUR DU CRISTAL

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus pour un cristal d'épaisseur  $800\text{ }\mu\text{m}$  et un autre d'épaisseur  $2,5\text{ mm}$ . Les fonctions de corrélation obtenues sont

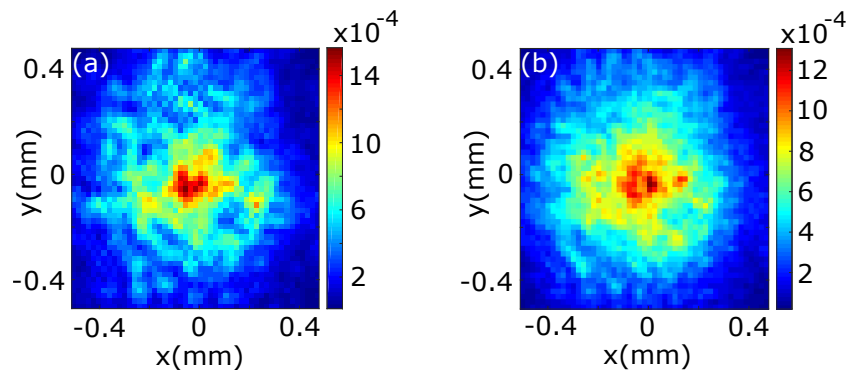


FIGURE 3.13 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation pour un cristal non linéaire d'épaisseur  $L_c = 800\text{ }\mu\text{m}$  (a) et pour  $L_c = 2,5\text{ mm}$  (b).

présentées sur les figures 3.13(a) et 3.13(b). En augmentant l'épaisseur du cristal à  $2,5\text{ mm}$  (figure 3.13(b)), la fonction de corrélation décrit une structure granulaire dont le contraste est fortement réduit comme ce fut le cas dans les résultats obtenus en champ lointain (voir fig. 3.9(b) et fig. 3.9(c)). En effet, en augmentant l'épaisseur du cristal, la position du plan (P) n'est plus localisée, de même que celles des plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). Dans ce cas, rien ne garanti que le plan (P) soit toujours conjugué avec les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) et auquel cas, les caméras EMCCD1 et EMCCD2 ne sont plus dans le plan image du cristal (voir fig. 3.4(b)).

#### EFFET DE LA DÉFOCALISATION DU DIFFUSEUR

Dans ce paragraphe, nous considérons que le diffuseur de phase est défocalisé du plan ( $P'$ ) (voir figure 3.4(b)) de  $5\text{ mm}$  comme nous l'avons fait pour la simulation de la fonction de corrélation en champ lointain (voir la section 3.1.2.2). Les figures 3.14(a) et 3.14(b) correspondent respectivement aux fonctions de corrélations obtenues sans défocalisation et avec une défocalisation de  $5\text{ mm}$  du diffuseur par rapport au plan ( $P'$ ). Ces figures montrent qu'une défocalisation du diffuseur simulé dans le plan de Fourier du cristal ne modifie pas considérablement la fonction de corrélation en champ proche, ce qui n'est pas le cas de la figure 3.10(b) où une défocalisation du diffuseur simulé dans le plan image du cristal modifie significativement la fonction de corrélation en champ lointain. En effet, dans la configuration présentée sur la figure 3.4(b), lorsque le diffuseur est décalé légèrement par rapport au plan ( $P'$ ), les fonction de phase des photons signal et idler



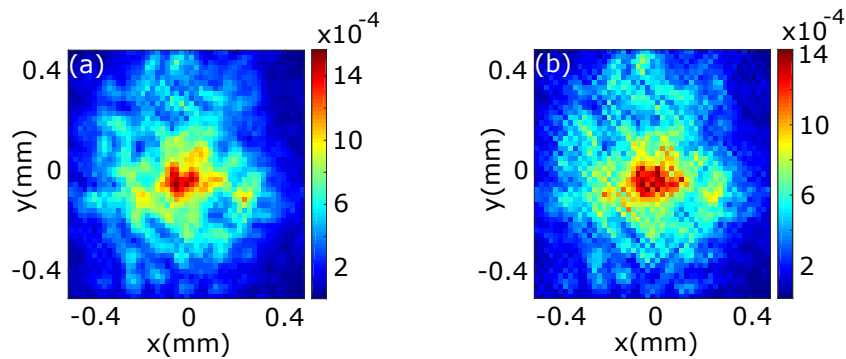


FIGURE 3.14 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation : (a) diffuseur dans le plan ( $P'$ ) et (b) diffuseur défocalisé de  $5\text{ mm}$  du plan ( $P'$ ).

restent les mêmes puisque les points de transmission de ces photons ne changent pas lors de la défocalisation.

#### TRANSMISSION IDENTIQUE POUR LES PHOTONS SIGNAL ET IDLER

Considérons maintenant le cas où les photons signal et idler sont transmis avec des fonctions de phase identiques.

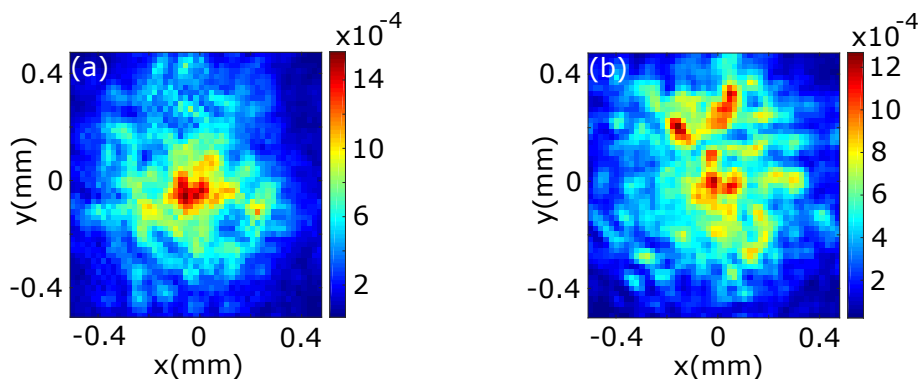


FIGURE 3.15 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation : (a) les transmissions des photons signal et idler sont différentes et (b) les photons signal et idler sont transmis avec la même fonction de phase.

La figure 3.15 présente les fonctions de corrélation obtenues dans le cas où les deux photons sont transmis avec des fonctions de phase différentes (figure 3.15(a)) et des fonctions de phase identiques (figure 3.15(b)). La fonction de corrélation obtenue lorsque les deux photons sont transmis avec des fonction de phase identiques (figure 3.15(b)) décrit un speckle avec un contraste plus élevé comparé au cas où les photons sont transmis avec des fonctions de phase différentes (figure 3.15(a)). Pour expliquer la différence entre les fonctions de corrélations présentées dans la figure 3.15, nous allons nous référer à l'équation 3.33. En effet, lorsque les deux photons sont transmis avec deux fonctions de phase différentes, la fonction de corrélation entre les deux photons est une triple convolution entre trois fonctions dont la fonction d'onde du biphoton en champ proche et les

transformées de Fourier de deux fonctions de phase pure aléatoire décorréliées. Cette triple convolution induit la réduction du contraste du speckle de corrélation obtenu dans la figure 3.15(a). Si nous considérons maintenant que les deux photons sont transmis avec la même fonction de phase, l'équation 3.33 deviendra une convolution entre la fonction d'onde du biphoton en champ proche et le carré de la transformée de Fourier d'une fonction de phase pure (qui est un speckle). Ainsi, nous obtenons dans la figure 3.15(b) un speckle avec un bon contraste.

Nous retenons qu'en champ proche le contraste du speckle de corrélation est dégradé du fait de la présence de la triple convolution et nous obtenons une structure granulaire avec un contraste fortement réduit lorsque le cristal est épais. Cependant, une légère défocalisation du diffuseur situé dans le plan de Fourier du cristal n'a pas d'effet significatif sur la fonction de corrélation.

Après avoir étudié numériquement les fonctions de corrélation en champ lointain (équation 3.29) et en champ proche (équation 3.33) en utilisant la méthode basée sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton, nous allons procéder dans la suite aux mesures expérimentales.

### 3.2/ MESURE DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP LOINTAIN.

Dans cette seconde section, nous allons présenter les résultats de la mesure expérimentale de la fonction de corrélation quantique spatiale entre des paires de photons détectés en champ lointain, lorsque ceux-ci sont transmis par un milieu diffusant mince situé dans le plan image du cristal. Avant de présenter notre dispositif expérimental de mesure, nous allons d'abord présenter les caractéristiques du milieu diffusant mince utilisé lors de nos mesures expérimentales.

Pour déterminer les caractéristiques de notre diffuseur mince, nous avons éclairé ce diffuseur avec un laser hélium-néon qui émet à la longueur d'onde de 633 nm puis l'intensité diffusée par le milieu est enregistrée en champ lointain sur l'une des caméras EMCCD. Nous avons également utilisé un profilomètre pour caractériser la surface du diffuseur en 3D.

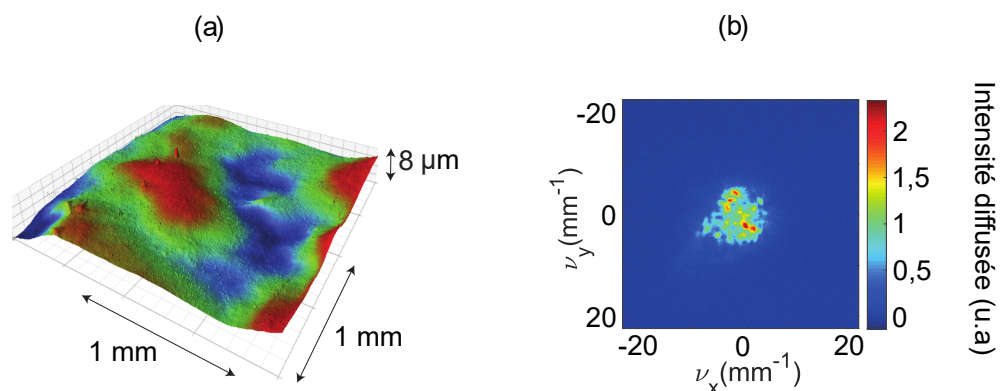


FIGURE 3.16 – (a) Profil 3D du diffuseur et (b) l'intensité cohérente diffusée en champ lointain en utilisant un laser hélium-néon émettant à 633 nm. Les axes sur la figure de l'intensité diffusée (b) sont gradués en fréquences spatiales.

La figure 3.16(a) montre le profil 3D sur une surface de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  du diffuseur. Le milieu diffusant mince est obtenu à partir d'une lame de microscope en verre dont l'une des faces est attaquée par de l'acide fluorhydrique. Ce processus nous a permis de produire un diffuseur avec une rugosité d'écart-type  $\sigma_r = 3 \mu\text{m}$  et une largeur de grain d'écart-type ( $\sigma_{ond} = 100 \mu\text{m}$ ). Le profil de rugosité assure une modulation spatiale de la phase du faisceau transmis avec une large amplitude ( $\sigma_\phi = \frac{2\pi(n-1)\sigma_r}{\lambda} > 4\pi$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau incident et  $n = 1,5$  l'indice de réfraction du diffuseur) permettant l'obtention d'un speckle pleinement développé en éclairage cohérent. En champ lointain, l'ouverture angulaire de la lumière diffusée est inversement proportionnelle à la taille typique de modulation de phase du diffuseur. La figure 3.16(b) correspond à l'intensité diffusée en champ lointain en éclairage cohérent. Les axes de la figure 3.16(b) sont gradués en fréquences spatiales. Le passage de coordonnées en pixels à des coordonnées en fréquences spatiales s'obtient par la relation :

$$v(\text{mm}^{-1}) = \frac{\sqrt{S_{pix}} \times n_{pix}}{\lambda \times f}, \quad (3.34)$$

avec  $S_{pix}$  la surface d'un pixel sur la caméra EMCCD (en  $\text{mm}^2$ ),  $n_{pix}$  le nombre de pixels,  $\lambda$  la longueur à laquelle la lumière est détectée ( $0,633 \times 10^{-3} \text{ mm}$ ) et  $f$  la distance focale de la lentille de détection ( $150 \text{ mm}$ ).

La distribution spatiale de l'intensité diffusée en champ lointain par le milieu diffusant décrit un speckle à 1 photon dont l'étendue spatiale dépend du cône du diffusion. Le speckle obtenu apporte des informations sur les propriétés statistiques du milieu diffusant [21]. La taille du speckle (la largeur à mi-hauteur) obtenu partir de la figure 3.16(b) est d'environ  $8 \text{ mm}^{-1}$  suivant les directions transverses  $x$  et  $y$ , ce qui correspond une taille typique<sup>9</sup> de grain d'environ  $125 \mu\text{m}$ . Cette valeur obtenue expérimentalement est en accord avec le profil d'ondulation de la surface du diffuseur (voir figure. 3.16(a)). À partir de la figure 3.16(b), nous pouvons estimer l'ouverture angulaire du milieu diffusant à environ  $6 \text{ mrad}$ . Cette valeur est obtenue en multipliant la taille (exprimée en fréquences spatiales) du speckle par la longueur d'onde de détection.

### 3.2.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Nous allons maintenant présenter puis décrire le dispositif expérimental de mesure mis en place pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ lointain.

Dans le schéma expérimental présenté sur la figure 3.17, un faisceau pompe UV illumine un cristal non linéaire de  $\beta$ -BBO d'épaisseur  $0,8 \text{ mm}$  au sein duquel est générée la SPDC. Des paires de photons intriqués sont générées dans le  $\beta$ -BBO à travers la SPDC suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire. Les deux photons d'une paire ont des polarisations croisées<sup>10</sup> et se propagent à la sortie du cristal dans des directions différentes grâce à l'accord de phase non colinéaire. On utilise un miroir dichroïque pour bloquer la lumière UV émise à  $355 \text{ nm}$  et filtrer la SPDC. Un système afocal constitué des lentilles  $L_1$  et  $L_2$  de même distance focale ( $f_1 = f_2 = 75 \text{ mm}$ ) est utilisé pour imager la sortie du cristal sur le milieu diffusant mince situé dans le plan (P'). Les paires de photons illuminent le mi-

9. La taille typique des grains de speckle est inversement proportionnelle à la taille du speckle obtenu en champ lointain

10. Pour une paire de photon générée, si l'un des photons à une polarisation horizontale, alors le second à une polarisation verticale et vice-versa.

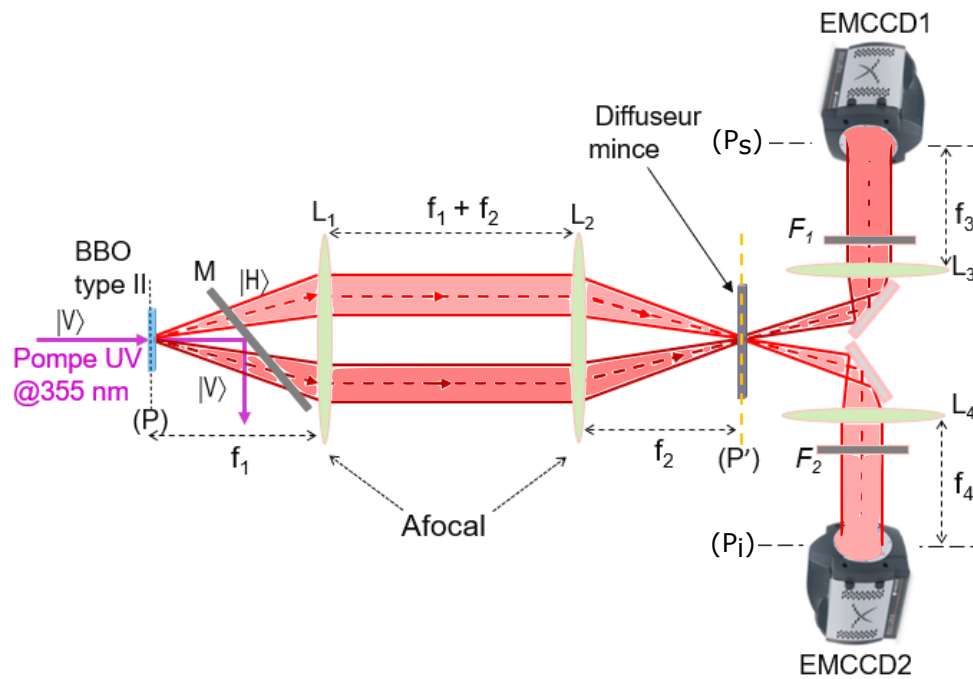


FIGURE 3.17 – Montage expérimental de mesure des corrélations en champ lointain. (P) représente le plan du cristal non linéaire. ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans de Fourier du cristal non linéaire. ( $P'$ ) représente le plan image du cristal non linéaire.  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale. M est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels.

lieu diffusant avec des angles d'incidences différents et sont transmis dans des directions séparées du fait de l'accord de phase non colinéaire et de la faible ouverture angulaire du diffuseur. Étant donné que le diffuseur utilisé dans cette expérience est mince (diffuseur de phase), les deux photons subissent le même déphasage à un endroit donné du diffuseur. Les images de la SPDC sont obtenues en champ lointain de la source du biphoton sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 en utilisant les lentilles  $L_3$  et  $L_4$  de même distance focale ( $f_3 = f_4 = 150 \text{ mm}$ ). Avant détection, nous utilisons des filtres interférentiels  $F_1$  et  $F_2$  centrés autour de  $710 \text{ nm}$  et de largeur  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$ , pour sélectionner les photons émis autour de la dégénérescence. Le temps d'exposition des caméras EMCCD pour l'acquisition d'une image est de  $100 \text{ ms}$ , ce qui est équivalent à une accumulation de 100 impulsions laser. Le temps d'exposition des caméras EMCCD est ajusté pour permettre une détection d'un nombre moyen de photon par pixel (0,15 photons/pixels) permettant de minimiser les erreurs de détection dues aux bruits électroniques des caméras comme nous l'avons indiqué dans la section 2.2.1. Pour minimiser les aberrations géométriques induites par la défocalisation des composants optiques (lentilles, miroirs, caméras, etc.) ou du milieu diffusant, nous devons d'une part nous assurer que le milieu diffusant mince est dans le plan image ( $P'$ ) du cristal et d'autre part veiller à ce que tous les composants optiques soient bien alignés. Ce travail préliminaire a été fait en utilisant le laser hélium-néon et durant lequel nous avons enregistré l'intensité diffusée en champ lointain présentée sur la figure. 3.16(b). Nous avons précisé dans la section 2.2.1 que dans le cadre de nos mesures expérimentales, nous mesurons les corrélations quantiques spatiales dans un régime de comptage de photons. Pour éviter de perdre une fraction importante des pho-

tons diffusés après propagation à travers le milieu diffusant, nous devons nous assurer que l'ouverture angulaire du milieu diffusant ( $\sim 6\text{ mrad}$ ) est plus petite que l'ouverture angulaire des lentilles de collection  $L_3$  et  $L_4$  et la largeur angulaire d'accord de phase. L'ouverture angulaire des lentilles de collection  $L_3$  et  $L_4$  qui est de  $170\text{ mrad}$  est obtenue en divisant le diamètre de ces lentilles ( $25,4\text{ mm}$ ) par la distance  $f_3$  ou  $f_4$ . Les résultats des mesures effectuées à partir de la figure 3.17 sont présentés dans la section 3.2.2.

### 3.2.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Dans cette sous-section, nous présentons les résultats des mesures de corrélations quantiques spatiales en champ lointain entre des paires de photons intriqués qui sont transmis par un milieu diffusant mince. Ces résultats sont présentés sur la figure 3.18.

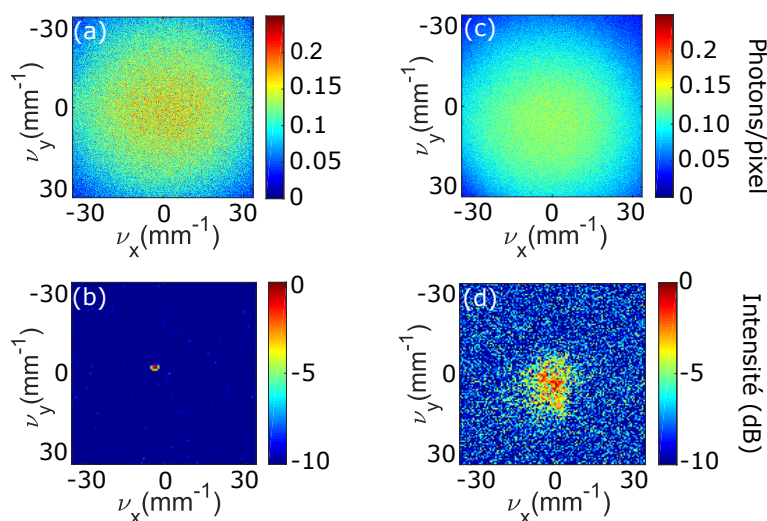


FIGURE 3.18 – Sans milieu diffusant : (a) le nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire et (b) la fonction de corrélations croisées normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le milieu diffusant mince (c) et (d) représentent respectivement le nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire et la fonction de corrélations croisées normalisée en 40 000 paires d'images.

Dans un premier temps, nous avons enlevé le milieu diffusant dans le montage expérimental et nous avons effectué des mesures de corrélations quantiques spatiales entre 100 paires d'images issues de photons intriqués dans le but de caractériser l'état du biphoton. La figure 3.18(a) correspond à la distribution spatiale du nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire. La largeur à mi-hauteur du faisceau de la SPDC obtenue à partir de la figure 3.18(a) qui est de  $66\text{ mm}^{-1}$  dépend de l'accord de phase. Pour calculer la largeur angulaire d'accord de phase, nous allons utiliser la fluorescence paramétrique enregistrée dans la figure 3.18(a). La largeur angulaire d'accord de phase est obtenue en multipliant la largeur à mi-hauteur de la fluorescence paramétrique par la longueur d'onde du photon signal ou idler ( $710\text{ nm}$ ). Dans ce cas, la largeur angulaire d'accord de phase obtenue est

égale à  $47 \text{ mrad}$ . Cette valeur obtenue est nettement supérieure à l'ouverture angulaire du milieu diffusant ( $\sim 6 \text{ mrad}$ ). Par conséquent, nous pouvons considérer que toute la lumière diffusée est collectée à travers notre système d'imagerie dans la mesure où l'ouverture angulaire de la SPDC en présence du diffuseur est très inférieure à l'ouverture angulaire des lentilles  $L_3$  et  $L_4$ . La figure 3.18(b) représente la distribution spatiale de la fonction de corrélation croisée<sup>11</sup> mesurée entre 100 paires d'images de paires de photons intriqués. La fonction de corrélation croisée dans ce cas présente un pic de corrélation comme ce fut le cas dans la figure 2.15(d). Nous avons choisi de mesurer les corrélations quantiques spatiales entre 100 paires d'images car en absence de milieu diffusant, cela suffit pour observer un pic de corrélation avec un SNR d'environ 10 dB. À partir de la figure 3.18(b), l'intégrale du pic de corrélation nous permet d'estimer un degré de corrélations à 0,22 (22% des photons détectés par paire). Cette valeur est proche du rendement quantique global de notre système d'imagerie qui est de 26% [88]. Ce rendement global de notre système d'imagerie qui a été mesuré dans [88] tient compte des pertes optiques<sup>12</sup>  $\eta_{optics} = 0,64$ , des pertes provenant des filtres interférentiels  $\eta_{filter} = 0,56$  et de l'efficacité quantique des caméras EMCCD  $\eta_{cam} = 0,74$ . Soit un rendement global de  $\eta = \eta_{optics} \times \eta_{filter} \times \eta_{cam} = 0,26$ . La différence entre le degré de corrélation obtenu dans la figure 3.18(b) et celui de 26% obtenu dans [88] est due aux pertes introduites par les deux lentilles supplémentaires<sup>13</sup> ( $L_1$  et  $L_2$ ) que nous avons insérées dans notre dispositif expérimental (figure 3.17). En approximant le pic de corrélation obtenu dans la figure 3.18(b) à un profil Gaussien bidimensionnel, nous avons calculé les variances conditionnelles de la largeur du pic de corrélation suivant les axes  $x$  et  $y$ . La réf. [86] donne plus de détails sur le calcul des variances conditionnelles. À partir de la figure 3.18(b), nous obtenons les variances conditionnelles suivantes :  $\sigma_{v_x}^2 = (50 \pm 1) \text{ mm}^{-2} \hbar^2$  suivant l'axe  $x$  et  $\sigma_{v_y}^2 = (10,5 \pm 0,2) \text{ mm}^{-2} \hbar^2$  suivant l'axe  $y$ . Ces variances conditionnelles montre une asymétrie du pic de corrélation. Nous reviendrons sur les causes de cette asymétrie dans la section 3.3.

Dans un second temps, on considère le milieu diffusant dans le plan image du cristal non linéaire comme illustré sur la figure 3.17. La figure 3.18(c) montre la distribution spatiale du nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler enregistrée en champ lointain du cristal. En observant les figures 3.18(a) et 3.18(c), nous constatons que le profil du faisceau de SPDC n'ont pas subi d'élargissement significatif au cours du processus de diffusion. La figure 3.18(d) représente la distribution spatiale de la fonction de corrélations entre 40 000 paires d'images. Comme les corrélations sont dispersées sur une étendue liée au propriétés de diffusion du milieu, le calcul des corrélations quantiques spatiales sur 40 000 paires d'images est requis pour atteindre un SNR de 10 dB. La fonction de corrélations spatiales obtenue dans la figure 3.18(d) reproduit un speckle comme ce fut le cas dans les simulations (fig. 3.6(d)) et en accord avec les travaux réalisés par Peeters *et al.* [21] où deux détecteurs ponctuels sont utilisés pour balayer les plans de détection des deux photons. Comme nous l'avons fait dans le cas de la lumière cohérente (voir figure 3.16(b)), nous avons mesuré la taille (en unités de fréquences spatiales) du speckle obtenu dans la figure 3.18(d) et nous avons obtenu  $8,4 \text{ mm}^{-1}$ . Cette valeur correspond à un diffuseur avec un profil d'ondulation de taille moyenne de  $119 \mu\text{m}$ , en accord avec l'amplitude d'ondulation de la surface du diffuseur. Nous pouvons conclure que le

11. On parle de corrélation croisée lorsque dans le calcul de la fonction de corrélation on retourne une image par rapport à l'autre de  $180^\circ$ .

12. Les pertes optiques prennent en compte la transmission au niveau du cristal non linéaire, des lentilles et la réflexion des miroirs

13. Dans la réf. [88], les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  ne sont pas présentes.



speckle à deux photons obtenu dans la figure 3.18(d) a la même taille que le speckle obtenu avec la lumière cohérente (figure 3.16(b)). Le degré de corrélation obtenu dans la figure 3.18(d) en présence du milieu diffusant est égal à 0,17. La différence entre le degré de corrélation obtenu sans milieu diffusant (figure 3.18(b)) et celui obtenu avec diffuseur (figure 3.18(d)) est due aux pertes induites (réflexion ou absorption) par le milieu diffusant. Le speckle obtenu par les mesures expérimentales (figure 3.18(d)) a un faible contraste comparé au speckle obtenu avec la lumière cohérente (figure 3.16(b)) et celui obtenu par les simulations numériques (figure 3.6(d)). Ce faible contraste est due aux aberrations géométriques tel que l'astigmatisme lié à la propagation de la SPDC hors axe des lentilles qui tend à élargir la fonction d'onde du biphoton (figure 3.18(b)) et l'effet de la largeur des filtres interférentiels [58]. Par ailleurs, nous avons vu dans la section 3.1.2.2 (figure 3.10(b)) qu'une défocalisation du diffuseur (diffuseur en champ proche du cristal) affecte considérablement le contraste du speckle de corrélation. De plus, du fait de l'interaction non colinéaire de type 2 qui se produit au cours de la SPDC, les deux photons intriqués n'ont pas le même angle d'incidence sur le plan (P') où le milieu diffusant est inséré. Tous ces éléments mentionnés ci-dessus contribuent à la dégradation du contraste du speckle. L'absence de speckle dans la figure 3.18(c) s'explique par la nature incohérente du point de vue spatial des faisceaux signal et idler pris individuellement. De plus, les images expérimentales des faisceaux de la SPDC sont le résultat d'une somme incohérente de modes temporels. Le nombre de modes temporels dans une image de la SPDC est relié au temps d'exposition des caméras EMCCD, à la largeur des filtres interférentiels et à la durée de l'impulsion pompe par :

$$M_t = n_{tir} \frac{\Delta\lambda \times c \times \tau_p}{\lambda^2}, \quad (3.35)$$

avec  $n_{tir}$  le nombre de tirs laser pour l'enregistrement d'une image,  $\Delta\lambda$  la largeur des filtres interférentiels,  $c$  la célérité,  $\tau_p$  la durée d'une impulsion pompe et  $\lambda$  la longueur d'onde de faisceau signal ou idler. Dans notre cas, le nombre de modes temporels est d'environ  $M_t=400\ 000$ .

### 3.3/ MESURE DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP PROCHE

Dans cette troisième section de ce chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux de l'étude de la propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant mince situé dans le plan de Fourier du cristal non linéaire. Dans ce cas, la détection des paires de photons intriqués se fait en champ proche du cristal non linéaire et nous mesurons les corrélations en position. Comme nous avons procédé dans le cas des mesures de corrélations quantiques en champ lointain (voir la section 3.2), nous allons d'abord présenter le dispositif expérimental et ensuite nous présenterons les résultats de mesure de la fonction de corrélation quantique spatiale.

#### 3.3.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le dispositif de mesure expérimental de la fonction de corrélation quantique spatiale en champ proche est présenté sur la figure 3.19.

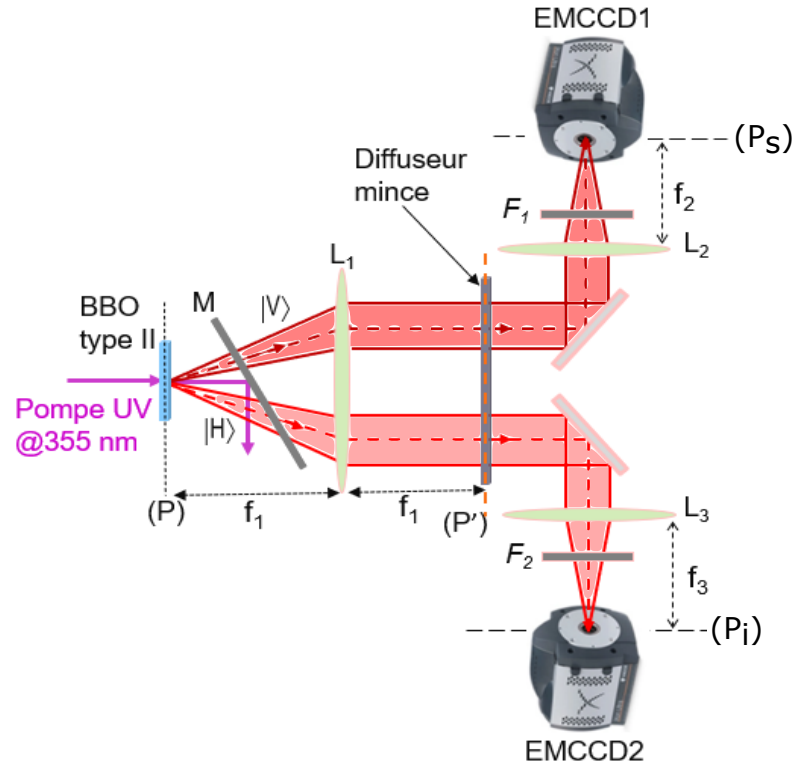


FIGURE 3.19 – Montage expérimental de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche.  $(P)$  représente le plan du cristal non linéaire.  $(P')$  est le plan de Fourier du cristal non linéaire où est placé le milieu diffusant.  $(P_s)$  et  $(P_i)$  représentent les plans images du cristal non linéaire où se trouvent les caméras EMCCD.  $|V\rangle$  et  $|H\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation verticale et horizontale.  $M$  est le miroir dichroïque et  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels.

Ce dispositif est similaire à celui présenté dans la figure 3.17, lorsque nous remplaçons le système d'imagerie  $4 - f$  (le système afocal) par un système d'imagerie  $2 - f$  ( $L_1 : f_1 = 150 \text{ mm}$ ). Le cristal non linéaire de  $\beta$ -BBO d'épaisseur  $0,8 \text{ mm}$  situé dans le plan  $(P)$  et pompé par un faisceau pompe ultraviolet (UV) à  $355 \text{ nm}$  génère la SPDC suivant un accord de phase de type 2. La lentille  $L_1$  ( $f_1 = 150 \text{ mm}$ ) est utilisée pour imager le plan de Fourier du cristal non linéaire sur un milieu diffusant mince situé dans le plan  $(P')$ . Les paires de photons sont ensuite transmises par le milieu diffusant avec deux fonctions de phase différentes<sup>14</sup>. En utilisant les lentilles  $L_2$  ( $f_2 = 150 \text{ mm}$ ) et  $L_3$  ( $f_3 = 150 \text{ mm}$ ), les photons transmis par le milieu diffusant sont imagés dans les plans images  $(P_s)$  et  $(P_i)$  du cristal non linéaire sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 avec un grandissement de 1<sup>15</sup>. Les plans  $(P_s)$  et  $(P_i)$  sont les plans de Fourier du diffuseur. Avant la détection des photons, nous avons utilisé des filtres interférentiels  $F_1$  et  $F_2$  centrés autour de  $710 \text{ nm}$  et de largeur  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$  pour sélectionner les photons émis autour de la dégénérescence. Comme ce fut le cas pour les mesures en champ lointain du cristal, le temps d'exposition des caméras EMCCD pour l'acquisition d'une image est également de  $100 \text{ ms}$  et la puis-

14. Les deux photons éclairent deux surfaces différentes du diffuseur, ils sont donc transmis avec deux fonctions de phases différentes.

15. Le grandissement des afocaux  $L_1$ - $L_2$  et  $L_1$ - $L_3$  est de 1 car  $f_1 = f_2 = f_3 = 150 \text{ mm}$ .



sance moyenne du laser pompe est ajustée pour obtenir un niveau lumineux d'environ 0,15 photon/pixel dans une image acquise. Les résultats de mesure de la fonction de corrélation quantique spatiale sont présentés dans la sous-section suivante.

### 3.3.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Après avoir présenté et décrit le dispositif expérimental de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche dans la sous-section précédente. Je vais dans cette sous-section présenter les résultats des mesures de corrélations quantiques spatiales en champ proche entre des paires de photons intriqués qui sont transmis par un milieu diffusant mince situé dans le plan de Fourier du cristal non linéaire comme illustré sur la figure 3.19. Ces résultats sont présentés sur la figure 3.20.

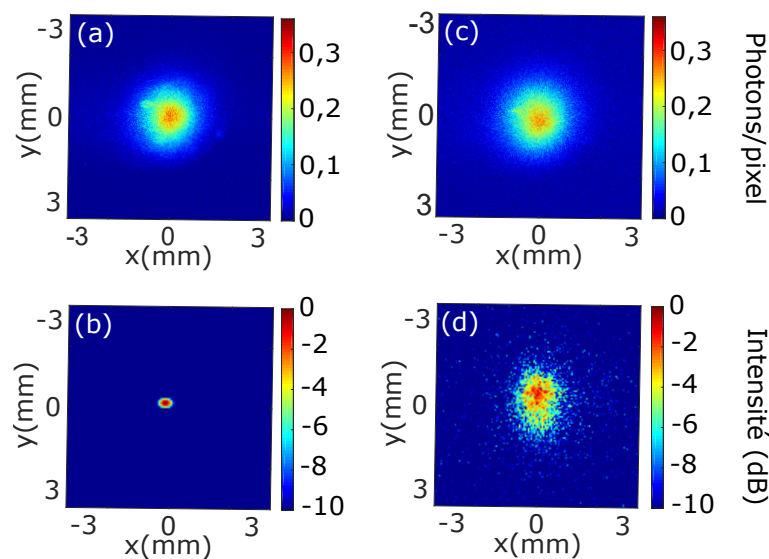


FIGURE 3.20 – Sans milieu diffusant : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ proche de cristal et (b) la fonction de corrélations normalisée en dB entre 100 paires d'images issues de paires de photons intriqués. Avec le milieu diffusant (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image de la SPDC enregistrée en champ proche du cristal et la fonction de corrélations normalisée entre 70 000 paires d'images issues de paires de photons intriqués.

Pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche, nous procédons de la même manière que dans la section 3.2.2. Dans la première étape, nous avons mesuré les corrélations quantiques spatiales entre 100 paires d'images lorsque le diffuseur n'est pas présent dans le montage expérimental. Dans ce cas, la figure 3.20(a) représente la distribution spatiale du nombre moyen de photons dans une image signal ou idler enregistrée en champ proche du cristal. Cette distribution spatiale du nombre moyen de photons dépend de la taille du faisceau pompe. La fonction de corrélation normalisée mesurée entre 100 paires d'images obtenue sans milieu diffusant et qui est présentée dans la figure 3.20(b) présente un pic de corrélation comme ce fut le cas dans la figure 2.15(c). L'existence de ce pic de corrélation dans la distribution spatiale de la fonction de corrélation en champ proche traduit une fois de plus l'existence de corrélations

quantiques en position entre ces paires de photons signal et idler générées. Nous avons également calculé le degré de corrélation à partir de la figure 3.20(b) et nous avons obtenu 0,23 (23% des photons détectés par paires). Cette valeur également proche du rendement quantique de notre système de détection. Nous avons calculé les variances conditionnelles de la largeur du pic de corrélation obtenu dans la figure 3.20(b) suivant les axes  $x$  et  $y$  et nous avons obtenu  $\sigma_x^2 = (1,71 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2$  et  $\sigma_y^2 = (7,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2$ . Le calcul de ces variances conditionnelles révèle une asymétrie de forme au niveau du pic de corrélation. Ces asymétries observées dans les pics de corrélation en champ lointain (fig. 3.18(b)) et en champ proche (fig. 3.20(b)) sont dues à l'effet de la largeur des filtres interférentiels [58] et aux défauts de stigmatisme des systèmes d'imagerie.

En utilisant les variances conditionnelles calculées en champ proche et en champ lointain, on peut évaluer le nombre de Schmidt de l'état du biphoton dans les deux dimensions transverses par [58] :

$$V_{x,y} = \frac{0,25\hbar^2}{\sigma_{v_{x,y}}^2 \sigma_{x,y}^2} \quad (3.36)$$

En utilisant l'équation 3.36, le nombre de Schmidt obtenu suivant l'axe  $x$  est de  $V_x = 29 \pm 2$  et le nombre de Schmidt obtenu suivant l'axe  $y$  est de  $V_y = 347 \pm 22$ . La dimensionalité de l'intrication ou le nombre de Schmidt  $V$  dans l'espace transverse bidimensionnel est défini comme la racine carrée du produit des nombres de Schmidt dans les deux directions transverses  $x$  et  $y$  par [58] :

$$V = \sqrt{V_x \times V_y} \quad (3.37)$$

Le nombre de Schmidt calculé à partir de l'équation 3.37 est égal à  $100 \pm 5$ . Cette valeur caractérise la haute dimensionnalité des photons intriqués que nous utilisons au cours de nos expériences pour la mesure des corrélations quantiques spatiales à travers les milieux diffusants. En comparant les nombres de Schmidt dans les deux directions transverses, nous voyons que le nombre de Schmidt suivant la direction transverse  $x$  est nettement inférieur à celui obtenu suivant la direction transverse  $y$ . Cette différence est due à l'élargissement du pic de corrélation observé en champ lointain (fig. 3.18(b)) et en champ proche (fig. 3.20(b)) suivant l'axe transverse  $x$ .

Dans la seconde étape, nous avons inséré le milieu diffusant dans le plan de Fourier ( $P'$ ) du cristal non linéaire comme présenté sur la figure 3.19. Dans ce cas, la figure 3.20(c) indique la distribution spatiale du nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler enregistrée en champ proche du cristal non linéaire. Cette distribution spatiale de photons dans une image signal ou idler ne présente pas de structure de speckle du fait de la nature incohérente des faisceaux signal et idler. Cette absence de speckle dans la figure 3.20(c) est conforme avec les résultats que nous avons obtenus en champ lointain (figure 3.18(c)) et est également en accord avec les résultats obtenus dans la réf. [21]. Les figures 3.20(a) et 3.20(c) montrent que le profil des faisceaux de la SPDC a été légèrement élargi après le processus de diffusion. La fonction de corrélation quantique spatiale mesurée entre 70 000 paires d'images en présence du milieu diffusant est présentée sur la figure 3.20(d). La distribution spatiale de cette fonction de corrélation en champ proche présente une tâche (un speckle dont le contraste est très faible) en accord avec les simulations numériques (figure 3.12(d)). Comme nous l'avons déjà vu dans la section 3.1.2.3, l'absence de contraste dans la figure 3.20(d) est liée à la triple convolution entre l'amplitude du faisceau pompe et les transformées de Fourier de deux fonctions de phase pure aléatoires décorréliées (cf éq.3.33). Nous avons calculé le degré de corrélations à partir de la figure 3.20(d) et nous avons obtenu 0,16. Cette valeur du degré de corrélation est très proche du degré de corrélation obtenu en champ lointain

et en présence du milieu diffusant (0,17 dans la figure 3.18(d)). la largeur à mi-hauteur de la tâche de speckle obtenu dans la figure 3.20(d) suivant l'axe transverse  $x$  est d'environ  $\Delta_{speckle} = (1,01 \pm 0,02) \text{ mm}$ . Cette valeur correspond à une largeur angulaire (en unités des fréquences spatiales) de  $\Delta\nu_{speckle} = (9,3 \pm 0,2) \text{ mm}^{-1}$  qui est obtenu par  $\Delta\nu_{speckle} = \frac{\Delta_{speckle}}{\lambda f}$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde du photon signal (idler) et  $f = 150 \text{ mm}$ . La largeur angulaire du speckle obtenu dans la figure 3.20(a) ( $9,3 \text{ mm}^{-1}$ ) est proche de celle du speckle obtenu en éclairage cohérent dans la figure 3.16(b) ( $8 \text{ mm}^{-1}$ ).

Pour les deux configurations que nous avons étudiées, les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont en très bon accord avec ceux obtenus en utilisant la simulation de la fonction d'onde du biphoton et sont également en accord avec les travaux réalisés dans la réf. [21].

### 3.4/ CONCLUSION

Dans ce troisième chapitre, nous avons d'abord présenté les différentes approches théoriques utilisées dans la littérature pour décrire le speckle à deux photons à travers le calcul de la fonction de corrélation, encore appelé taux de coïncidences, lorsque des paires de photons intriqués se propagent à travers un milieu diffusant. Nous avons proposé à travers deux configurations différentes (mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche et en champ lointain), une autre approche pour le calcul de la fonction de corrélation qui consiste à utiliser les fonctions de Green des systèmes optiques compris entre le plan du cristal non linéaire et les plans de détection des deux photons. Ensuite, nous avons proposé un modèle numérique basée sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton pour résoudre numériquement les fonctions de corrélations en champ lointain et en champ proche. À travers ces simulations, nous avons montré que si le diffuseur de phase se trouve en champ proche du cristal et que l'on calcule les corrélations en champ lointain, la fonction de corrélation reproduit un speckle contrasté dans la mesure où le faisceau pompe est suffisamment large dans le plan du cristal. Tandis que dans le cas où le diffuseur de phase se trouve dans le plan de Fourier du cristal et que les corrélations sont calculées en champ proche du cristal, le contraste du speckle est réduit du fait que les deux photons d'une paire traversent des milieux décorrélés. Enfin, à travers ces deux configurations, nous avons étudié expérimentalement les corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués transmis par un milieu diffusant mince en utilisant deux caméras EMCCD. Dans la première configuration étudiée où le milieu diffusant mince est situé dans le plan image de la source de biphoton, nous avons imagé les corrélations quantiques spatiales en champ lointain de la source du biphoton sur les caméras EMCCD. Comme attendu, notre étude expérimentale a montré l'absence de speckle dans la distribution spatiale d'un seul faisceau de la SPDC transmis par le milieu diffusant mince, tandis que la distribution spatiale de la fonction de corrélation en champ lointain décrit un speckle qui illustre la notion de "speckle à deux photons". Dans la seconde configuration, le milieu diffusant mince est placé dans le plan de Fourier de la source du biphoton et les corrélations quantiques sont imagées au plan image de la source du biphoton. Dans ce cas, la fonction de corrélation est étalée sur une étendue liée aux propriétés du diffuseur également avec une structure granulaire très faiblement contrastée. Les résultats que nous avons obtenus expérimentalement et par les simulations numériques sont également en parfait accord avec les résultats obtenus dans la réf. [21], où la fonction de corrélations quantiques a été mesurée en utilisant

deux détecteurs ponctuels. La mesure du degré de corrélation sans milieu diffusant et en présence d'un milieu diffusant mince nous a permis de démontrer que les corrélations quantiques entre les paires de photons intriqués n'ont pas été significativement détruites par le processus de diffusion. En effet, les degrés de corrélation mesurés en présence du milieu diffusant dans les deux configurations (i.e 0,17 dans le plan de Fourier et 0,16 dans le plan image) sont proches de ceux mesurés sans milieu diffusant (i.e 0,22 dans le plan de Fourier et 0,23 dans le plan image). De ce fait, nous pouvons conclure que le nombre total de photons détectés par paires a été légèrement réduit après propagation à travers le milieu diffusant mince.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons dans le chapitre 4 à l'étude de la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant épais.



## IMAGERIE QUANTIQUE À TRAVERS UN MILIEU DIFFUSANT ÉPAIS

Je présente dans ce quatrième chapitre, l'étude de la propagation des paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant que nous qualifierons "d'épais". Nous étendons donc les expériences effectuées dans le troisième chapitre à un régime de diffusion multiple. Le milieu diffusant épais que nous avons utilisé est composé de deux diffuseurs de phase minces présentant les mêmes propriétés de diffusion où le second diffuseur est placé dans le plan de Fourier du premier. Dans un premier temps, nous allons présenter une expression théorique de la fonction de corrélation en nous basant sur deux configurations (voir figure 4.1). Dans la première configuration pour laquelle nous allons calculer les corrélations quantiques spatiales en champ proche du cristal, le premier diffuseur est placé dans le plan image du cristal et le second diffuseur se trouve dans le plan de Fourier du cristal. Dans la seconde configuration, les deux diffuseurs sont placés respectivement dans le plan de Fourier et dans le plan image du cristal. Dans ce cas, nous calculerons les corrélations en champ lointain du cristal. Dans le second temps, nous allons présenter les résultats expérimentaux de mesure de la fonction de corrélation quantique spatiale en position (champ proche du cristal) et en impulsion (champ lointain du cristal) obtenues à partir des configurations étudiées théoriquement. Enfin, nous utiliserons la méthode numérique basée sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton présentée dans section 3.1.2.2 pour calculer la fonction de corrélation quantique et nous allons comparer les résultats obtenus par simulations numériques à ceux obtenus expérimentalement.

### 4.1/ CALCUL DE LA FONCTION DE CORRÉLATION QUANTIQUE

Dans cette section, nous allons nous focaliser sur le calcul de la fonction de corrélation entre des paires de photons intriqués transmises par un milieu diffusant épais et imagées sur deux caméras EMCCD positionnées soit en champ proche, soit en champ lointain du cristal. Les deux configurations que nous allons présenter ici sont celles que nous avons utilisées pour la mesure expérimentale des corrélations quantiques spatiales dans le cas d'un diffuseur épais. Ces deux configurations sont présentées sur la figure 4.1.

Pour arriver à une expression de la fonction de corrélation entre les paires de photons intriqués, nous procéderons de la même manière que dans le cas d'un diffuseur mince (voir la section 3.1.2). Le cristal non linéaire de  $\beta$ -BBO qui est situé dans le plan (P) est

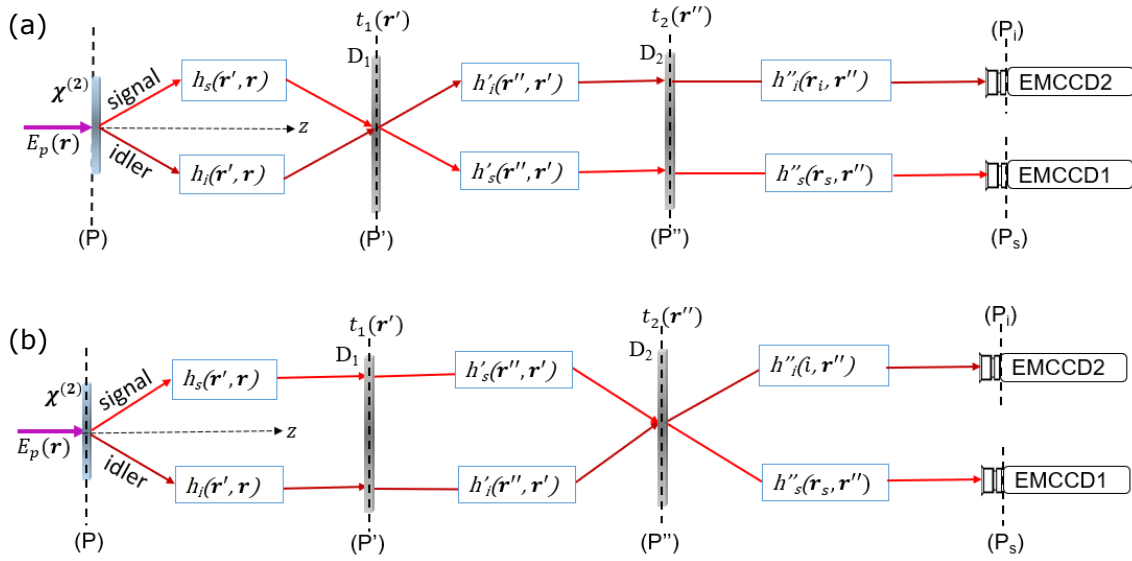


FIGURE 4.1 – Protocole de mesure expérimentale des corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués après leur propagation à travers un milieu diffusant “épais”. Le cristal non linéaire est situé dans le plan (P). Les deux diffuseurs de phase  $D_1$  et  $D_2$  sont positionnés dans les plans (P') et (P'') et les caméras EMCCD1 et EMCCD2 sont situées respectivement dans les plans (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>). Les configurations (a) et (b) illustrent respectivement les dispositifs de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche et en champ lointain du cristal. En (a), les plans (P) et (P') sont conjugués avec les plans (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>). En (b), le plan (P') est conjugué avec les plans (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>). Entre ces plans, les différents dispositifs d'imagerie sont symbolisés par leurs réponses impulsionnelles.

pompé par une onde monochromatique de fréquence  $\omega_p$  et d'amplitude  $E_p(\mathbf{r})$ . Des paires de photons intriqués (signal et idler) sont générées suivant une interaction de type 2 non colinéaire aux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ . Les systèmes d'imagerie de réponses impulsionnelles  $h_s$  et  $h_i$  sont utilisés pour imager la face de sortie du cristal (figure 4.1(a)) ou son plan de Fourier (figure 4.1(b)) sur le premier diffuseur  $D_1$  situé dans le plan (P'). Les deux photons intriqués sont transmis à travers le premier diffuseur  $D_1$  avec les fonctions de phase  $t_1(\mathbf{r}'_s)$  et  $t_1(\mathbf{r}'_i)$ . Ensuite, deux autres systèmes d'imagerie de réponses impulsionnelles  $h'_s$  et  $h'_i$  sont utilisés pour imager le plan de Fourier du cristal (figure 4.1(a)) ou son plan image (figure 4.1(a)) sur le second diffuseur  $D_2$  qui est situé dans le plan (P''). Ce second diffuseur transmet les deux photons avec les fonctions de phase  $t_2(\mathbf{r}''_s)$  et  $t_2(\mathbf{r}''_i)$ . Enfin, deux systèmes d'imagerie de réponses impulsionnelles  $h''_s$  et  $h''_i$  permettent d'imager les paires de photons intriqués sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 situées dans les plans (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>). Les plans (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>) sont situés en champ proche (figure 4.1(a)) ou en champ lointain (figure 4.1(b)) du cristal.

Les deux diffuseurs que nous utilisons ici sont les mêmes que nous avons utilisés dans le chapitre 3. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.1.2, ces deux diffuseurs minces sont assimilés à des objets de phase pure avec les transmissions  $t(\mathbf{r}') = e^{i\Phi(\mathbf{r}'')}$  et  $t(\mathbf{r}'') = e^{i\Phi(\mathbf{r}''')}$ , où  $\Phi(\mathbf{r}')$  et  $\Phi(\mathbf{r}'')$  représentent les modulations de phase dans les plans transverses (P') et (P''). Les termes  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{r}'$  et  $\mathbf{r}''$  sont respectivement les positions transverses des photons dans les plans (P), (P') et (P''). Les positions transverses des photons

signal et idler dans les plans de détection ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) sont  $\mathbf{r}_s$  et  $\mathbf{r}_i$ .

Pour décrire la propagation des paires de photons intriqués à travers le milieu diffusant épais, nous supposons que le cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$  est suffisamment mince pour qu'on puisse considérer que les photons signal et idler sont générés en un même point du cristal. Ensuite, nous allons considérer que la SPDC est détectée autour de la dégénérescence avec un filtre interférentiel de sorte à négliger la dispersion chromatique de l'ensemble du système d'imagerie. Dans la section 3.1.2, nous avons vu que l'amplitude de la probabilité de détecter simultanément le photon signal sur la caméra EMCCD1 avec la position transverse  $\mathbf{r}_s$  et le photon idler sur la caméra EMCCD2 avec la position transverse  $\mathbf{r}_i$  est donnée dans le domaine spatial par :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \int E_p(\mathbf{r}) g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}) g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (4.1)$$

où les termes  $g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r})$  et  $g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r})$  sont les fonctions de Green des systèmes d'imagerie compris entre le plan (P) et les plans de détection ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) pour les photons signal et idler respectivement. Ces fonctions de Green s'obtiennent en multipliant les différentes réponses impulsionnelles des différents systèmes d'imagerie et les transmissions des diffuseurs compris entre le plan (P) du cristal non linéaire et le plan de détection qui est ( $P_s$ ) pour le photon signal et ( $P_i$ ) pour le photon idler. Ainsi, nous obtenons :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}) = \iint d\mathbf{r}'_s d\mathbf{r}''_s h'_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}''_s) t_2(\mathbf{r}''_s) h'_s(\mathbf{r}''_s, \mathbf{r}') t_1(\mathbf{r}') h_s(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) = \iint d\mathbf{r}'_i d\mathbf{r}''_i h'_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}''_i) t_2(\mathbf{r}''_i) h'_i(\mathbf{r}''_i, \mathbf{r}') t_1(\mathbf{r}') h_i(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \end{cases} \quad (4.2)$$

Pour les différentes configurations présentées dans la figure 4.1, nous allons dans la suite établir l'expression des fonctions de Green  $g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r})$  et  $g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r})$  selon que nous mesurons les corrélations quantiques spatiales en champ proche (figure 4.1(a)) ou en champ lointain (figure 4.1(b)). Ensuite nous procéderons au calcul de la fonction de corrélation quantique spatiale entre les photons signal et idler.

#### 4.1.1/ FONCTION DE CORRÉLATION QUANTIQUE EN CHAMP PROCHE

Dans cette configuration, nous utilisons un système afocal (encore appelé système d'imagerie  $4-f$ ) pour imager le point source du biphoton en un point du premier diffuseur  $D_1$ . Dans l'hypothèse où la grande ouverture numérique de l'afocal permet de collecter tous les photons, nous pouvons négliger l'effet du système afocal comme nous l'avons fait dans la section 3.1.2.1. L'hypothèse précédente implique également que les photons signal et idler sont transmis par le diffuseur  $D_1$  en un même point avec la même fonction de phase  $t_1(\mathbf{r}'_s) = t_1(\mathbf{r}'_i) = t_1(\mathbf{r}')$ . Ensuite, un système d'imagerie  $2-f$  constitué d'une lentille de focale  $f$  permet d'imager les photons transmis sur le second diffuseur  $D_2$  situé dans le plan de Fourier du diffuseur  $D_1$ . Dans ce cas, nous avons :

$$\begin{cases} h'_s(\mathbf{r}''_s, \mathbf{r}') \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f} \mathbf{r}''_s \cdot \mathbf{r}'\right) \\ h'_i(\mathbf{r}''_i, \mathbf{r}') \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f} \mathbf{r}''_i \cdot \mathbf{r}'\right) \end{cases} \quad (4.3)$$

Les paires de photons signal et idler sont transmises par le second diffuseur  $D_2$  avec deux fonctions de phase différentes  $t_2(\mathbf{r}''_s)$  et  $t_2(\mathbf{r}''_i)$ . Enfin, deux systèmes identiques  $2-f$



constitués de lentilles de distance focale  $f'$  permettent d'imager les paires de photons signal-idler sur les caméras EMCCD situées en champ proche du cristal. Par conséquent nous avons :

$$\begin{cases} h_s''(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_s'') \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f'} \mathbf{r}_s \cdot \mathbf{r}_s''\right) \\ h_i''(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i'') \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f'} \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_i''\right) \end{cases} \quad (4.4)$$

Finalement, en tenant compte des équations 4.3 et 4.4, on exprime les fonctions de Green entre le plan (P) du cristal et les plans de détections ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) par :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}') \propto \int d\mathbf{r}_s'' t_2(\mathbf{r}_s'') t_1(\mathbf{r}') \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_s''}{f'}\right) \cdot \mathbf{r}_s''\right] \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') \propto \int d\mathbf{r}_i'' t_2(\mathbf{r}_i'') t_1(\mathbf{r}') \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_i''}{f'}\right) \cdot \mathbf{r}_i''\right] \end{cases} \quad (4.5)$$

Le système d'équation 4.5 peut également se mettre sous la forme [113] :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}') \propto t_1(\mathbf{r}') \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_s}{f'}\right)\right] \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}') \propto t_1(\mathbf{r}') \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_i}{f'}\right)\right] \end{cases} \quad (4.6)$$

Où  $\tilde{t}_2$  est la transformée de Fourier de la transmission  $t_2(\mathbf{r}'')$ .

En combinant les équations 4.1 et 4.6, on arrive à une expression de l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton comme suit :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \int d\mathbf{r}' E_p(\mathbf{r}') t_1^2(\mathbf{r}') \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_s}{f'}\right)\right] \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_i}{f'}\right)\right] \quad (4.7)$$

En utilisant les équations 3.13 et 4.7, l'expression de la fonction de corrélation entre les photons signal et idler s'exprime comme suit :

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \left| \int d\mathbf{r}' E_p(\mathbf{r}') t_1^2(\mathbf{r}') \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_i}{f'}\right)\right] \tilde{t}_2\left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\mathbf{r}'}{f} + \frac{\mathbf{r}_s}{f'}\right)\right] \right|^2 \quad (4.8)$$

L'équation 4.8 décrit une quadruple convolution entre l'amplitude du champ électrique de l'onde pompe :  $E_p(\mathbf{r}')$ , une fonction aléatoire provenant du diffuseur  $D_1$  :  $t_1^2(\mathbf{r}')$  et la transformée de Fourier de deux autres fonctions aléatoires décorrélatées obtenues au niveau du second diffuseur  $D_2$  qui sont  $t_2(\mathbf{r}_s'')$  et  $t_2(\mathbf{r}_i'')$ . En raison de la complexité de cette équation, nous ne pouvons pas envisager l'établissement d'une solution analytique simple à cette équation. Pour cela, nous allons utiliser le modèle numérique basé sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton qui est décrit dans la section 3.1.2.2 et qui a été utilisé dans le cas d'un seul diffuseur de phase (voir section 3.1.2.1 et section 3.1.2.3). Ensuite, nous allons comparer les résultats de la simulation et ceux obtenus expérimentalement et que nous présenterons dans la section 4.2.

## 4.1.2/ FONCTION DE CORRÉLATION QUANTIQUE EN CHAMP LOINTAIN

Dans cette sous-section, nous allons nous intéresser au cas où les photons signal et idler sont imagés en champ lointain du cristal. Cela nous conduit à la configuration présentée dans la figure 4.1(b) dans laquelle nous mesurons les corrélations quantiques en impulsion. Cette configuration est telle que les paires de photons intriqués générées via la SPDC se propagent à travers le premier diffuseur  $D_1$  situé dans le plan de Fourier ( $P'$ ) du cristal grâce à l'utilisation d'un système d'imagerie  $2 - f$ . Les photons signal et idler sont ensuite transmis à travers le diffuseur  $D_1$  avec deux fonctions de phase différentes  $t_1(\mathbf{r}'_s)$  et  $t_1(\mathbf{r}'_i)$ . Ensuite, un autre système d'imagerie  $2 - f$  identique au précédent est utilisé pour imager les photons sur le second diffuseur  $D_2$  situé dans le plan image ( $P''$ ) du cristal. Dans ce cas, nous pouvons considérer que les trajets des photons signal et idler entre les plans ( $P$ ) et ( $P''$ ) contiennent un système d'imagerie  $4 - f$  avec les ouvertures  $t_1(\mathbf{r}'_s)$  et  $t_1(\mathbf{r}'_i)$ . En tenant compte de ces considérations, nous pouvons exprimer les réponses impulsionnelles des photons signal et idler entre les plans ( $P$ ) et ( $P''$ ) sous forme [112] :

$$\begin{cases} h'_s(\mathbf{r}''_s, \mathbf{r}) \propto \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}''_s}{\lambda f}\right) \\ h'_i(\mathbf{r}''_i, \mathbf{r}) \propto \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}''_i}{\lambda f}\right) \end{cases} \quad (4.9)$$

Où  $\tilde{t}_1$  est la transformée de Fourier de la transmission  $t_1(\mathbf{r}')$ . Le diffuseur  $D_2$  transmet les photons signal et idler avec les fonctions de phase  $t_2(\mathbf{r}''_s)$  et  $t_2(\mathbf{r}''_i)$ . Enfin, deux systèmes d'imagerie  $2 - f$  constitués de deux lentilles de même distance focale  $f'$  permettent d'imager les deux photons intriqués en champ lointain du cristal sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 placées dans les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). Par conséquent, les réponses impulsionnelles entre le plan ( $P''$ ) et les plans de détection ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} h''_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}''_s) \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f'}\mathbf{r}_s \cdot \mathbf{r}''_s\right) \\ h''_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}''_i) \propto \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f'}\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}''_i\right) \end{cases} \quad (4.10)$$

En tenant compte des équations 4.9 et 4.10, nous pouvons exprimer les fonctions de Green des systèmes d'imagerie entre le plan ( $P$ ) et les plans de détection ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) comme suit :

$$\begin{cases} g_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}) \propto \int d\mathbf{r}''_s \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}''_s}{\lambda f}\right) \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s}{\lambda f'}\right) \\ g_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) \propto \int d\mathbf{r}''_i \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}''_i}{\lambda f}\right) \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_i}{\lambda f'}\right) \end{cases} \quad (4.11)$$

Dans l'équation 4.11, les termes  $\tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s}{\lambda f'}\right)$  et  $\tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_i}{\lambda f'}\right)$  sont les transformées de Fourier des transmissions  $t_2(\mathbf{r}''_s)$  et  $t_2(\mathbf{r}''_i)$  au niveau du second diffuseur  $D_2$ .

En combinant les équations 4.1 et 4.11, l'amplitude de la probabilité de détection du biphoton en champ lointain s'exprime par :

$$\psi(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s}{\lambda f'}\right) \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_i}{\lambda f'}\right) \iiint d\mathbf{r} d\mathbf{r}_s'' d\mathbf{r}_i'' E_p(\mathbf{r}) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_s''}{\lambda f}\right) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_i''}{\lambda f}\right) \quad (4.12)$$

Finalement, les équations 3.13 et 4.12 nous permettent d'exprimer la fonction de corrélation quantique entre les photons signal et idler comme suit :

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto \left| \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s}{\lambda f'}\right) \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_i}{\lambda f'}\right) \iiint d\mathbf{r} d\mathbf{r}_s'' d\mathbf{r}_i'' E_p(\mathbf{r}) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_s''}{\lambda f}\right) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_i''}{\lambda f}\right) \right|^2 \quad (4.13)$$

L'équation 4.13 montre que la fonction en champ lointain du cristal est le produit entre les transformées de Fourier de deux fonctions aléatoires et identiques<sup>1</sup> obtenues au niveau du diffuseur  $D_2$  et d'une triple convolution entre l'amplitude du champ électrique de l'onde pompe et la transformée de Fourier de deux autres fonctions aléatoires décorréliées qui sont obtenues au niveau du diffuseur  $D_1$ . Pour bien comprendre le phénomène décrit par la fonction de corrélation, nous allons exprimer l'équation 4.13 sous la forme du produit de deux fonctions  $G_1^{(2)}$  et  $G_2^{(2)}$  :

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) \propto G_1^{(2)} G_2^{(2)} \quad (4.14)$$

Avec :

$$\begin{cases} G_1^{(2)} = \left| \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_s}{\lambda f'}\right) \tilde{t}_2\left(2\pi\frac{\mathbf{r}_i}{\lambda f'}\right) \right|^2 \\ G_2^{(2)} = \left| \iiint d\mathbf{r} d\mathbf{r}_s'' d\mathbf{r}_i'' E_p(\mathbf{r}) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_s''}{\lambda f}\right) \tilde{t}_1\left(2\pi\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_i''}{\lambda f}\right) \right|^2 \end{cases} \quad (4.15)$$

Le terme  $G_1^{(2)}$  est le produit de deux speckles corrélés, ce terme est un speckle.

Le terme  $G_2^{(2)}$  est une triple convolution entre l'amplitude de l'onde pompe et la transformée de Fourier de deux fonctions de phase décorréliées. Nous avons montré dans le chapitre 3 que cette triple convolution réduit le contraste du speckle. Par conséquent, la fonction de corrélation exprimée dans l'équation 4.13 est le produit d'un speckle provenant du diffuseur  $D_1$  et d'une fonction qui n'est pas un speckle obtenue au niveau de  $D_2$ . Nous ne pouvons pas dire pour l'instant si cette fonction de corrélation est un speckle. C'est pourquoi, nous nous baserons également sur la simulation numérique de la fonction du biphoton pour confronter nos résultats expérimentaux à ceux obtenus par la simulation.

## 4.2/ MESURE DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP PROCHE

Après avoir établi dans la section 4.1 les expressions de la fonction de corrélation quantique entre des paires photons intriqués dans le cas d'un milieu diffusant épais, je vais présenter dans cette section les résultats expérimentaux de mesure de la fonction de

1. Au niveau du diffuseur  $D_2$ , les photons signal et idler sont transmis avec des fonctions de phases  $t_2(\mathbf{r}_s'')$  et  $t_2(\mathbf{r}_i'')$  telles que  $t_2(\mathbf{r}_s'') = t_2(\mathbf{r}_i'')$

corrélation dans le cas où les paires de photons intriqués sont transmis par un milieu diffusant épais et imagées en champ proche du cristal. Ce cas correspond à la configuration que nous avons étudié théoriquement dans la section 4.1.1. Dans un premier temps je présenterai le dispositif expérimental de mesure et dans le second temps je présenterai les résultats expérimentaux.

#### 4.2.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Dans cette expérience où le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.2, la SPDC

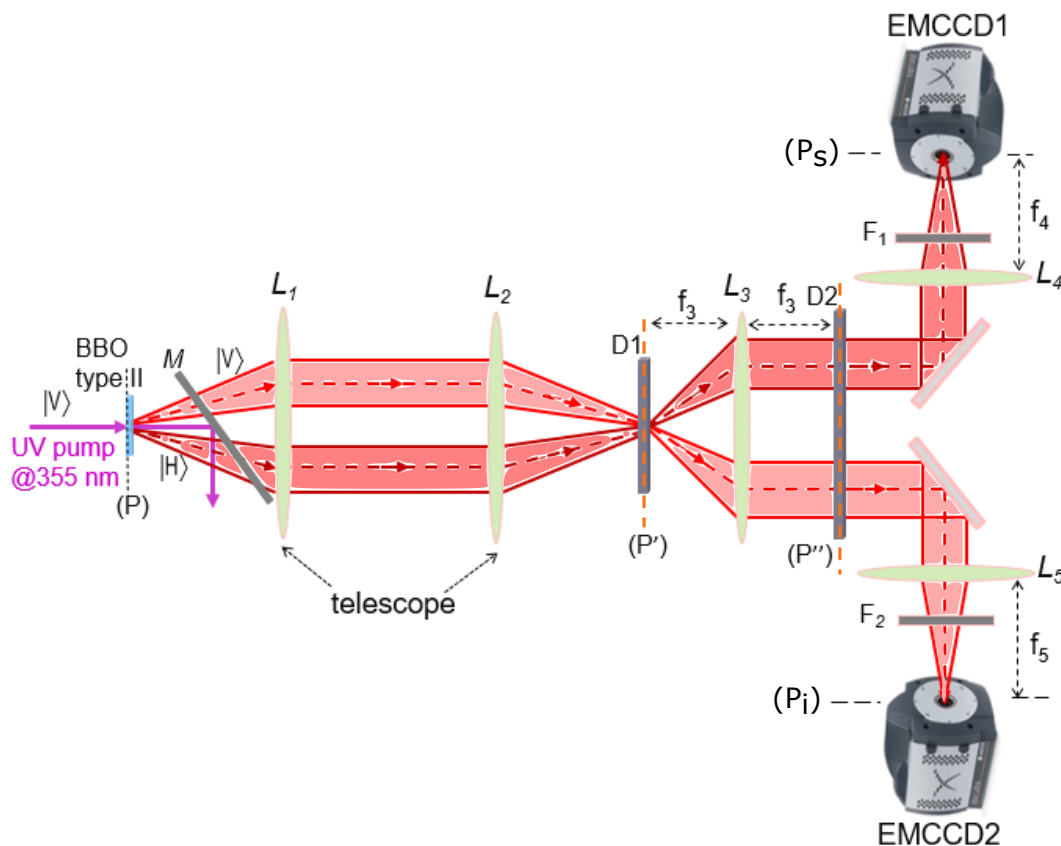


FIGURE 4.2 – Dispositif expérimental de mesure des corrélations en champ proche du cristal. (P) est le plan dans lequel se trouve le cristal. (P') est le plan où est inséré le premier diffuseur  $D_1$  et (P'') est le plan dans lequel se trouve le second diffuseur  $D_2$ . ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans image du cristal et sont conjugués avec le plan (P').  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale. M est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels.

est générée suivant une interaction non linéaire de type 2 non colinéaire en illuminant le cristal de  $\beta$ -BBO d'épaisseur  $0,8\text{ mm}$  avec un faisceau pompe ultraviolet (UV). Dans ce cas, les faisceaux de la SPDC sont émis du cristal dans des directions séparées avec un décalage angulaire qui correspond dans notre cas au "walk-off". Le laser UV et le cristal que nous avons utilisé ici sont les mêmes que ceux utilisés dans le cas des mesures avec un seul diffuseur de phase mince qui est présenté dans le chapitre 2. Un système d'imagerie  $4 - f$  (télescope) formé des lentilles  $L_1$  et  $L_2$  ( $f_1 = f_2 = 125\text{ mm}$ ) image le

cristal (i.e le champ proche des faisceaux signal et idler) sur le premier diffuseur  $D_1$  avec un grandissement de 1. Les photons intriqués de polarisations croisées transmis par le premier diffuseur  $D_1$  sont séparés du fait de l'accord de phase non colinéaire et se propagent à travers le second diffuseur  $D_2$  situé dans le plan de Fourier du premier compte tenu de la présence de la lentille  $L_3$  ( $f_3 = 75 \text{ mm}$ ). Enfin, les afocaux  $L_3 - L_4$  et  $L_3 - L_5$  ( $f_4 = f_5 = 150 \text{ mm}$ ) permettent de former les images des faisceaux de la SPDC avec un grandissement de 2 sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2 positionnées dans les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). Les deux caméras EMCCD sont placées derrière des filtres interférentiels  $F_1$  et  $F_2$  ( $709 \text{ nm}$ ;  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$ ) pour que l'expérience se fasse dans un régime quasi-monochromatique. Les deux diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  ont des angles de diffusion d'environ  $6 \text{ mrad}$  (soit  $8 \text{ mm}^{-1}$  en fréquence spatiale) [90], ce qui permet aux faisceaux diffusés d'être inclus dans l'ouverture angulaire du système d'imagerie (voir la section 3.2.1).

#### 4.2.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Dans cette sous-section, je vais présenter les résultats expérimentaux obtenus à partir du dispositif expérimental de mesure présenté dans la figure 4.2. Ces résultats sont présentés sur la figure 4.3. D'abord, je vais discuter des résultats expérimentaux obtenus

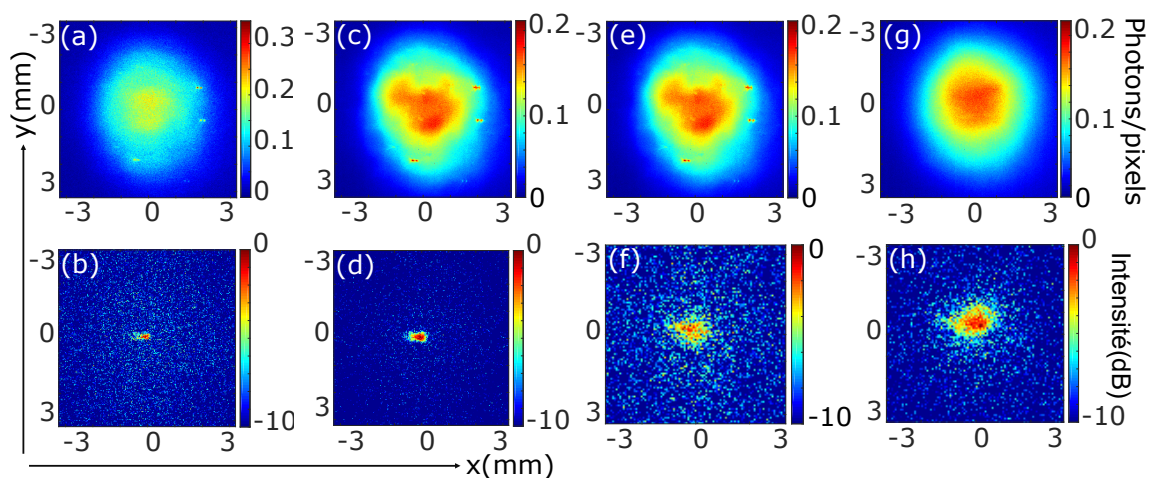


FIGURE 4.3 – Images expérimentales en champ proche : Sans les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (b) la fonction de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_1$  : (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 10 000 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_2$  : (e) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (f) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 30 000 paires d'images. Avec les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (g) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (h) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 40 000 paires d'images.

lorsque les deux diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  ne sont pas présents dans le dispositif expérimental. Dans ce cas, la figure 4.3(a) montre la distribution du nombre moyen de photons dans une image signal ou idler enregistrée en champ proche du cristal. La figure 4.3(b) représente la distribution de la fonction de corrélation spatiale en position obtenue en moyennant l'in-

tercorrélacion entre 100 paires d'images pour obtenir un pic de corrélation avec un SNR de 10 dB. Alors que la distribution en champ proche du nombre moyen de photons dans une image signal ou idler (figure 4.3(a)) est proportionnelle au profil du faisceau pompe, la distribution de la fonction de corrélation en position (figure 4.3(b)) présente un pic de corrélation fin. L'intégrale de ce pic nous donne un degré de corrélation de 24% qui est très proche de l'efficacité quantique globale (26%) du système de détection. Cela traduit le fait que la mesure des corrélations quantiques spatiales est principalement limitée par l'efficacité quantique globale (caméra + composants optiques) de l'ensemble du système d'imagerie. En utilisant les figures 4.3(a) et 4.3(b) et en tenant compte du grandissement de 2 des afocaux  $L_3 - L_4$  et  $L_3 - L_5$ , nous avons mesuré les écarts-type des faisceaux de la SPDC et nous avons obtenu  $\sigma_x^{SPDC} = (0,90 \pm 0,2) \text{ mm}$  et  $\sigma_y^{SPDC} = (0,85 \pm 0,02) \text{ mm}$ . Pour le pic de corrélation, on a obtenu des écarts-types de  $\sigma_x = (6,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  et  $\sigma_y = (5,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  suivant les axes transverses  $x$  et  $y$  respectivement. Ces écarts-types sont supérieurs à ceux obtenus dans le pic de corrélation dans la figure 3.20(b) ( $\sigma_x = (1,30 \pm 0,1) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  et  $\sigma_y = (8,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ mm}$ ) en utilisant le montage expérimental dans le cas d'un diffuseur mince (voir figure 3.19). L'élargissement du pic de corrélation dans la figure 4.3(b) comparé au pic de la figure 3.20(b) est lié aux aberrations d'astigmatisme induits par l'insertion des lentilles supplémentaires<sup>2</sup>  $L_1$  et  $L_2$  dans la figure 4.2. Ensuite, on considère le cas où seul le diffuseur  $D_1$  est inséré dans le plan ( $P'$ ). Dans ce cas, la figure 4.3(c) correspond à la distribution spatiale du nombre moyen de photons dans une image signal ou idler transmise à travers  $D_1$  et enregistrée en champ proche du cristal. Cette figure montre que la forme et la taille des faisceaux de la SPDC n'ont pas été significativement affectées après transmission à travers  $D_1$ . Du fait du caractère incohérent de la lumière issue d'un seul faisceau de la SPDC, aucun speckle n'est observé comme rapporté dans [21, 90]. La fonction de corrélation en position obtenue dans la figure 4.3(d) présente un pic de corrélation dont l'intégrale est égale à 21%. Cette valeur du degré de corrélation est plus faible que le degré de corrélation obtenu sans diffuseur (24%). Nous donnerons des explications qui justifient la différence entre ces deux degrés de corrélation à la fin de ce paragraphe. L'absence de speckle dans la figure 4.3(d) se justifie par le fait qu'un objet de phase pure, même aléatoire, inséré en champ proche du cristal ne change pas l'intensité en champ proche et par conséquent n'a aucun effet sur les corrélations spatiales. Le pic de corrélation obtenu dans la figure 4.3(d) présente toutefois une asymétrie et un élargissement comparé à celui présenté par la figure 4.3(b). Pour comprendre l'élargissement du pic de corrélation dans la figure 4.3(d), nous allons remonter à la section 3.1.2.2. Dans la figure 3.10, nous avons montré qu'une défocalisation du diffuseur situé en champ proche du cristal a des effets considérables<sup>3</sup> sur la fonction de corrélation. Ainsi, l'élargissement du pic de corrélation obtenu dans la figure 4.3(d) comparé au pic de corrélation obtenu dans la figure 4.3(b) est principalement lié à une défocalisation du diffuseur  $D_1$  du plan ( $P'$ ) qui fait que les deux photons d'une paire enregistrées sur les caméras ne sont plus parfaitement issus du même point du plan image ( $P'$ ). De ce fait, la différence entre le degré de corrélation obtenu dans la figure 4.3(b) (24%) et celui obtenu dans la figure 4.3(d) (21%) s'explique par les pertes induites par le diffuseur  $D_1$  et également du fait de la propagation des faisceaux de la SPDC hors de l'axe des lentilles. En conséquence, la présence du diffuseur  $D_1$  requiert le calcul des corrélations sur un nombre plus conséquent de paires d'images (ici 10 000 paires d'images) pour retrouver un SNR de 10 dB.

2. Dans la figure 3.19, le télescope constitué des lentilles  $L_1$  et  $L_2$  n'est pas présent.

3. Cela s'est traduit dans le cas d'un seul diffuseur (voir fig. 3.10) par un élargissement et la perte du contraste du speckle de corrélation.

Nous nous plaçons maintenant dans la situation où seul le diffuseur  $D_2$  est inséré dans le plan ( $P''$ ). Dans cette configuration, la figure 4.3(e) est la distribution du nombre moyen de photons par pixel et la figure 4.3(f) qui est la distribution spatiale de la fonction de corrélation présente une structure granulaire avec un faible contraste et qui est similaire à celle obtenue dans la figure 3.20(d) puisque cette configuration est identique à celle présentée dans la figure 3.19 si nous négligeons l'effet du "télescope" dans la figure 4.2. Enfin, nous allons discuter de l'expérience dans laquelle les deux diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  sont utilisés simultanément pour former un diffuseur "épais". Le dispositif expérimental de mesure correspond à la figure 4.2 où le diffuseur  $D_1$  est inséré dans le plan ( $P'$ ) et le second diffuseur  $D_2$  est inséré dans le plan ( $P''$ ). La figure 4.3(g) montre la distribution spatiale du nombre de photons dans l'image signal ou idler enregistrée en champ lointain du cristal et la figure 4.3(h) qui montre la distribution spatiale de la fonction de corrélation en position présente également une structure granulaire dont le contraste est très faible. Étant donné que les corrélations spatiales sont étalées sur une surface délimitée par le cône de diffusion du diffuseur  $D_2$ , le calcul des corrélations spatiales sur 40 000 paires d'images permet d'obtenir un SNR de 10 dB. De plus, le degré de corrélation a été réduit à 16%. Le faible contraste du speckle de corrélation présenté dans la figure 4.3(h) est liée aux multiples convolutions (voir l'équation 4.8) qui font que la fonction de corrélation devient finalement le résultat d'une addition de plusieurs speckles décorrélés.

#### 4.2.3/ SIMULATIONS DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP PROCHE

Dans cette sous-section, je vais présenter les résultats des simulations numériques en lien avec la configuration expérimentale présentée dans la figure 4.2.

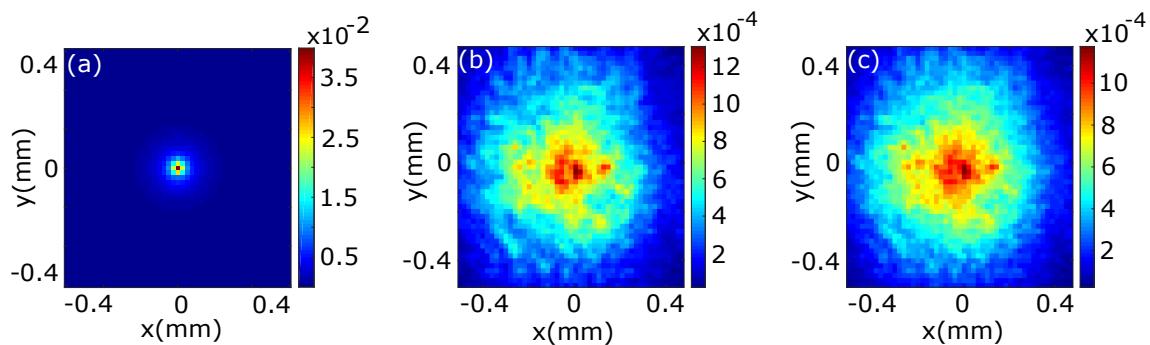


FIGURE 4.4 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation en champ proche du cristal : (a) diffuseur  $D_1$  dans le plan ( $P'$ ) sans  $D_2$ . (b) diffuseur  $D_2$  dans le plan ( $P''$ ) sans le diffuseur  $D_1$ . (c) diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  placés respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ).

D'abord, lorsqu'on simule le diffuseur  $D_1$  dans le plan ( $P'$ ) sans  $D_2$ , la figure 4.4(a) qui correspond à la fonction de corrélation obtenue par simulation numérique présente un pic de corrélation en accord avec la figure 4.3(d). Ensuite, si  $D_2$  est simulé dans le plan ( $P''$ ) sans  $D_1$ , nous obtenons un speckle avec un faible contraste (figure 4.4(b)). La diminution du contraste du speckle est en accord avec résultat expérimental présenté par la figure 4.3(f) où nous avons observé une forte diminution du contraste du speckle. Enfin, nous simulons les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ), la fonction de corrélation présentée dans la figure 4.4(c) présente une structure granulaire



avec un contraste encore plus faible que celui du speckle obtenu avec le diffuseur  $D_2$  seulement (figure 4.4(b)), ce qui est le cas du résultat expérimental présenté par la figure 4.3(h) dans laquelle on note une forte diminution du contraste du speckle de corrélation. Les résultats obtenus par la simulation numérique sont donc en parfait accord avec nos résultats expérimentaux.

### 4.3/ MESURE DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP LOINTAIN

Dans cette section nous allons présenter les résultats expérimentaux de mesure de la fonction de corrélation quantique spatiale en champ lointain du cristal. Comme nous l'avons fait précédemment dans le cas de la mesure des corrélations en champ proche, nous allons d'abord présenter le dispositif expérimental de mesure et ensuite nous présenterons nos résultats expérimentaux.

#### 4.3.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

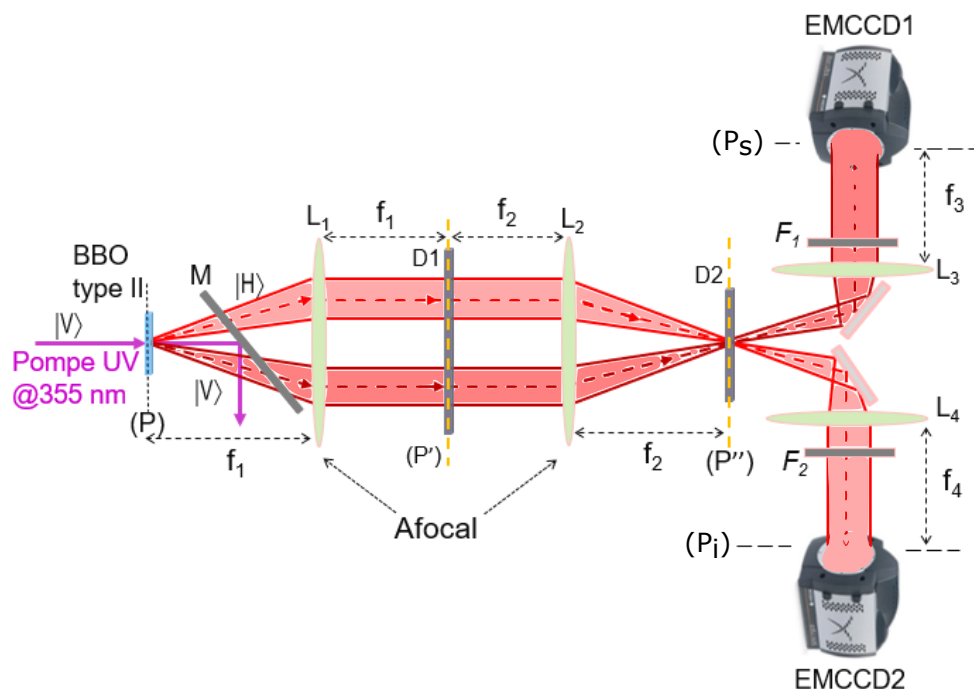


FIGURE 4.5 – Dispositif expérimental de mesure des corrélations en champ lointain du cristal. (P) est le plan dans lequel se trouve le cristal non linéaire. (P') est le plan où est inséré le premier diffuseur  $D_1$  et (P'') est le plan dans lequel se trouve le second diffuseur  $D_2$ . (P<sub>s</sub>) et (P<sub>i</sub>) représentent les plans de détections qui sont situés en champ lointain du cristal.  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale. M est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels.

Le dispositif expérimental que nous avons mis en place pour la mesure des corrélations



quantiques en champ lointain est présenté sur la figure 4.5. Contrairement au dispositif expérimental de la figure 4.2 inspiré de la configuration (c) utilisée dans la référence [21], ici le dispositif expérimental que nous présentons dans la figure 4.5 est original. Nous rappelons également que le laser UV, le cristal et les diffuseurs minces  $D_1$  et  $D_2$  sont ceux que vous avons utilisé précédemment. Dans cette expérience, le premier diffuseur  $D_1$  est inséré dans le plan de Fourier ( $P'$ ) du cristal et le second diffuseur  $D_2$  est positionné dans le plan image ( $P''$ ) du cristal. Après propagation à travers les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$ , les paires de photons intriqués sont imagées en champ lointain du cristal en utilisant les caméras EMCCD1 et EMCCD2 situées dans les plans ( $P_s$ ) et ( $P_t$ ). Nous avons aussi utilisé des filtres interférentiels  $F_1$  et  $F_2$  (@709 nm,  $\Delta\lambda = 4$  nm) pour opérer dans un régime quasi-monochromatique. Le système afocal  $L_1 - L_2$  est tel que :  $f_1 = f_2 = 125$  mm. Les deux systèmes d'imagerie  $2 - f$  formés par les lentilles  $L_3$  et  $L_4$  sont définis par  $f_3 = f_4 = 150$  mm.

#### 4.3.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats de mesure de la fonction de corrélation en champ lointain sont présentés sur la figure 4.6. Pour la mesure des corrélations quantiques spatiales en champ lointain

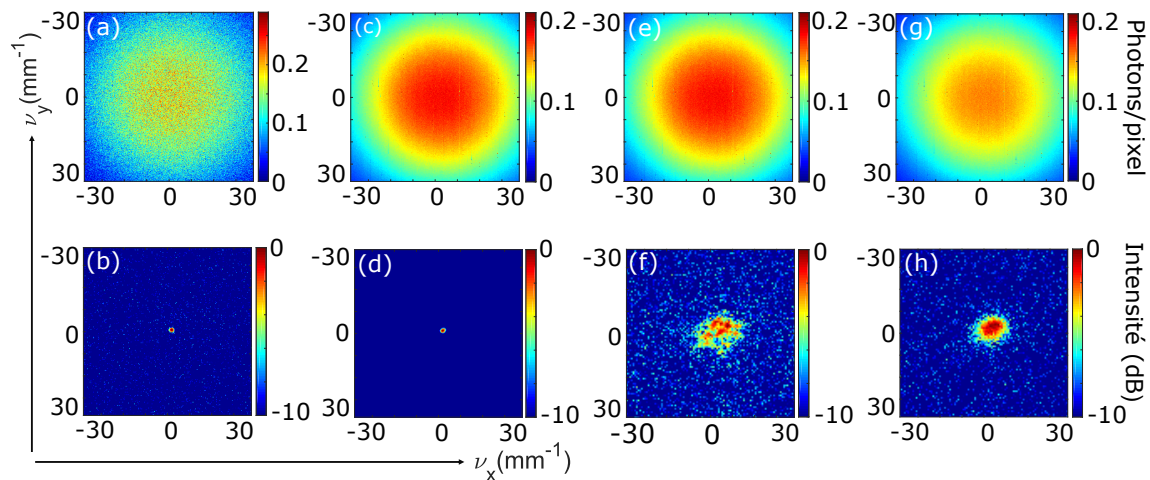


FIGURE 4.6 – Images expérimentales en champ lointain du cristal : Sans les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (b) la fonction de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_1$  : (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 10 000 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_2$  : (e) et (f) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 40 000 paires d'images. Avec les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (g) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (h) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 40 000 paires d'images.

du cristal, nous avons adopté la même procédure que dans le cas des mesures en champ proche (voir la section 4.2.2). Dans un premier temps, les mesures de corrélations quan-

tiques spatiales en impulsions<sup>4</sup> sont effectuées sans les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$ . La figure 4.6(a) montre l'image d'un faisceau (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ lointain du cristal dont la taille, qui dépend de l'accord de phase, est nettement inférieure à l'ouverture angulaire du système d'imagerie ( $\approx 170 \text{ mrad}$ ). La distribution spatiale de fonction de corrélation en impulsion est représentée sur la figure 4.6(b). Cette fonction de corrélation est obtenue en moyennant les corrélations spatiales entre les images signal et les images idler de la même paires retournées de  $180^\circ$ . Nous rappelons qu'en champ lointain du cristal, la rotation de  $180^\circ$  d'une des images par rapport à l'autre permet la mesure des corrélations quantiques spatiales entre les paires de photons jumeaux émises avec des impulsions transverses opposées. Dans cette expérience, la fonction de corrélation spatiale présentée dans la figure 4.6(b) montre un pic de corrélation dont l'intégrale est de 21%. Cette valeur est également inférieure au rendement quantique du système d'imagerie du fait des pertes induites par les lentilles supplémentaires ( $L_1$  et  $L_2$ ) comme nous l'avons déjà mentionné dans la figure 3.18. En utilisant les figures 4.6(a) et 4.6(b), nous avons mesuré les écarts-types (en fréquence spatiales) des faisceaux de la SPDC et du pic de corrélation. Nous avons obtenu pour les faisceaux de la SPDC  $\sigma_{v_x}^{SPDC} = \sigma_{v_y}^{SPDC} = (25 \pm 1) \text{ mm}^{-1}$  et pour le pic de corrélation  $\sigma_{v_x} = (0,62 \pm 0,01) \text{ mm}^{-1}$  et  $\sigma_{v_y} = (0,54 \pm 0,01) \text{ mm}^{-1}$  suivant les axes  $x$  et  $y$  respectivement. En considérant que les dimensions spatiales des faisceaux de la SPDC en champ proche et en champ lointain du cristal vérifient :  $\sigma_x^{SPDC} = \sigma_x^{pompe}$  ;  $\sigma_y^{SPDC} = \sigma_y^{pompe}$  et  $\sigma_{v_x}^{SPDC} = \sigma_{v_y}^{SPDC}$  avec  $\sigma_{x,y}^{pompe}$  l'écart-type du faisceau pompe suivant les directions transverses  $x$  et  $y$  (que nous avons noté simplement  $\sigma_p$  dans les équations 2.13 et 2.14), nous pouvons calculer la valeur théorique des nombres de Schmidt de l'état du biphoton suivant les dimensions  $x$  et  $y$  par [58] :

$$K_{x,y} = \frac{1}{2} \sigma_{x,y}^{pompe} 2\pi \sigma_{v_x,v_y}^{SPDC} \quad (4.16)$$

En utilisant l'équation 4.16, nous obtenons les nombres de Schmidt  $K_x = 71$  et  $K_y = 67$  suivant les axes  $x$  et  $y$  respectivement. La dimensionnalité des états intriqués qui est définie par  $K = K_x K_y$  est d'environ  $5 \times 10^3$ . Ainsi, nous pouvons dire que les paires de photons intriqués que nous utilisons pour la mesure de ces corrélations quantiques sont de très haute dimensionnalité. Idéalement, le nombre de Schmidt peut-être aussi estimé avec le degré de paradoxe [58] déduit des mesures des écarts-types des pics de corrélation en champ proche et champ lointain en utilisant les équations 3.36 et 3.37. Lorsque les deux diffuseurs ne sont pas présents dans le montage expérimental, nous obtenons un nombre de Schmidt de  $V = \sqrt{V_x V_y} = \sqrt{6,9 \times 4} \approx 5$ , qui est très faible comparé au produit  $K_x K_y = 5000$  et à celui obtenu dans la référence [58]. Ce grand écart observé au niveau du nombre de Schmidt est attribué aux aberrations géométriques dues à la propagation hors de l'axe des faisceaux de la SPDC à travers les systèmes d'imagerie, principalement pour les mesures en champ proche où le pic de corrélation est significativement élargi du fait de l'aberration d'astigmatisme.

Ensuite, nous considérons l'expérience où seulement le diffuseur  $D_1$  est inséré dans le plan ( $P'$ ). Dans ce cas, les figures 4.6(c) et 4.6(d) correspondent respectivement à l'image en champ lointain d'un faisceau de la SPDC et la distribution spatiale de la fonction de corrélation, mesurée entre 10 000 paires d'images. Lorsque le diffuseur se trouve

4. Nous avons vu dans section 2.1.2 que lorsque les photons signal et idler sont détectés en champ lointain du cristal non linéaire, les variables utilisées pour décrire l'intrication entre ces deux photons sont leurs impulsions transverses

en champ lointain du cristal et nous et que nous calculons les corrélations en champ lointain, la figure 4.6(d) présente un pic de corrélation. Cela s'explique du fait que nous appliquons un objet de phase pure en champ lointain, ce qui ne modifie pas la distribution spatiale des fluctuations d'intensité utilisée pour mesurer les corrélations en champ lointain. Le degré de corrélation calculé à partir de la figure 4.6(d) est de 14%. Dans cette configuration, le degré de corrélation avec le diffuseur  $D_1$  inséré dans le plan ( $P'$ ) est significativement réduit à cause des pertes introduites par  $D_1$  et également du fait de la propagation des faisceaux de la SPDC hors de l'axe des lentilles. Dans ce cas, une partie significative des photons diffusés par le diffuseur  $D_1$  n'a pas été collectée, particulièrement au niveau de la lentille  $L_2$ .

Nous considérons maintenant la configuration où seulement le diffuseur  $D_2$  est présent dans le montage sans  $D_1$ . Dans cette situation, les figures 4.6(e) et 4.6(f) correspondent respectivement à l'image d'un faisceau signal ou idler et la fonction de corrélation en champ lointain. Dans ce cas, la fonction de corrélation décrit un speckle qui est très similaire à celui obtenu en éclairage cohérent (fig. 3.16(b)) et en accord avec les résultats obtenus dans les figures 3.6(d) et 3.18(d) et ceux rapportés dans [21]. Le degré de corrélation obtenu à partir de la figure 4.6(f) est de 16%, ce qui traduit des pertes liées à la présence du diffuseur  $D_2$ .

Finalement, nous discutons du cas où les deux diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  sont insérés respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ), comme représenté sur la figure 4.5. La figure 4.6(g) montre l'image d'un faisceau (signal ou idler) en champ lointain dont la taille reste toujours limitée par l'accord de phase. Au niveau de la distribution spatiale de la fonction de corrélation en champ lointain, la figure 4.6(h) montre une addition incohérente de plusieurs speckles avec une largeur à mi-hauteur de  $\delta v_x \approx \delta v_y = 8,4 \text{ mm}^{-1}$  qui est en très bon accord avec l'ouverture angulaire des diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  ( $8 \text{ mm}^{-1}$  voir dans la section 3.2). Le contraste du speckle issue de la fonction de corrélation est également perdu comme ce fut le cas de la figure 4.3(h). Le degré de corrélation calculé à partir de cette figure est de 12%. Cette diminution du degré de corrélation comparée au cas d'un seul diffuseur (14% avec  $D_1$  et 16% avec  $D_2$ ) s'explique par l'addition des pertes induites par les deux diffuseurs.

#### 4.3.3/ SIMULATION DE LA FONCTION DE CORRÉLATION EN CHAMP LOINTAIN

Après avoir présenté dans la section 4.3.2 les résultats expérimentaux de mesure de la fonction de corrélation quantique spatiale en champ lointain, je vais présenter dans cette sous-section les résultats des simulations numériques en considérant la configuration expérimentale illustrée sur la figure 4.5. La figure 4.7(a) correspond à la fonction de corrélation obtenue lorsque le diffuseur  $D_1$  est dans le plan ( $P'$ ), sans le diffuseur  $D_2$ . Nous obtenons dans ce cas un pic de corrélation, ce qui est le cas dans l'expérience (figure 4.6(d)). Ensuite, lorsque diffuseur  $D_2$  est dans le plan ( $P''$ ) sans  $D_1$ , la fonction de corrélation présentée dans la figure 4.7(b) décrit un speckle en accord avec le résultat expérimental rapporté dans la figure 4.6(f). Enfin, on insérant  $D_1$  et  $D_2$  respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ), on obtient dans la figure 4.7(c) une structure granulaire avec un très faible contraste et légèrement déformée. Ce dernier résultat obtenu qui est lié à une addition de speckles décorrélés est en accord avec le résultat expérimental présenté dans la figure 4.6(h). Nous pouvons donc conclure que les simulations numériques confirment nos résultats expérimentaux.

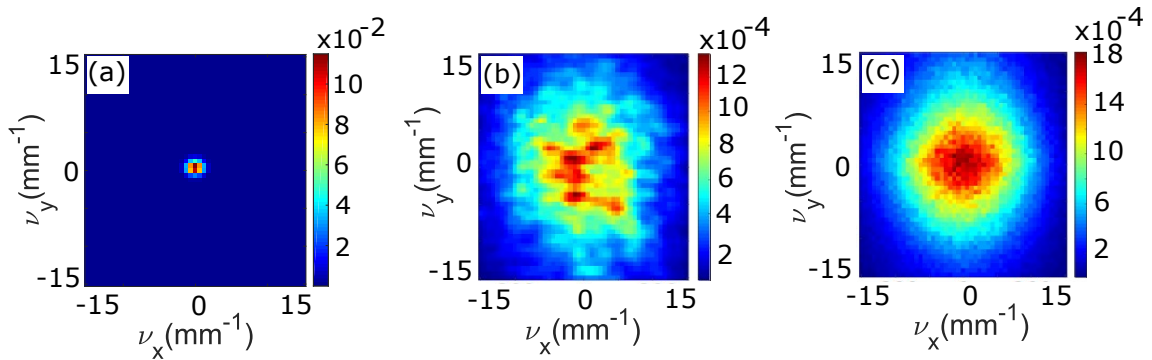


FIGURE 4.7 – Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation en champ lointain du cristal : (a) diffuseur  $D_1$  dans le plan ( $P'$ ) sans  $D_2$ . (b) diffuseur  $D_2$  dans le plan ( $P''$ ) sans le diffuseur  $D_1$ . (c) diffuseurs  $D_2$  et  $D_2$  placés respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ).

#### 4.4/ CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre d'une part le calcul théorique des fonctions de corrélation quantique spatiale en position (champ proche du cristal) et en impulsion (champ lointain) entre des paires de photons intriqués transmis à travers un diffuseur "épais" constitué de deux diffuseurs de phase minces ayant les mêmes propriétés de diffusion. Dans la configuration que nous avons utilisée pour calculer les corrélations quantiques spatiales en champ proche, le premier diffuseur est situé dans le plan image du cristal et le second diffuseur est positionné dans le plan de Fourier du cristal. Pour le calcul des corrélations quantiques spatiales en impulsion, le premier diffuseur se trouve dans le plan de Fourier du cristal et le second est inséré dans le plan image. Dans ces deux espaces (champ proche et champ lointain du cristal), nous avons établi l'expression de la fonction de corrélation. En champ proche du cristal, nous avons montré que la fonction de corrélation est le résultat de convolutions multiples entre l'amplitude du champ électrique de l'onde pompe et trois fonctions aléatoires décorréliées dont l'une est issue du premier diffuseur et les deux autres du second diffuseur. En champ lointain du cristal, nous avons montré que la fonction de corrélation est le produit d'un speckle provenant du diffuseur  $D_1$  et d'une autre fonction qui n'est pas un speckle. D'une part, nous avons mesuré expérimentalement les corrélations spatiales entre les paires de photons intriqués en utilisant des caméras EMCCD positionnées soit en champ proche, soit en champ lointain du cristal. Dans ces deux espaces, nous avons démontré que les corrélations spatiales entre les paires de photons sont toujours détectés au niveau quantique après propagation à travers le diffuseur épais. Cependant, le contraste du speckle de corrélation a été fortement réduit du fait de l'addition incohérente de plusieurs speckles décorrélés. D'autre part, nous avons utilisé le modèle numérique basé sur la simulation de la fonction du biphoton pour calculer la fonction de corrélation. Les résultats que nous avons obtenus à travers ces simulations sont en parfait accord avec nos résultats expérimentaux. Une approche pour retrouver un bon contraste serait l'utilisation d'un milieu diffusant épais plus "réaliste" pour caractériser dans quelle mesure l'intrication peut survivre, comme théoriquement étudié dans [18].



## CONTRÔLE SPATIAL DE LA LUMIÈRE DANS LES MILIEUX DIFFUSANTS

Dans les chapitres 3 et 4, nous avons étudié la propagation de paires de photons intriqués à travers un diffuseur mince et épais. Nous avons montré d'une part que la distribution du taux de coïncidences entre les paires de photons reproduit un speckle, dont le contraste est complètement perdu dans le cas du diffuseur épais. D'autre part, nous avons montré par le calcul du degré de corrélation qu'une partie de l'intrication est perdue après propagation à travers le diffuseur mince et épais. Cela résulte de la perte d'une partie de l'information transportée par les paires de photons. Étant donné que le phénomène de diffusion ne peut pas être évité dans de tels milieux, il est plus que nécessaire de trouver une ou des méthodes pour compenser les effets induits par le processus de diffusion. C'est dans ce contexte que diverses méthodes ont été mises en œuvre dans le but de contrôler la propagation de la lumière cohérente [118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126] et des photons intriqués [23, 24, 127, 128, 25] dans les milieux diffusants. Ce contrôle de la lumière se fait grâce à des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) qui permettent de manipuler l'amplitude et/ou la phase d'une onde lumineuse. Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord les différents SLM utilisés pour contrôler l'amplitude et/ou la phase d'une onde. Ensuite, nous nous intéresserons au contrôle de la lumière cohérente lorsque celle-ci se propage à travers un milieu diffusant. Enfin, nous évoquerons la manière dont la propagation des photons intriqués peut-être contrôlée.

### 5.1/ MODULATEURS SPATIAUX DE LUMIÈRE

De nos jours, les composants optiques tels que les miroirs déformables (DM : Deformable Mirror), les matrices de micro-miroirs (DMD : Digital Micromirror Device) ou encore les écrans à cristaux liquides (LCD : Liquid-crystal display) sont utilisés pour moduler l'amplitude, la phase ou l'état de polarisation d'une onde lumineuse. Cette technique de contrôle du front d'onde d'un faisceau lumineux est généralement appelé " wavefront shaping " en anglais. Ces SLM sont basés, soit sur la technologies MEMS (Microelectromechanical systems) [129], soit sur la technologie LCD [130].

### 5.1.1/ MODULATEURS SPATIAUX À ACTIONS MÉCANIQUE : LA TECHNOLOGIE MEMS

Les SLM à action mécanique sont le fruit de la technologie MEMS qui a apparu au début des années 1970 avec le développement de la micro-électronique. Parmi ces modulateurs, nous avons les DM et les DMD. Les premiers SLM à technologie MEMS ont été utilisés pour des applications de vidéo-projection [131]. Je présenterai dans la suite, ces deux types de modulateurs et leur principe de fonctionnement.

#### 5.1.1.1/ SLM À MIROIR DÉFORMABLE

Les modulateurs de lumière à miroir déformable (DM) sont utilisées pour une modulation de phase continue, quantifiée ou binaire [132]. Ces modulateurs ont été utilisés pour la première fois dans le domaine de l'astronomie avec pour but la compensation des distorsions induites par les turbulences atmosphériques. Ces dispositifs sont constitués d'une matrice à actionneurs piézoélectrique ou piston qui viennent déformer le surface d'une membrane réfléchissante sous l'action d'une tension appliquée. La figure 5.1 représente le schéma représentatif d'un miroir déformable.

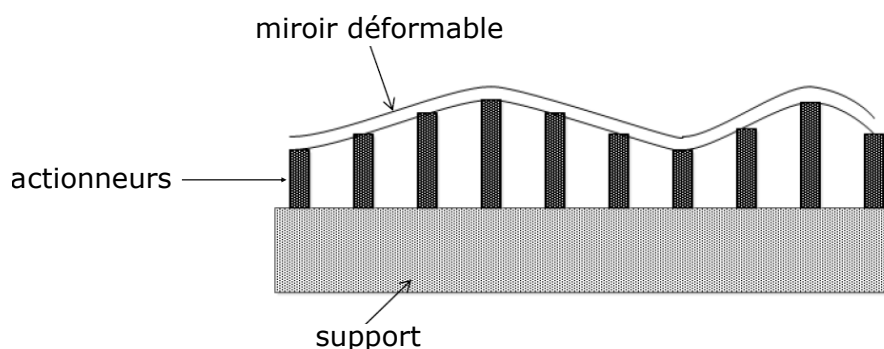


FIGURE 5.1 – Schéma représentatif d'un miroir déformable [133].

Dans le cas du DM représenté sur la figure 5.1 qui fonctionne en réflexion, lorsqu'une onde lumineuse se propage à travers un milieu tels que les couches atmosphériques ou un milieu diffusant qui sont susceptibles d'induire des distorsions de son front d'onde, les rayons incidents réfléchis par le miroir subissent un retard ou une avance de phase du fait de la déformation du miroir qui induit un ajustement dynamique. Ceci permet d'obtenir une onde réfléchie avec son front d'onde corrigé. La surface réfléchissante des DM est contrôlée par des actionneurs qui peuvent être mécaniques, électriques ou magnétiques. Un nombre élevé d'actionneurs permet d'obtenir une correction plus précise du front d'onde [133].

#### 5.1.1.2/ MATRICE DE MICRO-MIROIRS

Les matrices de micro-miroirs (DMD) sont des miroirs déformables pixélisés constitués d'une matrice de plusieurs micro-miroirs à action mécanique. Ces composants qui ont



été développés pour la première fois par Larry Hornbeck [134, 135] sont des composants micro-mécaniques matriciels qui ont une entrée électronique et une sortie optique, permettant une modulation spatiale du front d'onde. Chaque pixel de la matrice correspond à un miroir qui possède deux états stables [136]. En appliquant une tension sur les électrodes, le miroir pivote soit de  $10^\circ$  par rapport à son axe, soit de  $-10^\circ$  [137] (voir figure 5.2(a)).

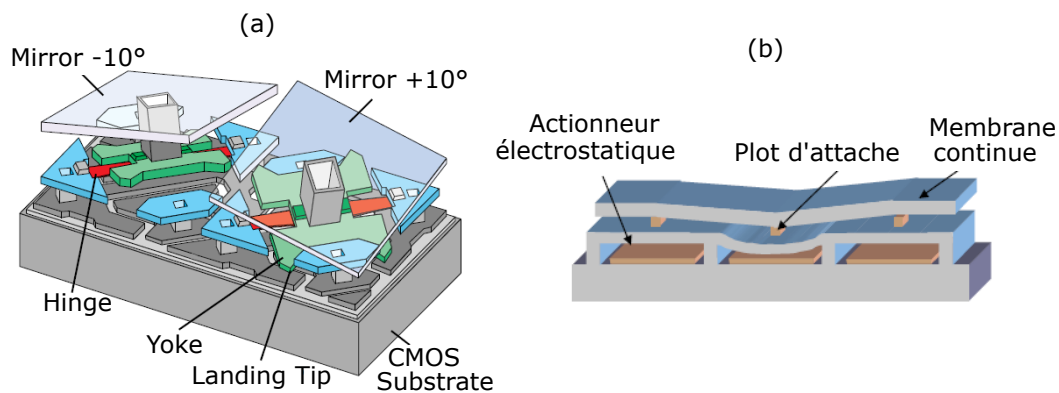


FIGURE 5.2 – (a) : Schéma représentatif de deux pixels d'une matrice de micro-miroirs [137] mobile en rotation. (b) Dispositif de micro-miroirs déformables point d'attache mobile en translation [138].

Ainsi, le faisceau lumineux incident sur chacun des miroirs peut-être réfléchi dans deux directions possibles, dont l'une sera éliminée par un masque absorbant [133] permettant ainsi une modulation d'amplitude binaire avec une fréquence de rafraîchissement de l'ordre du kilohertz. Pour faire une modulation de phase, on utilise des dispositifs de micro-miroirs mobile en translation (voir figure 5.2(b)).

Ils existent également d'autres types de modulateurs peu connus utilisant d'autres technologies. Parmi ceux-ci, on a les modulateurs magnéto-optiques qui utilisent l'effet Faraday [139], les modulateurs piézo-électriques basés sur l'effet Kerr [140] et les modulateurs à puits quantiques multiples [141]. Les SLM à actions mécaniques ont des coûts relativement élevés, ce qui constitue une limitation quant à l'utilisation de ces composants.

### 5.1.2/ MODULATEURS SPATIAUX À CRISTAUX LIQUIDES

De tous les composants utilisés pour la modulation spatiale de la lumière, les SLM à cristaux liquides sont les plus répandus, du fait de leur coût raisonnable. Les cristaux liquides sont des molécules organiques combinant les propriétés d'un liquide et celles d'un solide cristallisé [142]. L'arrangement moléculaire de ces cristaux liquides change en fonction de la température à laquelle ils sont soumis. Dans cette sous-section, nous nous intéresserons aux SLM à cristaux liquides nématiques en hélice, encore appelés cristaux liquides nématiques torsadés noté TN-LC-SLM (Twisted Nematic Liquid Crystal SLM). Dans un cristal liquide nématique,

- les molécules allongées tendent à s'orienter parallèlement entre elles,
- une surface de verre rayé peut les forcer à s'orienter parallèlement aux rayures,



— un champ électrique suffisant peut les forcer à s'orienter dans la direction du champ.

La figure 5.3 illustre le principe d'un écran à cristaux liquides nématiques torsadés. Ces

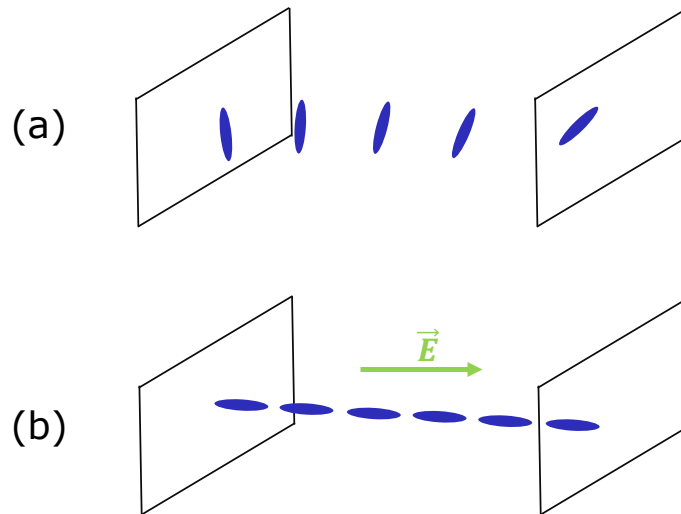


FIGURE 5.3 – Principe d'un écran à cristaux liquides nématiques torsadés fonctionnant en transmission. En l'absence de tension appliquée (a), les cristaux s'orientent de manière hélicoïdale. Lorsqu'une tension est appliquée entre les électrodes, un champ électrique est créé et les cristaux s'orientent suivant la direction du champ.

cristaux liquides possèdent notamment des propriétés de biréfringence et par conséquent un effet direct sur l'état de polarisation du champ électromagnétique qui les traverse. Il est possible de convertir cette modification de polarisation en une variation d'intensité, ou de phase en plaçant des éléments polarisants entre l'entrée et la sortie du milieu à cristaux liquides. Les TN-LC-SLM fonctionnant en transmission sont constitués d'une couche de cristaux liquides entre deux électrodes, le tout placé entre deux polariseurs en polarisation croisée. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes des électrodes les cristaux s'orientent de façon hélicoïdale (figure 5.3(a)), ce qui fait tourner de  $90^\circ$  l'angle de polarisation de la lumière incidente et permet à celle-ci de franchir le second polariseur sans perte d'intensité [143]. En appliquant une tension entre les électrodes, les cristaux s'orientent dans la direction du champ électrique créé (figure 5.3(b)). Dans ce cas, la polarisation de la lumière n'est plus modifiée et le second diffuseur bloque la lumière. De ce qui précède, il en résulte qu'au niveau de chacun des pixels, la lumière peut-être bloquée ou transmise par application d'une tension électrique [143]. Avec ces modulateurs, il est possible d'obtenir une modulation de phase ou/et l'amplitude de la lumière incidente [144] en appliquant une tension au SLM. Depuis quelques années, des SLM à cristaux liquides de technologie LCOS (Liquid crystal on silicon) ont été développés pour la modulation spatiale de la lumière.

### 5.1.2.1/ MODULATEURS LCOS-SLM

La technologie LCOS a été développée depuis les années 1990 et elle combine une technologie d'un circuit CMOS intégrée avec les propriétés de modulation d'un cristal liquide. Ces dispositifs fonctionnent aussi bien en transmission qu'en réflexion (figure

5.4) et peuvent être utilisés pour une modulation de phase ou d'amplitude de la lumière incidente. L'architecture des LCOS est similaire à celle des cristaux liquides (LC) conventionnels et la seule différence vient du fait de l'intégration d'un circuit CMOS. La couche de cristal liquide est piégée entre un verre revêtu d'une électrode en oxyde d'indium dopé à l'étain (ITO) et le substrat CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) en silicium. Ce substrat est un circuit électronique qui est gravé sous les matrices de pixels constitués de miroirs en aluminium déposés sur la surface du silicium. La lumière incidente est transmise à travers la couche de cristal liquide sans absorption. L'intégration du circuit permet de changer la tension appliquée sur chaque pixel, contrôlant ainsi les retards de phase du front d'onde incident à travers le dispositif.

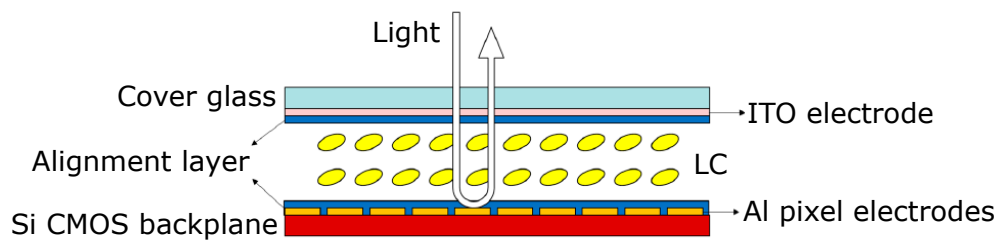


FIGURE 5.4 – Structure simplifiée d'un dispositif LCOS fonctionnant en mode réflexion.

#### 5.1.2.2/ MODULATEUR DE LUMIÈRE UTILISÉ POUR CETTE ÉTUDE

Dans le cadre des travaux de cette thèse, nous avons utilisé un modulateur de phase pure LCOS-SLM série X10468-07 du fabricant Hamamatsu [145] qui fonctionne dans la plage des longueurs comprises entre 620 nm et 1100 nm. Développé depuis 2001 pour des applications industrielles et placé sur le marché en 2007, ce dispositif fonctionne en réflexion (la réflectivité des miroirs est d'environ 82%) et possède une résolution de 800x600 pixels qui sont adressés sur 8 bits (256 niveaux de gris). La figure 5.5 présente un modulateur LCOS-SLM série X10468-07. La figure 5.5(a) montre que le modulateur est constitué de deux parties : la tête, dans laquelle se trouve une fenêtre pixélisée contenant le cristal liquide et un contrôleur. La figure 5.5(b) présente la structure de la fenêtre pixélisée (carré blanc) qui se trouve sur la tête du SLM.

Ce modulateur est conçu pour moduler seulement la phase de la lumière incidente sans changer son intensité ou son état polarisation. Le protocole de modulation de phase d'une lumière incidente sur le SLM est présenté sur la figure 5.6. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, la tête du modulateur est reliée à un contrôleur, qui lui transmet le profil de phase (appelé masque de phase) à afficher pour la correction du front d'onde de la lumière incidente. Quant au contrôleur, celui-ci est connecté directement à une sortie vidéo d'un ordinateur. L'adressage du profil de phase se fait grâce à un logiciel ou une interface conçue et qui est installé sur l'ordinateur.

Pour moduler la phase de l'onde incidente entre 0 et  $2\pi$ , on applique une tension au SLM de sorte à modifier l'orientation des cristaux liquides. Dans ce type de modulateur, chaque cristal liquide est associé à un pixel. Ainsi, le masque de phase (matrice des tensions) à appliquer aux cristaux liquides du SLM est une matrice de nombres codés sur

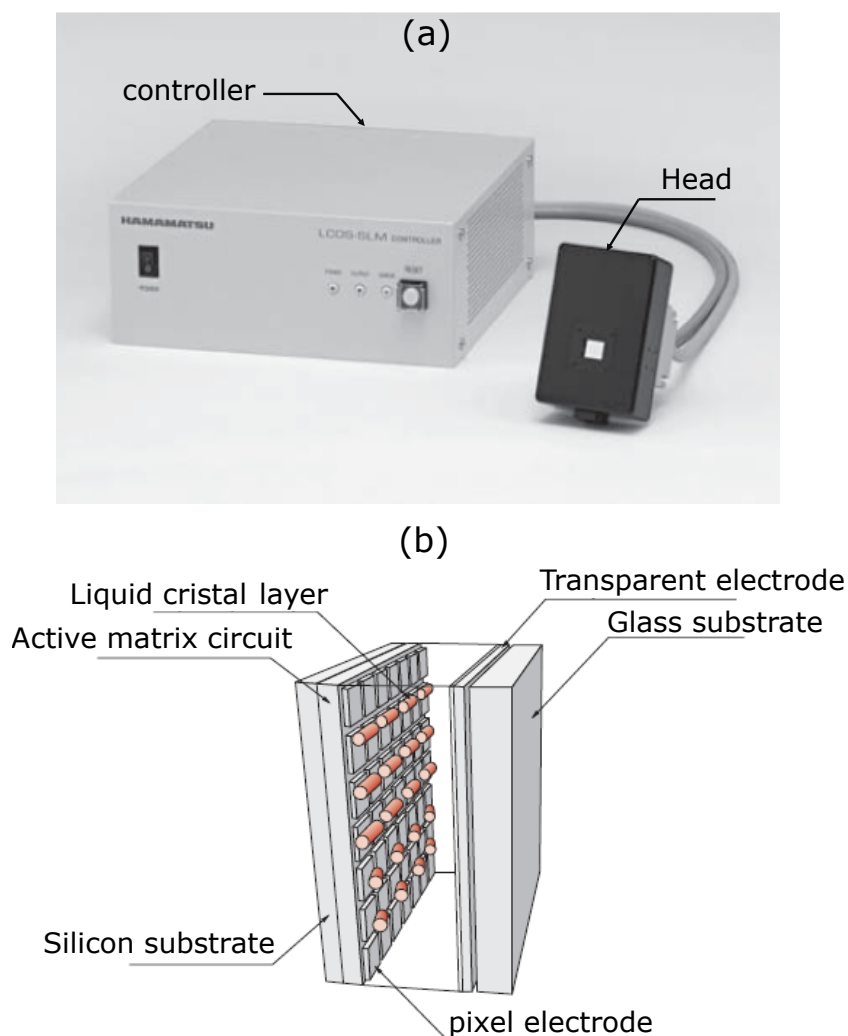


FIGURE 5.5 – (a) : Modulateur spatial de lumière modèle LCOS-SLM Hamamatsu X10468-07 constitué d'une tête et d'un module de contrôle. (b) : Structure de la tête du modulateur.

256 niveaux de gris. La tâche la plus délicate est de trouver la correspondance entre le niveau de gris maximal à adresser pour obtenir une modulation de phase entre 0 et  $2\pi$  à la longueur d'onde employée. Par ailleurs, la valeur du déphasage fourni par ce type de modulateur dépend également de l'angle sous lequel celui-ci est illuminé. La figure 5.7 montre la caractéristique typique de modulation de phase fournie par le fabricant en fonction du niveau de gris appliqué, pour un modulateur LCOS-SLM séries X10468-03 opérant à la longueur d'onde de 1064 nm. Sur cette figure 5.7, on voit bien qu'il est possible d'atteindre une modulation de phase de  $2\pi$  ou plus selon le niveau de gris appliqué. De plus, cette figure montre une évolution linéaire de la phase en fonction du niveau de gris. On remarque qu'une modulation de phase de  $2\pi$  est obtenue autour 210 niveaux de gris.

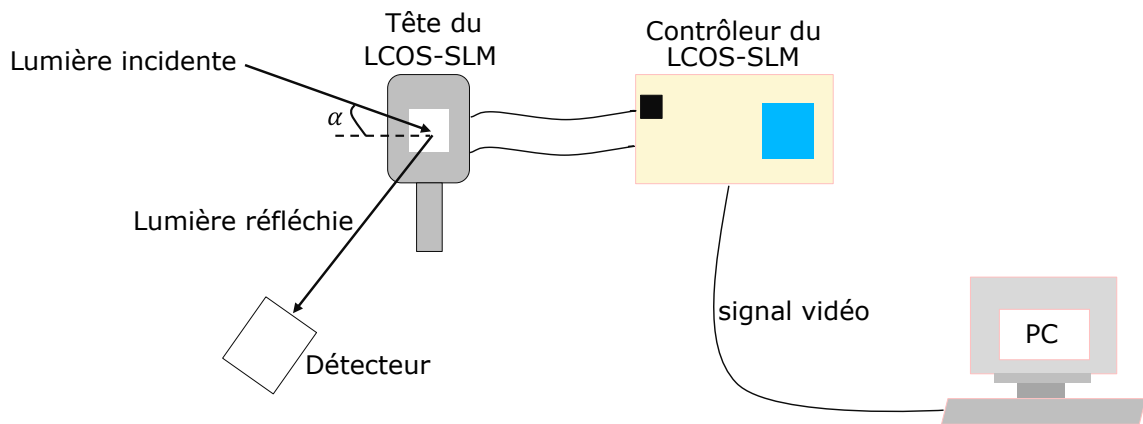


FIGURE 5.6 – Principe de fonctionnement du modulateur Hamamatsu opérant en mode réflexion.

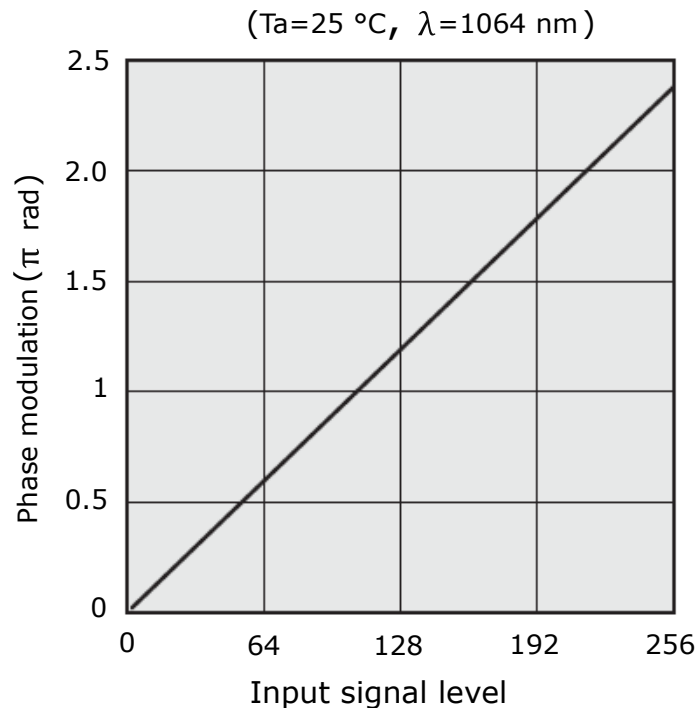


FIGURE 5.7 – Courbe de modulation de phase en fonction du niveau de gris appliqué au SLM.

## 5.2/ CONTRÔLE COHÉRENT DE LA LUMIÈRE

Après avoir présenté les différents types de modulateurs spatiaux utilisés pour le contrôle du front d'onde d'un faisceau lumineux, je vais vous présenter dans cette partie une mesure expérimentale de contrôle d'un faisceau cohérent lorsque celui-ci se propage à travers un milieu diffusant.

Les premières expériences de contrôle de la lumière cohérente par une focalisation de celle-ci à travers un milieu diffusant [118] ont été réalisées par Mosk et ses collabora-

teurs en 2007-2008, grâce à l'utilisation d'un SLM. Dans cette expérience de contrôle de la lumière, différentes valeurs de phase sont testées pour chaque pixel du masque de phase qui est adressé au SLM et pour chaque pixel, on garde la valeur de la phase qui maximise l'intensité en un point cible sur la caméra située derrière le milieu diffusant. Ainsi, cette méthode utilise le principe de conjugaison de phase optique (voir la section 5.2.2) puisque le masque obtenu est conjugué en phase avec celui qu'on obtiendrait si une source monochromatique avait été placée au point cible et que le champ avait été mesuré dans le plan où est placé le SLM. Cette technique a été également utilisée pour focaliser la lumière dans un milieu diffusant [119]. Néanmoins, cette approche qui est une méthode itérative nécessite de reproduire la phase d'apprentissage à chaque fois que la cible change, ce qui rend cette méthode limitée.

En 2010, Popoff *et al.*, [122] proposent une autre méthode qui consiste à mesurer la matrice de transmission (MT) du milieu diffusant en utilisant un dispositif similaire à celui utilisé par Mosk *et al.*, [118]. Cette MT qui lie les pixels du SLM aux pixels de la caméra permet de focaliser la lumière sur une cible située sur la caméra placée de l'autre côté du milieu diffusant en utilisant la conjugaison de phase. De plus, pour un milieu diffusant statique, la même matrice de transmission est utilisée pour focaliser sur différentes cibles. Dans cette partie, nous allons d'une part utiliser la méthode basée sur la mesure de la MT pour focaliser la lumière à travers un milieu diffusant et d'autre part, nous présenterons une méthode itérative similaire à l'algorithme de partitionnement présenté dans [121]. Le but étant d'une part de maîtriser les deux techniques (la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission du milieu diffusant et la méthode itérative) de contrôle de la lumière et d'autre part de comparer les performances de ces deux méthodes pour voir laquelle sera implémenté pour contrôler la propagation des photons intriqués à travers le diffuseur. Cette partie constitue également pour nous un test de caractérisation de notre SLM pour déterminer le niveau de gris permettant d'obtenir une modulation de la lumière de  $2\pi$  en fonction de longueur d'onde et de l'angle d'incidence de l'onde lumineuse.

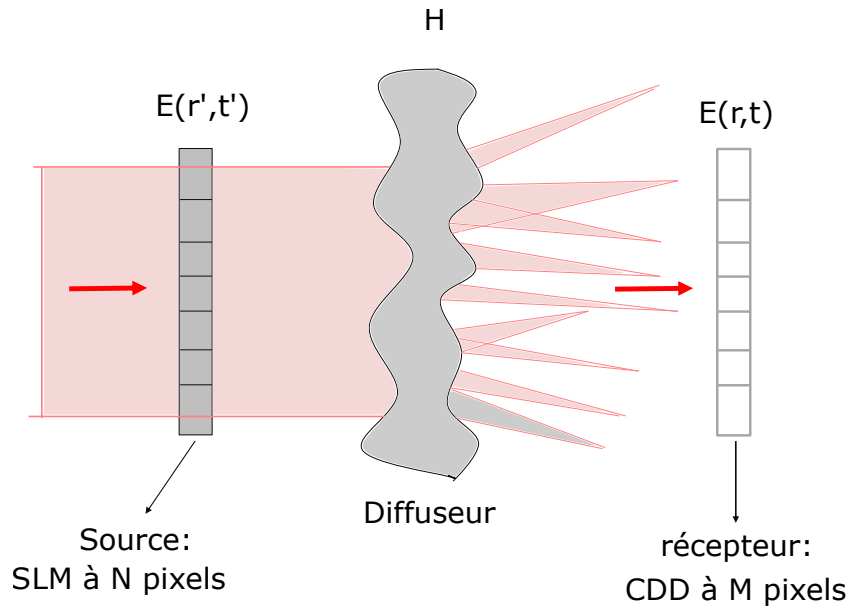
### 5.2.1/ MATRICE DE TRANSMISSION

Lorsqu'une onde plane se propage à travers un milieu diffusant, on obtient une distribution aléatoire (speckle) de l'intensité en sortie du milieu. Cette intensité est différente pour chaque vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  à l'entrée. Pour un milieu linéaire, la propagation d'une onde lumineuse est entièrement définie par sa fonction de Green scalaire  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t')$  qui décrit l'influence du champ optique à la position  $\mathbf{r}'$  à l'instant  $t'$  sur le champ optique à la position  $\mathbf{r}$  à l'instant  $t$ . Considérons une source de champ optique  $E(\mathbf{r}', t')$  émettant un ensemble de  $N$  sources monochromatiques de surface  $S_i^{in}$  ( $i \in \{1..N\}$ ) à la position  $\mathbf{r}'$  à l'instant  $t'$  comme illustré sur la figure 5.8.

La  $n$  ième source monochromatique de champ moyen  $E_i(\omega) = \frac{1}{S_i^{in}} \iint_{S_i^{in}} E(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'^2$  donne à la position  $\mathbf{r}$  à l'instant  $t$  un champ optique de la forme [143] :

$$E_i(\mathbf{r}, t) = \iint_{S_i^{in}} \int_{-\infty}^{+\infty} \overleftrightarrow{g}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t') E(\mathbf{r}', t') dt' d^2\mathbf{r}'. \quad (5.1)$$

Où  $\overleftrightarrow{g}_0$  est appelée la fonction de Green (variables d'espace) impulsionnelle (variable de temps). L'équation 5.1 peut également être exprimée dans le domaine fréquentiel par :

FIGURE 5.8 – Protocole de mesure de la matrice de transmission  $H$ .

$$E_i(\mathbf{r}, \omega) = \iint_{S_i^{in}} \overleftrightarrow{g}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) E(\mathbf{r}') d^2\mathbf{r}'. \quad (5.2)$$

Considérons que les sources monochromatiques émises sont enregistrées sur une surface constituées de  $M$  récepteurs de surface  $S_j^{out}$  ( $j \in \{1..M\}$ ) à la position  $\mathbf{r}$ , dont le champ associé au niveau du récepteur  $m$  est  $E_j(\omega) = \frac{1}{S_j^{out}} \iint_{S_j^{out}} E(\mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r}^2$ . Le champ obtenu sur le récepteur  $j$  peut-être relié au champ émise par la source  $i$  par la relation [143] :

$$E_j^{out}(\omega) = \frac{1}{S_i^{in}} \iint_{S_j^{out}} \iint_{S_i^{in}} \overleftrightarrow{g}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) E(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'^2 d\mathbf{r}^2. \quad (5.3)$$

$$= \iint_{S_i^{in}} \overleftrightarrow{G}_j(\mathbf{r}, \omega) E(\mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r}^2. \quad (5.4)$$

Si le champ est uniformément distribué sur la surface de chaque source monochromatique, alors on peut réécrire l'équation 5.3 sous la forme :

$$E_j^{out}(\omega) = \frac{E(\mathbf{r}', \omega)}{S_i^{out}} \iint_{S_i^{in}} \overleftrightarrow{G}_j(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'^2 = \overleftrightarrow{G}_{ij}(\omega) E_i^{in}(\omega). \quad (5.5)$$

Dans l'hypothèse où les champs  $E_i^{in}$  et  $E_j^{out}$  sont considérés comme des scalaires<sup>1</sup> et en considérant les composantes de  $\overleftrightarrow{G}_{ij}$  comme les éléments d'une simple matrice, on peut relier les champs à l'entrée du système aux champs de sortie par la relation [143] :

$$E_j^{out} = \sum_i^N G_{ij} E_i^{in}. \quad (5.6)$$

1. Cette hypothèse suppose qu'on choisit une seule polarisation en émission et en réception

Dans la suite, la matrice  $G_{ij}$  sera noté  $h_{ij}$ , et nous exprimerons l'équation 5.6 simplement sous la forme matricielle :

$$E^{out} = HE^{in}. \quad (5.7)$$

Avant de procéder à la mesure expérimentale de la matrice de transmission du milieu diffusant, nous avons d'abord procédé à la caractérisation du SLM, c'est-à-dire déterminé le niveau de gris maximal qui permet d'obtenir une modulation de la lumière incidente de  $2\pi$ . Dans la suite de ce manuscrit, nous noterons ce niveau  $levmax$ . Ensuite, nous présenterons une méthode qui permet de mesurer le champ électromagnétique et enfin, nous allons présenter la méthode permettant d'obtenir la matrice de transmission.

### 5.2.1.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL POUR LA CARACTÉRISATION DU SLM

Je présente dans cette sous-section, le dispositif expérimental mis en place pour caractériser le SLM que nous avons utilisé pour contrôler la propagation de la lumière à travers un milieu diffusant. Ce dispositif qui est présenté sur la figure 5.9 est similaire à celui utilisé dans la référence [122] pour la mesure de la matrice de transmission.

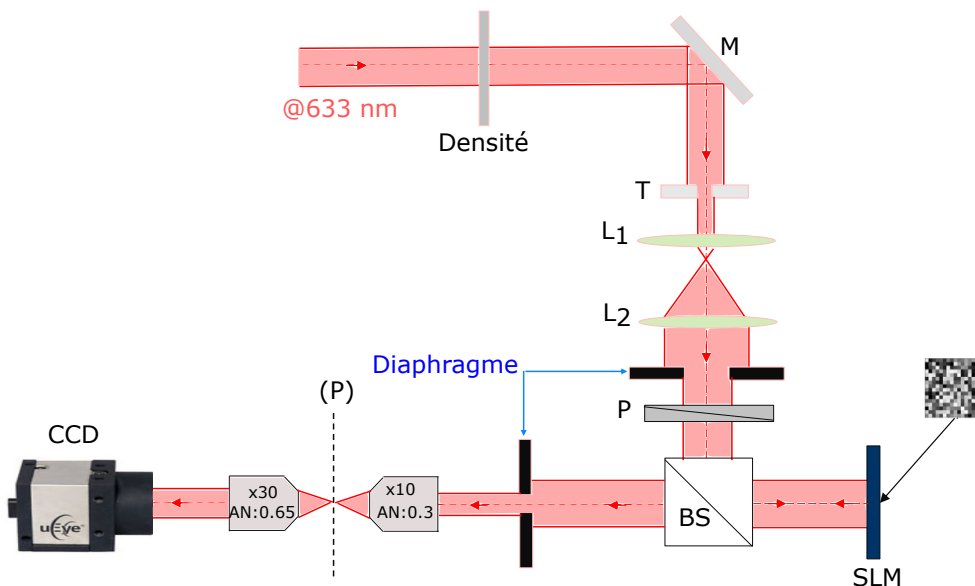


FIGURE 5.9 – Montage expérimental pour la caractérisation du SLM.  $M$  : miroir,  $T$  : trou de filtrage,  $P$  : polariseur,  $BS$  : séparateur de faisceau et  $(P)$  le plan intermédiaire dans lequel sera inséré le milieu diffusant.  $L_1$  et  $L_2$  sont des lentilles.

Pour cette expérience, nous utilisons un faisceau lumineux délivré par un laser hélium-néon émettant à la longueur d'onde  $633 \text{ nm}$ . Une densité optique est utilisée pour régler l'intensité du faisceau laser. Le faisceau est filtré spatialement, étendu grâce à l'utilisation des lentilles  $L_1$  et  $L_2$ , puis projeté sous incidence normale sur le SLM sur lequel est adressé un masque phase, grâce à l'utilisation du séparateur de faisceau. Avant projection sur le SLM, un polariseur est utilisé pour obtenir la bonne polarisation pour laquelle le SLM est optimisé. Cela nous permettra d'obtenir une modulation de  $2\pi$  si le niveau maximal de gris adéquat ( $levmax$ ) est adressé au SLM. Ensuite, après réflexion, la partie

éclairée du SLM illumine la pupille d'entrée d'un objectif de microscope x10 ouvert à 0.3, qui focalise le faisceau dans le plan ( $P$ ), dans lequel nous allons insérer par la suite le milieu diffusant. Enfin, un second objectif de microscope d'objectif x30 ouvert à 0.65 collecte la lumière du plan ( $P$ ) pour l'imager sur la caméra CCD de dimension 1024x1280 pixels. La position des deux objectifs est ajustée de sorte à imager le plan de Fourier du SLM sur la caméra CCD.

Pour déterminer le niveau de gris à appliquer sur le SLM pour obtenir une modulation de  $2\pi$ , nous adressons sur le SLM par l'intermédiaire d'une interface, des masques constitués de réseaux de phases binaires ou sinusoïdaux que nous codons sur des niveaux de gris compris entre 0 et 255 et nous observons la figure de diffraction des réseaux sur la caméra CCD. Le niveau de gris correspondant à une amplitude de modulation de  $2\pi$  ( $levmax$ ) est obtenu lorsque le rendement de diffraction dans les ordres  $\pm 1$  est maximal.

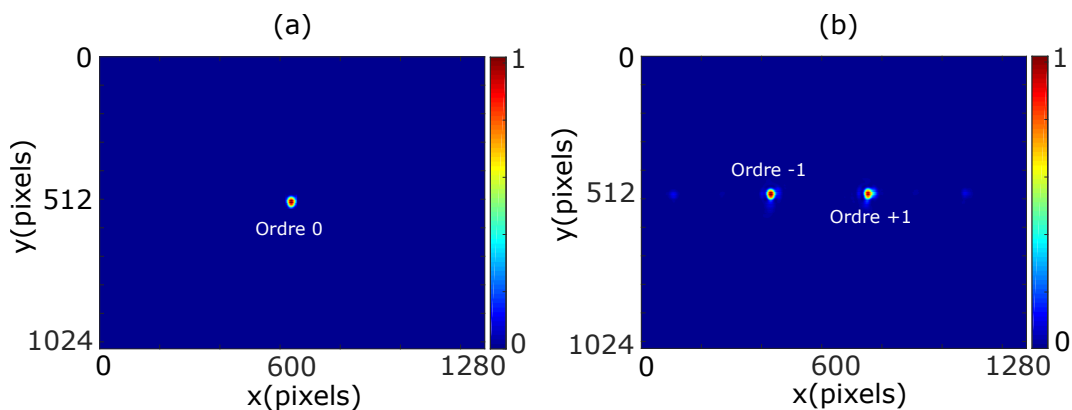


FIGURE 5.10 – Figure de diffraction observée sur la caméra. (a) pas de masque adressé sur le SLM et (b) réseau sinusoïdal codé sur 120 niveaux de gris, adressé sur SLM.

Lorsqu'aucun masque n'est adressé sur le SLM, on obtient dans la figure 5.10(a) un pic de diffraction d'ordre 0 qui correspond à la transformée de Fourier du faisceau laser incident. En adressant un masque constitué d'un réseau sinusoïdal codé sur 120 niveaux de gris, on observe sur la figure 5.10(b) une distribution de l'intensité diffractée dans les ordres  $\pm 1$  et une petite partie (qui est à peine visible) dans les ordres  $\pm 2$ . Pour une illumination sous incidence normale et à la longueur d'onde de 633 nm, le nombre de niveaux de gris à appliquer au SLM pour induire une modulation de  $2\pi$  est de  $levmax = 120$ .

### 5.2.1.2/ MÉTHODE DE MESURE DE LA MATRICE DE TRANSMISSION

Nous avons vu dans l'équation 5.7 que la matrice de transmission  $H$  relie le champ optique incident à celui à la sortie mesuré sur un récepteur. Pour mesurer  $H$ , on doit mesurer la phase du champ optique. Cette tâche est impossible avec de simples détecteurs de lumière sensibles à l'intensité et non à l'amplitude et/ou la phase. Pour contourner cette difficulté et accéder au champ optique deux méthodes sont utilisées : les méthodes interférométriques [146] et les méthodes non-interférométriques [147, 148, 149].

Au cours de nos mesures, nous avons utilisé la méthode interférométrique pour mesurer la matrice de transmission du milieu diffusant. Cette méthode consiste à faire in-



terférer une onde de référence avec l'onde que l'on veut mesurer. Dans notre cas, nous avons simplement divisé le SLM en deux parties, dont une partie du SLM est contrôlée par adressage d'un masque de phase et l'autre part qui n'est pas contrôlée (partie non adressée) nous sert d'onde de référence, comme illustré sur la figure 5.11.

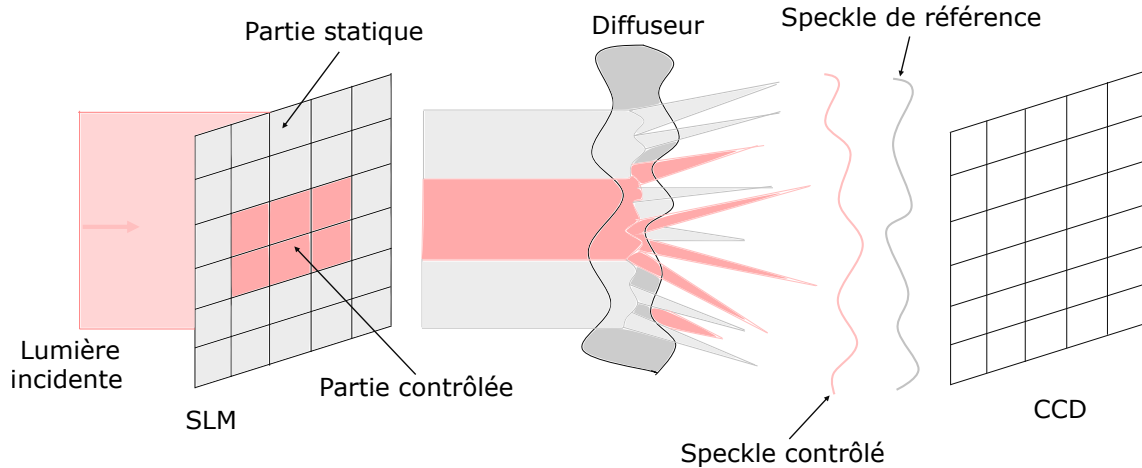


FIGURE 5.11 – Protocole de mesure du champ optique par une mesure interférométrique avec un speckle de référence issue de la propagation dans le milieu diffusant. Le faisceau incident illumine le SLM qui est divisé en une partie contrôlée et une partie de référence. Après propagation dans le milieu diffusant, on obtient en sortie du milieu deux speckles qui interfèrent. L'interférence entre ces deux speckles provenant des deux parties du SLM est mesurée sur la caméra CCD.

Nous venons de montrer sur la figure 5.11 que le SLM est séparé en deux parties : une partie contrôlée qui permet de moduler la lumière incidente et une partie de référence qu'on maintient statique pendant la mesure. Le speckle obtenu en sortie du milieu diffusant étant le résultat de l'interférence de nombreux chemins de propagation dans le milieu, en séparant artificiellement en deux l'illumination de milieu, le speckle observé devient l'interférence entre les deux speckles issus des deux parties d'illumination [143]. À chaque fois que la phase globale de l'onde de référence varie d'un angle  $\alpha$ , alors la phase du speckle de référence est déphasé de la même quantité. Si l'on note  $E_{ref}$ , le champ optique issu du front d'onde de référence et  $E(x, y)$  le champ optique de la partie contrôlée, nous pouvons mesurer sur la caméra CCD l'intensité résultante de l'interférence entre les deux champs optique après propagation à travers le milieu diffusant par la relation [150] :

$$I_{\alpha}(x, y) = \left| e^{i\alpha} E_{ref} + E(x, y) \right|^2 \quad (5.8)$$

En appliquant la méthode de décalage de phase à quatre images, qui est une combinaison linéaire de quatre images d'intensité obtenues pour quatre valeurs de  $\alpha$  ( $\alpha = 0, \pi/2, \pi$  et  $3\pi/2$ ), on calcule le champ optique  $E(x, y)$  par la relation [151] :

$$E(x, y) = \frac{1}{E_{ref}} \left( \frac{(I_0 - I_{\pi})}{4} + i \frac{(I_{\frac{3\pi}{2}} - I_{\frac{\pi}{2}})}{4} \right) \quad (5.9)$$

Notons  $s_j$ , le champ lié au speckle de référence détecté sur le pixel  $j$  et  $E_{ij}$  le champ issu du speckle détecté sur le pixel  $j$  qui provient du pixel  $i$  de la partie contrôlée du SLM. En utilisant la méthode des quatre images (voir équation 5.9), nous pouvons obtenir sur le pixel  $j$  de la caméra, le produit des champs des deux parties (référence + contrôlée) à une conjugaison près par la relation [122] :

$$\frac{(I_j^0 - I_j^\pi)}{4} + i \frac{(I_j^{\frac{3\pi}{2}} - I_j^{\frac{\pi}{2}})}{4} = \bar{s}_j \sum_i h_{ij} E_i^{in} \quad (5.10)$$

Avec  $\bar{s}$ , le conjugué de  $s$ .

En utilisant l'équation 5.10, il est possible de mesurer le champ optique sur chaque pixel de la caméra. Pour reconstruire la matrice de transmission colonne par colonne, il faut mesurer le champ optique résultant de chaque vecteur<sup>2</sup> d'une base d'entrée sur le SLM. Pour un ensemble de pixels contrôlés, une possibilité est d'utiliser une base canonique en allumant un à un les pixels du SLM et en mesurant pour chaque pixel allumé le champ résultant sur la caméra CCD, comme illustré sur la figure 5.12.

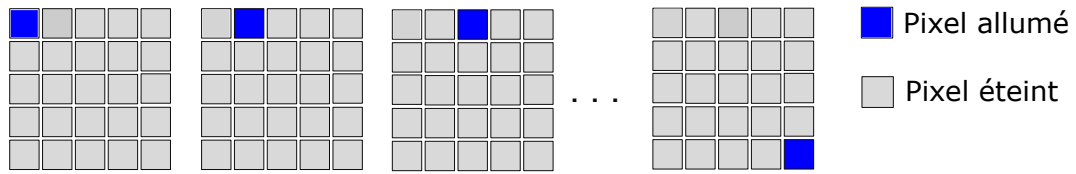


FIGURE 5.12 – Base canonique : pour chaque élément de la base, un seul pixel est allumé et les autres sont éteints. Figure reproduite à partir de la réf. [143]

Considérons le pixel  $i$  allumé sur le SLM, nous pouvons calculer les composantes de la matrice de transmission observée  $h_{obs}$  par la méthodes des quatre phases :

$$h_{ij}^{obs} = \frac{(I_j^0 - I_j^\pi)}{4} + i \frac{(I_j^{\frac{3\pi}{2}} - I_j^{\frac{\pi}{2}})}{4} = \bar{s}_j h_{ij} \quad (5.11)$$

En mesurant cette matrice pour tous les pixels, la matrice observée résultante se met sous la forme [122] :

$$H_{obs} = \bar{S}_{ref} H \quad (5.12)$$

Où  $S_{ref}$  est une matrice diagonale carrée de dimension  $M$  dont ses composantes  $S_j$   $j \in \{0..M\}$  sont obtenues à partir des contribution du speckle de référence en amplitude et en phase et  $H$  est la matrice de transmission que nous souhaitons mesurer.

L'utilisation d'une base canonique suppose que l'on soit capable de mettre à "0" l'amplitude du champ de tous les autres pixels du SLM, sauf celle du pixel allumé. Cette opération s'avère impossible à réaliser expérimentalement puisque le SLM que nous utilisons est conçu pour moduler uniquement la phase d'une onde lumineuse et ne peut pas dans ce cas annuler l'amplitude du champ. Une alternative qui a été proposée dans [122, 152] consiste à utiliser une base de Hadamard dont l'ensemble des pixels sont utilisés et ont la même amplitude. La matrice de Hadamard est constituée de 1 et -1 retranscrite sur le SLM en matrice de phase binaire<sup>3</sup> comme illustré sur la figure 5.13. Dans

2. Le terme "vecteur" renvoie ici à un pixel ou macro-pixel.

3. La phase de chaque pixel de la matrice est soit 0 ou  $\pi$

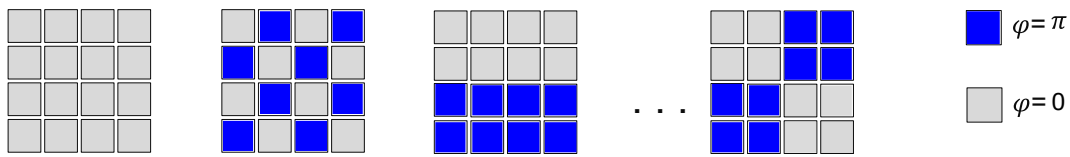


FIGURE 5.13 – Base de Hadamard : chaque élément de la base utilise l'ensemble des pixels sans modifier leur amplitude. Les deux états des pixels sont déphasés de  $\pi$ . Figure reproduite à partir de la réf. [143]

le cadre des travaux de cette thèse, nous utilisons la base de Hadamard pour mesurer la matrice de transmission. Bien que l'équation 5.12 nous permette d'obtenir la matrice de transmission observée  $H_{obs}$ , nous pouvons remonter à la matrice de transmission  $H$  en faisant un changement de base (voir l'équation 5.14 dans la section 5.2.1.3).

Nous venons d'expliquer comment à travers la mesure de champ optique, on peut mesurer expérimentalement pixel par pixel la matrice de transmission pour chaque pixel adressé au SLM. Dans la sous-section suivante, nous présenterons la mesure expérimentale de la matrice de transmission.

### 5.2.1.3/ MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA MATRICE DE TRANSMISSION

Pour la mesure expérimentale de la matrice de transmission, nous utilisons le dispositif expérimental présenté dans la figure 5.9, en insérant un diffuseur dans le plan (P) et en adressant cette fois des matrices de Hadamard sur le SLM.

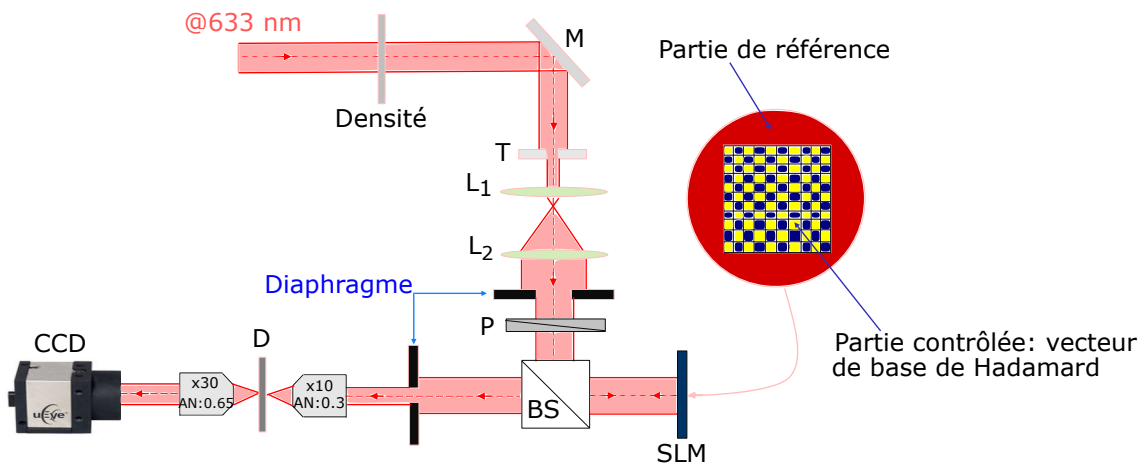


FIGURE 5.14 – Montage expérimental pour la mesure de la matrice de transmission d'un système compris entre le SLM et la caméra CCD. Ce système inclut un milieu diffusant (D) qui est une lame de microscope dépolie. La mesure de la matrice de transmission se fait en adressant sur la partie contrôlée du SLM, une base de vecteurs constitué de matrices de Hadamard.

La figure 5.14 présente le montage expérimental qui nous avons mis en place pour la mesure de la matrice de transmission du système compris entre le SLM et la caméra CCD. Ce système inclut le milieu diffusant que nous étudions, qui est une lame de microscope dépolie. Nous avons choisi d'utiliser la lame de microscope dépolie car celle-ci possède

une grande ouverture angulaire de diffusion, ce qui nous permet d'avoir sur la caméra des grains de speckle fins. L'intérêt d'utiliser un diffuseur avec des grains fins vient du fait que durant la phase de contrôle de la lumière, on ne peut pas focaliser sur un spot (cible) plus petit que le grain de speckle. Ainsi, utiliser un diffuseur avec des grains fins nous permettra de focaliser la lumière sur des cibles plus petites. Les caractéristiques du diffuseur sont présentées sur la figure 5.15.

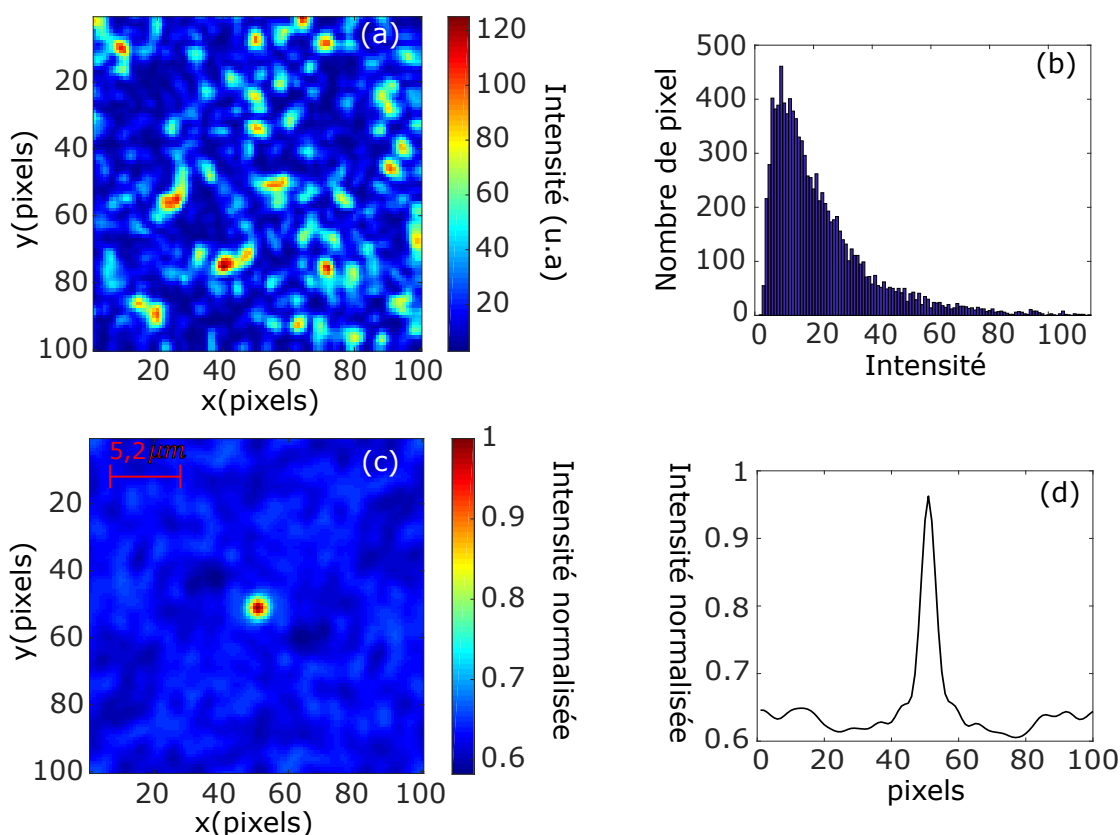


FIGURE 5.15 – Caractéristiques du diffuseur : (a) le speckle enregistré sur la caméra sur une zone d'observation de 400x400 pixels et nous avons fait un zoom sur une fenêtre de 100x100 pixels, (b) histogramme du speckle, (c) autocorrélation du speckle et (d) profil du pic d'autocorrélation suivant l'axe  $x$ .

Le diffuseur utilisé permet d'obtenir sur la caméra un speckle (figure 5.15(a)) bien développé dont l'histogramme présenté sur la figure 5.15(b) décrit une distribution qui est proche de celle de la statistique thermique [153, 154]. En faisant l'autocorrélation du speckle, on obtient sur la figure 5.15(c) un pic de corrélation dont sa taille (largeur à mi-hauteur en approximant le pic à un profil Gaussien) qui est d'environ 4 pixels correspond à la taille du grain de speckle. Le profil de ce pic suivant la dimension  $x$  est représenté sur la figure 5.15(d).

Pour mesurer la matrice de transmission, nous contrôlons une zone de 64x64 pixels sur le SLM. En regroupant les pixels de cette zone 4 par 4 pour former des macro-pixels, nous obtenons une zone contrôlée de 16x16 macro-pixels. Ainsi, nous adressons sur le SLM,  $N^2 = 256$  matrices de Hadamard. Sur la caméra CCD, nous avons choisi une fenêtre d'observation de 400x400 pixels centrée sur la caméra. En regroupant les pixels

de cette fenêtre d'observation 4 par 4, on obtient une zone d'observation de 100x100 macro-pixels. Cette zone contient donc  $M^2 = 10000$  macro-pixels. Le choix de regrouper les pixels en des macro-pixels de 4x4 pixels n'a pas été fait au hasard. En effet, si la taille des macro-pixels est inférieure à la taille du grain de speckle que nous avons obtenu dans la figure 5.15(c), nous avons une forte chance que deux pixels ou macro-pixels voisins soient corrélés, ce qui conduit une redondance d'information dans la matrice de transmission [143]. Comme nous l'avons vu dans la section 5.2.1.2, pour chaque matrice de Hadamard adressé au SLM, nous allons enregistrer quatre images en déphasant la partie de référence respectivement de  $0, \pi/2, \pi$  et  $3\pi/2$ . La matrice de transmission observée  $h_{ij}^{obs}$  pour chaque matrice est obtenue en utilisant l'équation 5.11. L'effet de l'onde de référence étant le même sur un pixel de la caméra, Sébastien Popoff a montré que pour une illumination homogène à l'entrée du SLM, l'effet de l'onde de référence sur la matrice de transmission observée  $h_{ij}^{obs}$  peut-être réduit en effectuant l'opération de normalisation suivante[143] :

$$h_{ij}^{fil} = \frac{h_{ij}^{obs}}{\sqrt{\langle |h_{ij}^{obs}|^2 \rangle_i}} \quad (5.13)$$

Où le terme  $\sqrt{\langle |h_{ij}^{obs}|^2 \rangle_i}$  correspond à la déviation standard de l'amplitude d'un pixel de la caméra, calculée pour l'ensemble des pixels du SLM. La matrice de transmission filtrée que nous notons  $H_{Hadamard}^{fil}$  résultante est obtenue en calculant  $h_{ij}^{fil}$  pour tous les pixels de la caméra. La matrice de transmission dans la base canonique est alors obtenue par :

$$H = H_{Hadamard}^{fil} \times \mathcal{H} \quad (5.14)$$

Avec  $\mathcal{H}$  est la matrice de Hadamard de rang  $N^2$ . La matrice de transmission  $H_{Hadamard}^{fil}$  permet d'établir la relation entre une matrice de Hadamard et les pixels de la caméra tandis que la matrice transmission  $H$  établit la correspondance entre un pixels du SLM et tous les autres pixels de la caméra. La figure 5.16 présentent les matrices de

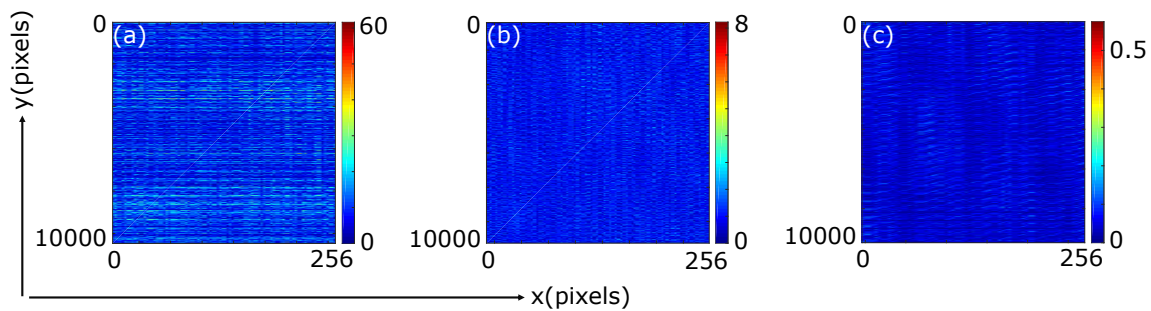


FIGURE 5.16 – Matrice de transmission : (a) MT dans la base de Hadamard, (b) MT filtrée dans la base de Hadamard et (c) MT dans la base canonique.

transmission mesurées expérimentalement. Dans la base de Hadamard, la matrice présentée sur la figure 5.16(a) présente des traits horizontaux qui sont liés à l'effet de l'amplitude de l'onde de référence sur la MT. En filtrant cette matrice, on voit bien sur la figure 5.16(b) que cet effet disparaît. La matrice transmission recherchée est celle obtenue dans la base canonique et qui présentée sur la figure 5.16(c).

Nous venons de mesurer expérimentalement la matrice de transmission du système contenant le milieu diffusant. Nous allons voir dans la section 5.2.2, comment nous pouvons nous servir de cette matrice pour focaliser la lumière sur une cible choisie sur la caméra.

### 5.2.2/ CONTRÔLE DE LA LUMIÈRE PAR CONJUGAISON DE PHASE

Considérons une onde cohérente incidente illuminant un milieu diffusant. Après propagation à travers le milieu diffusant, les différentes composantes sont déphasées les unes par rapport aux autres du fait du processus de diffusion. Il a été montré qu'il est possible de remettre en phase les différentes composantes de l'onde incidente à la sortie du diffuseur en utilisant soit la méthode d'optimisation [118], soit la matrice de transmission [122]. Nous utiliserons dans cette section la matrice de transmission en utilisant le principe de la conjugaison de phase (figure 5.17) qui est l'équivalent du principe de retournement temporel [155]. Dans une première étape, on considère une cible de la partie A qui émet un champ optique  $E_A$  et on note  $H^t$  la matrice de transmission reliant les champs de la partie A aux champs de la partie B, comme illustrée sur la figure 5.17(a).

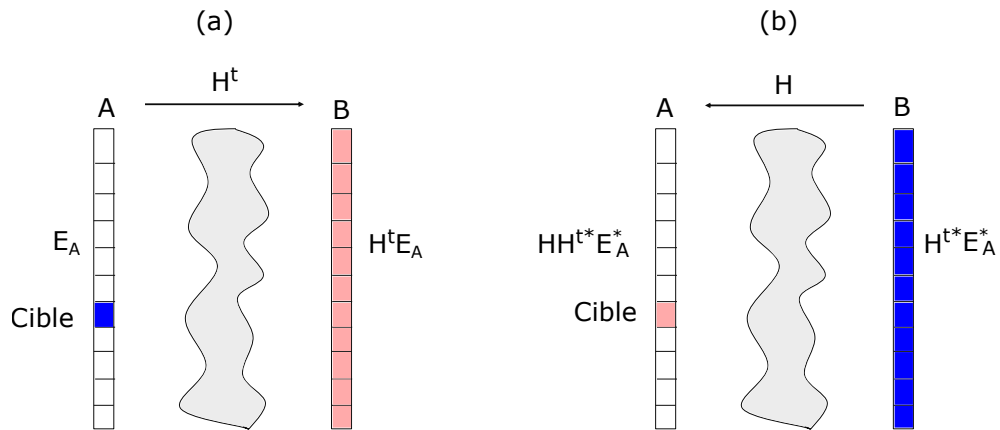


FIGURE 5.17 – Principe numérique de la conjugaison de phase. Figure reproduite à partir de [143].

Dans ce cas, les champs mesurés sur la partie B s'expriment sous la forme :

$$E_B = H^t E_A \quad (5.15)$$

Ce champ mesuré en B est conjugué en phase et est ré-émis par la partie B dans la seconde étape, ce qui permet de converger vers la cible initiale, comme représenté sur la figure 5.17(b). En considérant maintenant la propagation inverse de B vers A au cours de laquelle la matrice de transmission  $H$  relie les champs de la partie B à ceux de la partie A, nous pouvons exprimer les champs de la partie A comme suit :

$$E_A^{inv} = H E_B^* = H H^{t*} E_A^* \quad (5.16)$$

Avec  $H^{t*}$ , le conjugué de la transposée de  $H$ . En notant  $H^\dagger = H^{t*}$ , l'équation 5.16 devient :

$$E_A^{inv} = H H^\dagger E_A^* \quad (5.17)$$

Ainsi, nous avons une focalisation si la matrice  $HH^\dagger$  est proche<sup>4</sup> de la matrice identité ( $HH^\dagger \simeq I$ ). Cette matrice est appelée opérateur retournement temporel ou opérateur focalisation. Lorsque le dispositif expérimental de mesure est parfaitement stable, on utilise une opération d'inversion en prenant la matrice  $H^{-1}$  [156], ce qui nous permet d'avoir une parfaite focalisation puisque dans ce cas nous avons  $HH^{-1} = I$ . Expérimentalement, les bruits ne sont pas inexistantes lors des mesures et dans ce cas utiliser une opération d'inversion n'est pas la méthode la plus appropriée puis que l'opérateur  $H^{-1}$  devient très instable dans ce cas [156]. C'est pour cette raison qu'il est plus pratique d'utiliser l'opérateur  $H^\dagger$  car il est stable en présence de bruit.

Nous détaillons sur la figure 5.18 le principe expérimental de la conjugaison de phase.

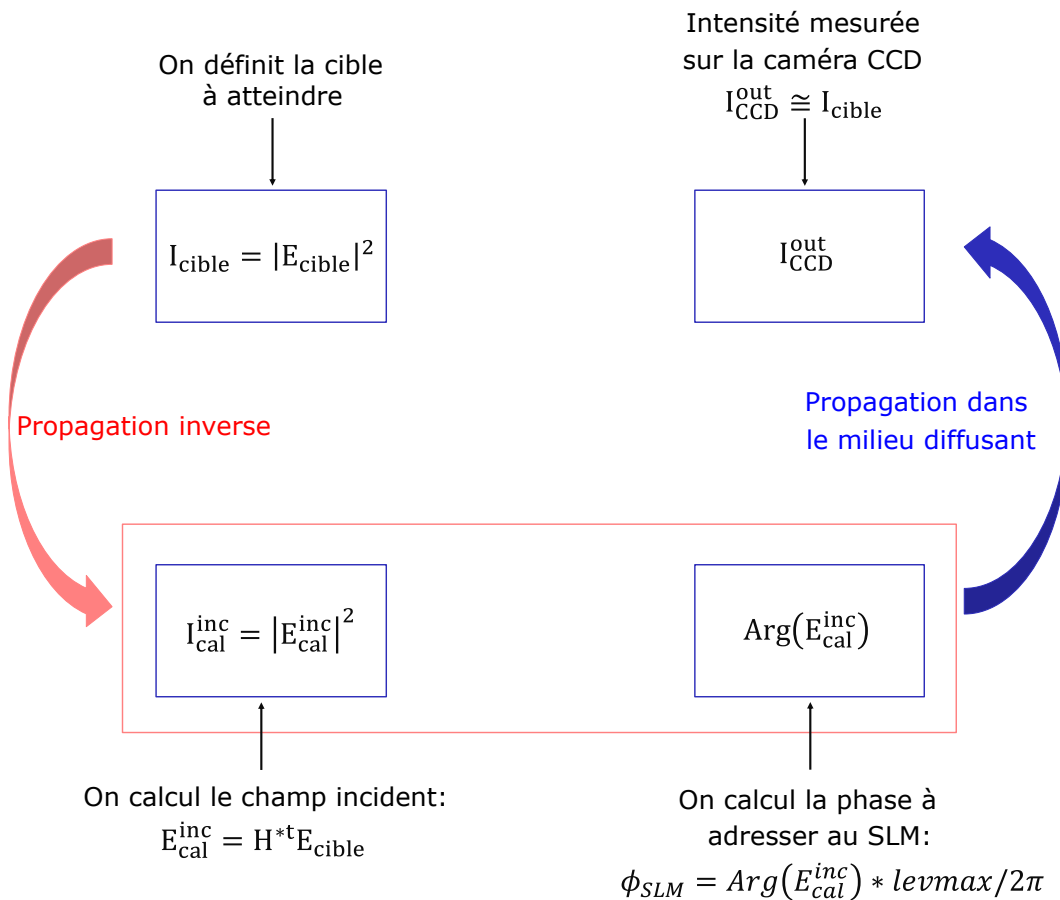


FIGURE 5.18 – Principe expérimental de la conjugaison de phase.

Au niveau expérimental, une fois la matrice de transmission mesurée, nous définissons une cible à atteindre sur la caméra. Cette cible dont l'intensité est notée  $I_{cible}$  peut avoir n'importe quelle forme (forme carré, triangle, étoile, Gaussienne, etc). Dans notre cas, nous choisissons une cible carrée dont la taille est d'environ un macro-pixel (4x4 pixels). Une fois la cible déterminée, par une propagation inverse, nous calculons le champ incident  $E_{cal}^{inc}$  qu'il nous faut appliquer sur le SLM par la relation :

4. En réalité, la matrice  $HH^\dagger$  n'est pas exactement égale à la matrice identité.

$$E_{cal}^{inc} = H^{t*} E_{cible} \quad (5.18)$$

Avec  $E_{cible}$ , le champ au niveau de la cible. Ensuite, pour obtenir le masque de phase à appliquer au SLM, nous prenons la phase du champ incident que nous codons sur un niveau de gris correspondant à  $I_{vmax}$  pour obtenir une modulation de la phase du champ incident de  $2\pi$ . Enfin le masque de phase est adressé au SLM et après propagation du champ incident à travers le milieu diffusant, l'intensité mesurée sur la caméra  $I_{CCD}^{out}$  est concentrée sur le point cible. L'avantage ici est que la même matrice de transmission est utilisée pour focaliser en des positions différentes ou en plusieurs positions à la fois.

À partir de la matrice de transmission que nous avons mesurée (voir figure 5.16(c)), nous avons calculé le masque de phase à adresser sur le SLM pour différentes positions choisies pour la cible. Le masque de phase est adressé sur le SLM et après propagation à travers le milieu diffusant, nous présentons sur la figure 5.19 l'intensité mesurée expérimentalement sur la caméra pour les différentes positions choisies pour la cible. Sans masque de phase adressé au SLM, l'intensité mesurée sur la caméra nous donne

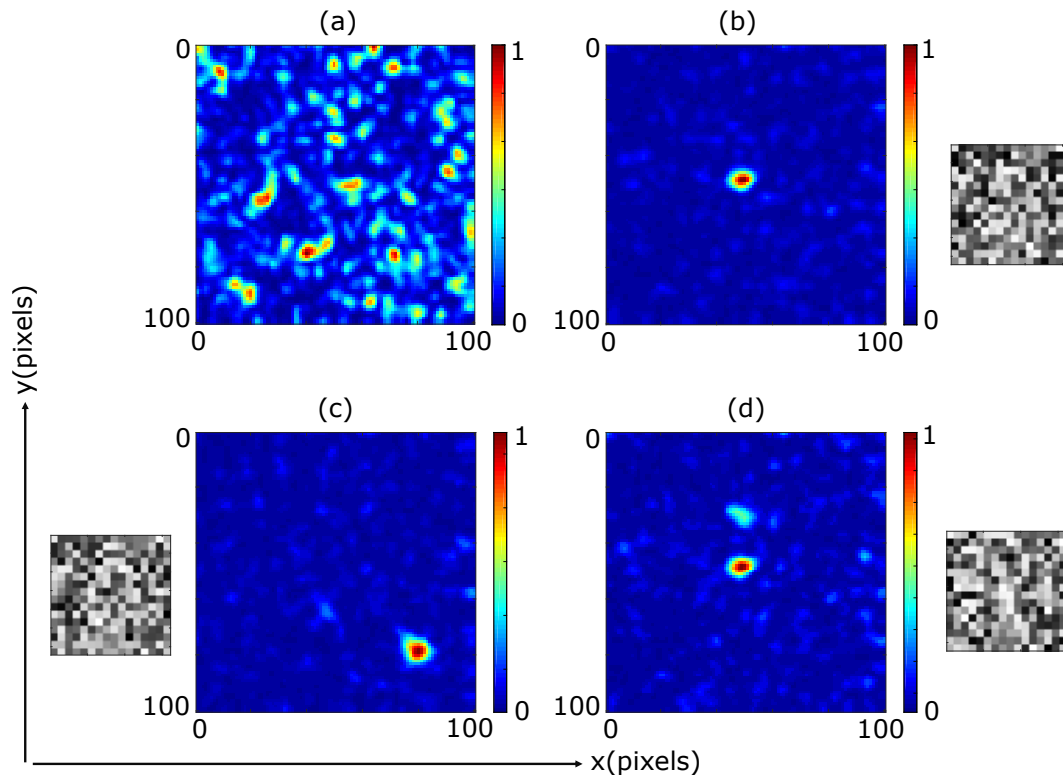


FIGURE 5.19 – Focalisation expérimentale par conjugaison de phase. (a) Intensité normalisée mesurée sur la caméra lorsqu'aucun masque n'est adressé sur le SLM. Avec différents masques de phase adressés sur le SLM, (b) et (c) correspondent aux intensités normalisées mesurées après focalisation en deux points différents. (d) Intensité mesurée après focalisation en deux points.

dans la figure 5.19(a) un speckle. Lorsque nous choisissons une cible au centre de la caméra et que nous adressons le masque de phase correspondant, l'intensité mesurée est concentrée au niveau du point cible choisi (figure 5.19(b)) avec un SNR de 36. La cible a été déplacée vers le bas le long de la diagonale de la caméra et en adressant le masque



de phase adapté, l'intensité sur la caméra est focalisée au niveau de la nouvelle cible (figure 5.19(c)) avec un SNR de 35. Enfin, nous avons défini deux cibles et nous avons calculé puis adressé le masque de phase associé à ces deux points cibles, l'intensité mesurée dans ce cas (figure 5.19(d)) est focalisée en deux points (double focalisation), dont l'un est plus intense que l'autre. Le SNR mesuré dans le cas de la double focalisation est de 30. L'efficacité de la conjugaison de phase dépend de l'intensité résultante des pixels de la diagonale de l'opérateur retournement temporel  $HH^\dagger$  que nous avons représenté sur la figure 5.20. Sur cette figure, nous voyons bien que l'opérateur retour-

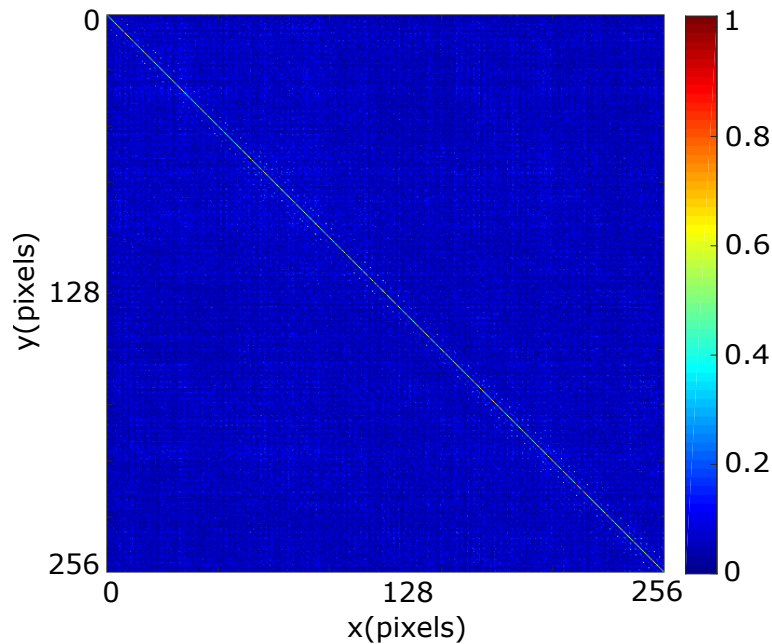


FIGURE 5.20 – Module de l'opérateur retournement temporel  $HH^\dagger$ .

nement temporel est une matrice diagonale, ce qui montre que lors du passage du SLM à la caméra CCD et de la propagation inverse de la caméra au SLM, on se retrouve exactement sur les mêmes pixels.

### 5.2.3/ MÉTHODE D'OPTIMISATION

Dans cette sous-section, nous utilisons une méthode d'optimisation pour aboutir à la focalisation sur une cible. Le but de cette partie étant de montrer que nous pouvons retrouver par une méthode itérative, les résultats obtenus avec la méthode de la matrice de transmission.

Alors que dans [118], différentes phases sont testées pour tous les pixels du masque de phase qui est adressé au SLM, nous procédons ici par un tirage aléatoire d'un pixel ou macro-pixel du masque de phase avec une approche différente que nous présenterons dans la section 5.2.3.1. Au cours de cette méthode d'optimisation, nous gardons toujours une fenêtre d'observation de 400x400 pixels centrée sur la caméra et les pixels sont regroupés 4 par 4, donnant ainsi une zone d'observation de 100x100 macro-pixels comme ce fut le cas dans la section 5.2.1.3. Le masque de phase que nous adressons sur le SLM a une taille de 128x128 pixels, regroupés en des macro-pixels de 8x8. On obtient ainsi un masque de 16x16 macro-pixels.

## 5.2.3.1/ ALGORITHME D'OPTIMISATION

Nous présentons dans cette partie l'algorithme d'optimisation que nous utilisons pour aboutir à une focalisation après plusieurs itérations.

- Dans un premier temps, on définit une cible à atteindre sur la caméra CCD. Nous notons  $I_{cible}$ , l'intensité associée.
- On adresse sur le SLM un masque de phase échantillonné sur  $m$  niveaux tel que  $m \in \{1; 2; \dots; 256\}$  niveaux. Dans notre cas, nous avons choisi  $m = 8$ , dont la phase adressée sur les macro-pixels du masque s'exprime  $\Phi_k = \frac{2(k+1)}{m}\pi$ , avec  $k = 0 \leq k \leq m - 1$ . Dans ce cas, les macro-pixels du masque peuvent avoir des phases de  $\pi/4; \pi/2; \dots; 2\pi$ . Nous notons  $Mask$  le masque initialement adressé.
- On mesure l'intensité sur la caméra, cette intensité est notée  $I_{CCD}^{out}$ .
- On définit  $I_{corr}$ , l'intensité de corrélation entre  $I_{cible}$  et  $I_{CCD}^{out}$ .
- L'estimateur initial est défini par la relation :

$$est_0 = \text{Max}(I_{corr}) \quad (5.19)$$

- On commence le processus d'itération en tirant au hasard un macro-pixel de  $Mask$  de coordonnées  $i, j$ , dont la phase correspondant à ce macro-pixel est notée  $\Phi_{ij}$ . On change la phase de ce macro-pixel du masque en lui affectant une nouvelle valeur  $\Phi_{ij}^{nouv} = \Phi_{ij} + \frac{2\pi}{m}$  et on obtient un nouveau masque de phase  $Mask^{nouv}$  qu'on adresse au SLM, on mesure  $I_{CCD}^{out}$  et on calcule le nouvel estimateur que nous notons  $\varepsilon$  en utilisant l'équation 5.19.
- Si  $\varepsilon > est_0$ , alors garde le nouveau masque ( $Mask = Mask^{nouv}$ ), sinon on garde l'ancien masque.
- On réitère l'opération et au bout d'un certain nombre d'itérations, l'intensité mesurée sur la caméra est concentrée au niveau du point cible.

Nous utilisons comme milieu diffusant, la lame de microscope utilisée dans la section 5.2.2. Nous avons représenté sur la figure 5.21 l'évolution de la focalisation sur la cible au cours du processus d'optimisation du masque de phase adressé sur le SLM. Sur la figure 5.21(a), est représentée la cible dont son intensité est une distribution gaussienne (FWHM  $\approx 5$  pixels). Le profil d'intensité de cette cible suivant une dimension (ici l'axe  $y$ ) est représenté sur la figure 5.21(d). Après optimisation du masque pendant 200 itérations, l'intensité mesurée sur la caméra est représentée sur la figure 5.21(b). Nous commençons à avoir une focalisation de l'intensité au niveau de la cible, mais les fluctuations d'intensité autour du point cible restent relativement importantes et le SNR obtenu est égal à 8. Sur la figure 5.21(e) sont représentés les profils suivant l'axe  $y$  de la cible (courbe bleu) et de l'intensité mesurée après les 200 itérations (courbe rouge). Nous pouvons remarquer sur le profil de l'intensité mesurée un pic moins intense et un autre pic plus intense et à peu près centré sur la cible et légèrement déformé. Les fluctuations d'intensités sont également observables sur ce profil. Après 1300 itérations, le masque obtenu nous permet d'obtenir sur la figure 5.21(c) une focalisation au niveau de la cible, avec de très faibles fluctuations d'intensité comparées par rapport à celles obtenues dans la figure 5.21(b). Le SNR obtenu dans ce cas est égal à 28. Sur la figure 5.21(f), le profil de l'intensité mesurée après 1300 itérations correspond à une gaussienne (FWHM  $\approx 6$  pixels) centrée au niveau de la cible.

Nous avons représenté sur la figure 5.22 l'évolution de l'estimateur au cours du processus d'optimisation. La courbe d'estimation présente une saturation au bout de 610 itérations et l'estimateur fluctue autour de la valeur de  $2,5 \times 10^{-4}$  durant le reste du processus d'optimisation. Ainsi, cela signifie qu'au bout de 610 itérations, la focalisation sur la

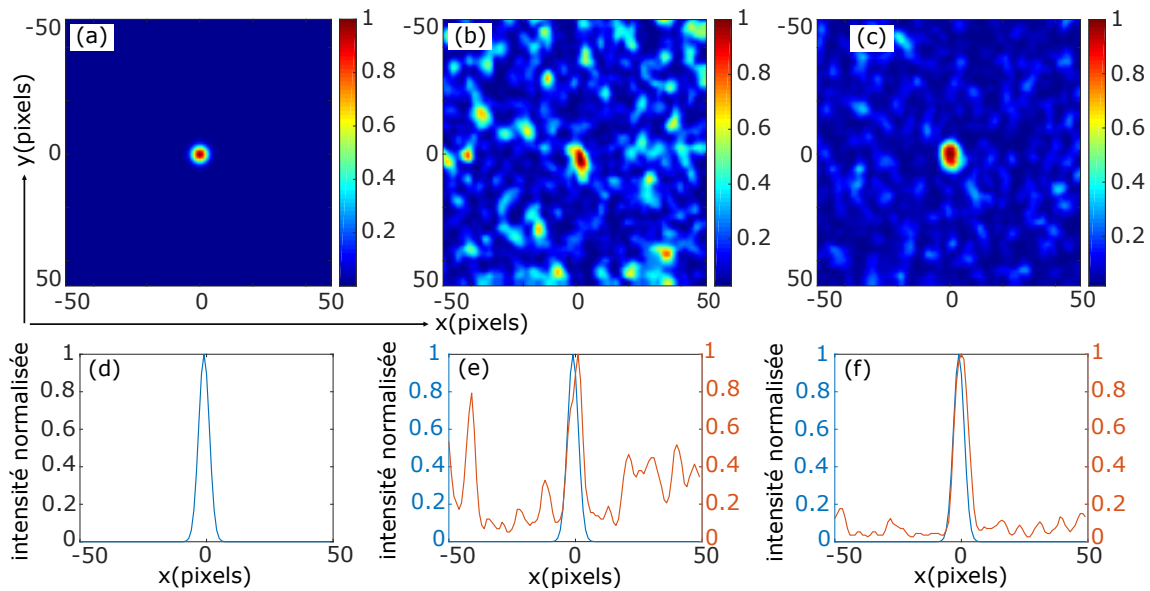


FIGURE 5.21 – Résultats expérimentaux de la focalisation par la méthode itérative. (a) et (d) correspondent respectivement à l'intensité normalisée de la cible et au profil de cette intensité suivant la dimension  $y$ . Après optimisation du masque de phase au cours de 200 itérations, (b) et (e) représentent respectivement à l'intensité normalisée mesurée sur la caméra et au profil de l'intensité suivant la dimension  $y$ . (c) et (f) correspondent respectivement à l'intensité mesurée et au profil suivant  $y$ , après 1300 itérations. Sur les profils d'intensité, les courbes en bleu correspondent au profil de la cible tandis que les courbes en rouge sont les profils de l'intensité mesurée sur la caméra.

cible est optimale. En conséquence, nous pouvons donc nous limiter à 610 itérations. Nous venons donc de montrer que nous sommes capables de focaliser la lumière à

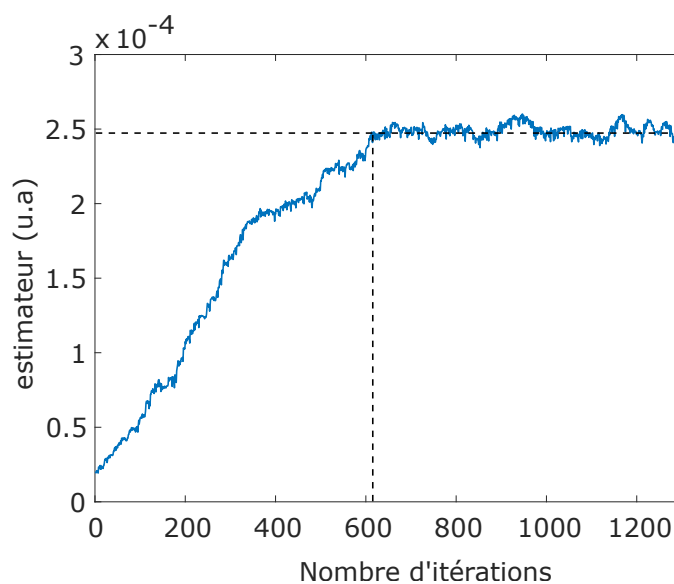


FIGURE 5.22 – Évolution de l'estimateur au du processus d'optimisation.

travers le milieu diffusant en utilisant d'une part la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission et d'autre part par la méthode d'optimisation. En choisissant comme cible, celle définie dans la figure 5.21 (a), nous avons décidé de comparer ces deux méthodes. Pour la méthode d'optimisation, nous nous sommes limités à 610 itérations et les résultats obtenus pour ces deux méthodes sont présentés sur la figure 5.23.

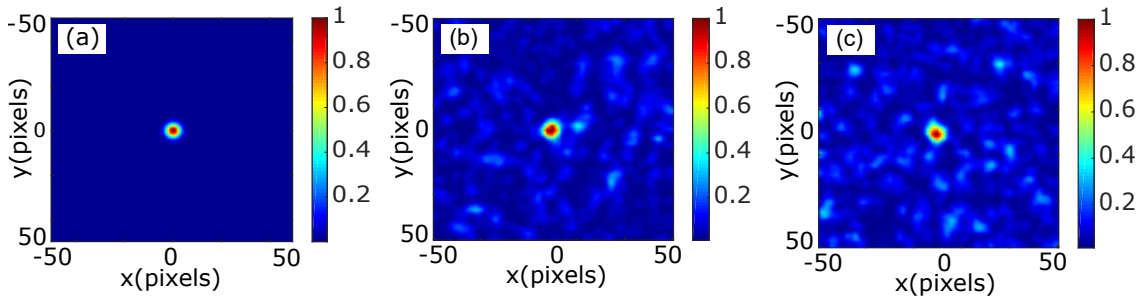


FIGURE 5.23 – Comparaison entre la méthode de la matrice de transmission et la méthode d'optimisation. (a) Intensité normalisée de la cible. (b) Focalisation en utilisant la matrice de transfert. (c) Focalisation par optimisation au bout de 610 itérations.

En utilisant la méthode de la matrice de transmission, nous obtenons sur la figure 5.23(b) une focalisation sur la cible avec un SNR de 26. Tout le processus<sup>5</sup> de cette méthode prend au total 28 minutes pour une zone de 16x16 pixels (ou macro-pixels) contrôlés sur le SLM. La figure 5.23(c) correspond à la focalisation obtenue au bout de 610 itérations. Cette méthode d'optimisation prend environ 25 minutes pour 1000 itérations, soit environ 15 minutes pour 610 itérations. Nous obtenons dans ce cas un SNR de 21. Il est donc clair qu'en terme de rapidité, la méthode d'optimisation est la plus avantageuse dans notre situation. De plus, la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission nécessite une grande stabilité au niveau du montage expérimental, puisqu'il s'agit d'une méthode interférométrique. L'avantage de la méthode basée sur la matrice de transmission vient du fait que la matrice de transmission reste identique quelque soit la position de la cible, tandis que pour la méthode d'optimisation, on reprend le processus d'optimisation à chaque fois que l'on change de cible.

Dans la méthode d'optimisation qui utilise un algorithme séquentiel par étape ("stepwise sequential algorithm : SSA" en anglais) [118], on fait varier la phase de chaque pixel du masque de 0 à  $2\pi$  et on retient la phase qui maximise l'intensité au niveau du point cible. Ensuite, la phase du pixel est remise à 0 et on passe au pixel suivant. Cette procédure est répétée pour chaque pixel du masque. Et après les avoir tous parcouru, on met pour chaque pixel la phase adéquat qui maximise l'intensité au niveau du point cible. L'inconvénient de cette méthode est lié au fait que le SNR obtenu au cours du processus d'optimisation est très faible. En effet, en plus du fait que la phase d'un seul pixel soit changé au cours de chaque itération, ce processus n'est pas évolutif puisque la phase du pixel tiré est remise à 0 avant de tirer un autre pixel. Une autre méthode d'optimisation évolutive basée sur un algorithme séquentiel et continu ("continuous sequential algorithm : CSA") a été développée dans [121]. Cet algorithme est similaire à l'algorithme séquentiel par étape, la seule différence vient du fait qu'à chaque fois qu'on détermine pour un pixel la phase qui maximise l'intensité au point cible, on garde cette

5. Le processus tient compte de toutes les étapes du calcul de la matrice de transmission jusqu'à la focalisation sur la cible

phase pour ce pixel et on passe au pixel suivant. L'avantage du CSA est qu'il permet d'avoir SNR qui augmente au cours du processus d'optimisation. Le SSA et le CSA optimise la phase d'un seul pixel du masque à chaque processus d'optimisation, ce qui fait que ces méthodes sont lentes. Un autre algorithme d'optimisation appelé algorithme de partitionnement ("partitioning algorithm : PA") proposé dans [121] consiste à tirer au hasard la moitié des pixels du masque à chaque itération et de faire varier la phase de ces pixels de 0 à  $2\pi$  (une même phase est affectée à l'ensemble des pixels tirés) et de garder la phase qui optimise l'intensité au point cible. Cette procédure est répétée plusieurs fois jusqu'à ce qu'on obtienne une focalisation au niveau de la cible. Cette méthode d'optimisation permet d'augmenter le SNR et de converger rapidement vers la cible si le nombre d'itérations n'est pas assez grand [121]. En effet, au fur et à mesure que le nombre d'itérations augmente, la convergence vers la cible devient de plus en plus lente pour l'algorithme de partitionnement. Cet algorithme atteint ces meilleures performances lorsque le nombre de pixels du SLM est largement supérieur au nombre d'itérations effectuées au cours du processus d'optimisation [121].

Nous avons vu dans le montage expérimental présenté sur la figure 5.14 que le SLM est illuminé sous incidence normale grâce au séparateur de faisceau (BS), qui renvoie la moitié du flux incident sur le SLM. Considérons maintenant le cas où nous souhaitons contrôler la propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant en insérant par exemple un BS et un SLM dans la figure 3.17. Nous avons déjà vu que pour un tel montage, le rendement quantique équivalent en absence de diffuseur est de l'ordre de 24%. Si nous insérons un BS dans un tel dispositif, les photons feront un aller-retour dans le BS, ce qui revient à perdre 75% des photons et on se retrouverait au final avec un rendement quantique équivalent d'environ 6%. Nous avons donc pensé à la possibilité d'illuminer le SLM sous un angle non nul, par exemple  $45^\circ$  dans notre cas. L'avantage d'illuminer le SLM sous un angle de  $45^\circ$  vient du fait que nous n'aurons pas à modifier considérablement le montage que nous avons utilisé dans le chapitre 2 (figure 3.17). Étant donné que le niveau de gris à appliquer au SLM pour obtenir une modulation de  $2\pi$  dépend de l'angle sous lequel le SLM est illuminé, nous avons enlevé le BS dans le dispositif présenté sur la figure 5.9 et nous l'avons simplement remplacé par le SLM incliné d'un angle de  $45^\circ$  par rapport au faisceau incident. Nous avons ensuite repris le processus de caractérisation du SLM et cette fois-ci le niveau de gris correspondant à une amplitude de modulation de  $2\pi$  est de  $lev_{max} = 230$ . Pour cette configuration du SLM, nous avons utilisé la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission et la méthode itérative pour focaliser la lumière après propagation à travers le milieu diffusant. Les résultats sont présentés sur la figure 5.24. Ces résultats obtenus montrent que nous pouvons utiliser le SLM sous un angle d'incidence de  $45^\circ$  et obtenir une focalisation avec un SNR qui est de l'ordre de grandeur (SNR  $\approx 27$  dans la figure 5.24(a) et SNR  $\approx 26$  dans la figure 5.24(b)) de celui obtenu sous incidence nulle. Toutefois, pour le contrôle de la propagation des photons intriqués ou le SLM sera illuminé avec la SPDC qui est émise autour de  $710 \text{ nm}$ , nous devons rechercher le  $lev_{max}$  à adresser au SLM pour obtenir une amplitude de modulation de  $2\pi$ . Nous déterminerons cette valeur dans la section suivante. Par ailleurs, nous verrons dans la section 5.3 si les deux méthodes de contrôle de la lumière que nous venons d'étudier dans cette section pourront nous servir dans le cas du contrôle de la propagation des photons intriqués à travers le milieu diffusant.

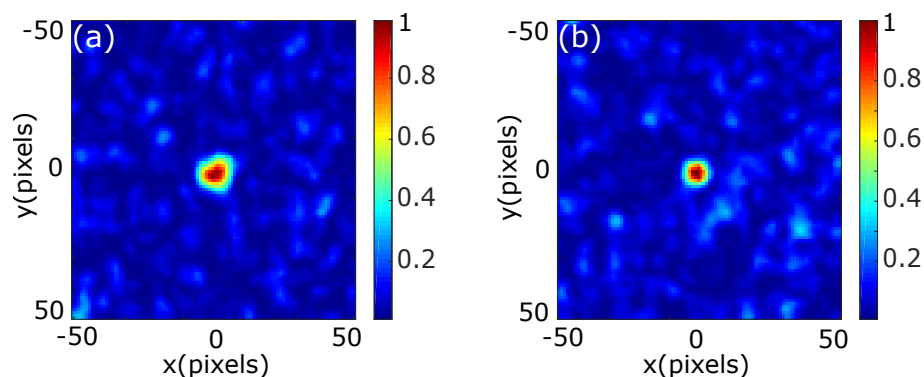


FIGURE 5.24 – Résultats expérimentaux de la focalisation sur une cible lorsque le SLM est illuminé sous une incidence de  $45^\circ$ . (a) Focalisation au bout de 1000 itérations. (b) Focalisation en utilisant la matrice de transmission. L'échelle des couleurs correspond à l'intensité normalisée mesurée sur la caméra.

### 5.3/ CONTRÔLE INCOHÉRENT DE LA LUMIÈRE

Dans cette section, nous tenterons de contrôler la propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant. Dans la littérature, diverses approches ont été déjà proposées [23, 24, 127, 128, 25]. Dans les réf. [23, 24], la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission du milieu diffusant que nous avons expliquée dans la 5.2.2 a été transposée au cas où la source d'illumination est une paire de photons intriqués. Une source cohérente de lumière de même longueur d'onde que celle des photons intriqués a été utilisée pour mesurer préalablement la matrice de transmission du milieu diffusant. Ensuite cette source de lumière classique est remplacée par la source de photons intriqués ayant le même nombre de modes optiques que la source cohérente utilisée pour mesurer la matrice de transmission. En adressant sur le SLM la phase adaptée, obtenue à partir de la matrice de transmission calculée avec la source cohérente, et après propagation à travers le milieu diffusant on arrive à concentrer les corrélations quantiques entre les photons intriqués sur un pixel ou macro-pixel de la caméra.

Dans la réf. [25], la phase du faisceau pompe a été modulée en lieu et place de celle des photons intriqués (voir figure 5.25(a)) et la méthode d'optimisation a permis de concentrer en quelques pixels (figure 5.25(b<sub>4</sub>)), les corrélations entre les paires de photons après propagation à travers le milieu diffusant. Cela a été possible puisque les paires de photons intriqués ont été générées suivant un accord de phase de type 1, ce qui fait que le faisceau pompe et les photons intriqués se propagent dans la même direction à la sortie du cristal et traversent le milieu diffusant au même endroit. Les photons intriqués transmis sont détectés sur des détecteurs ponctuels qui mesurent leurs taux de coïncidences en champ lointain du cristal et le faisceau pompe est également imagé en champ lointain du cristal sur une caméra CCD. Dans ces conditions, Lib *et al.* [25] ont montré qu'en optimisant la phase du faisceau pompe, on arrive à contrôler la phase des photons intriqués, ce qui permet de compenser les effets du milieu diffusant et concentrer les corrélations sur quelques pixels. L'avantage de moduler la phase du faisceau pompe plutôt que celle des photons intriqués vient du fait que l'intensité de ces photons intriqués étant faible, moduler la phase de l'un ou des deux photons par



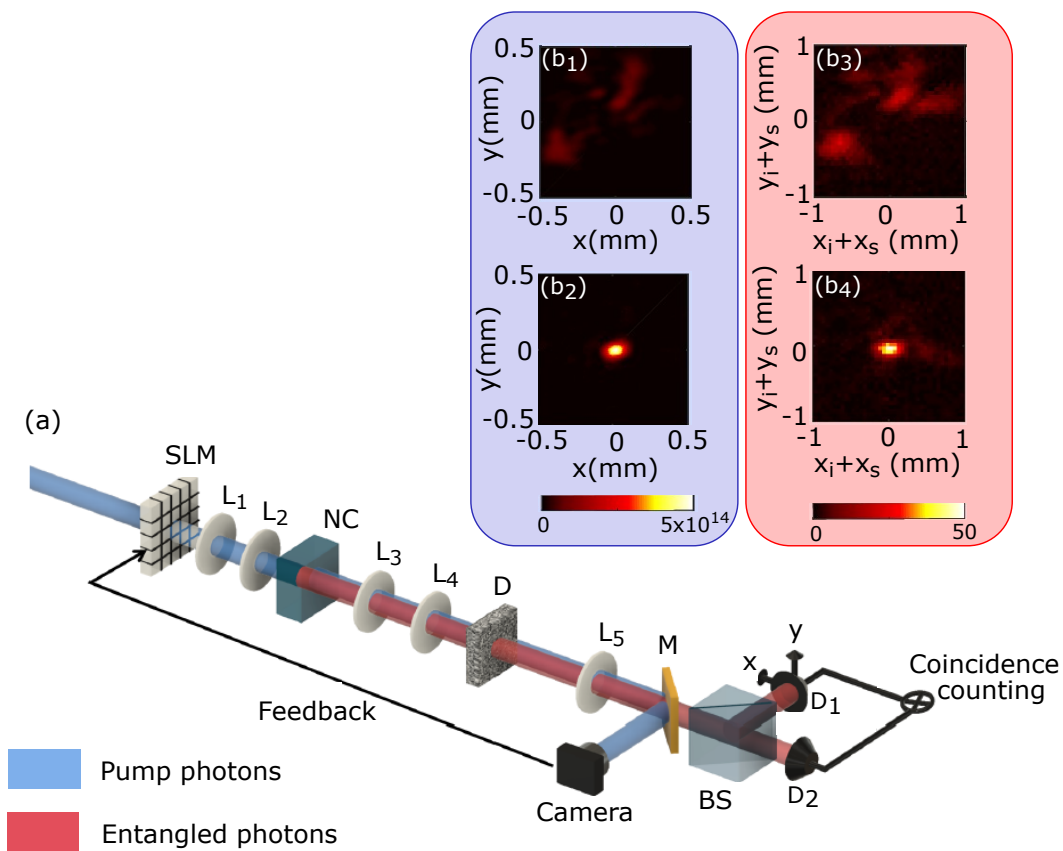


FIGURE 5.25 – Dispositif expérimental (a) pour le contrôle de la propagation des photons intriqués à travers un milieu diffusant par la modulation du faisceau pompe. NC : le cristal non linéaire, D : le diffuseur mince, M : le miroir dichroïque,  $D_1$  et  $D_2$  sont des détecteurs ponctuels. Pour le faisceau pompe,  $(b_1)$  et  $(b_2)$  représentent respectivement le nombre de photons par seconde enregistrés sur la caméra avant et après optimisation du masque de phase. Pour les photons intriqués,  $(b_3)$  et  $(b_4)$  correspondent respectivement au taux de coïncidences par seconde avant et après optimisation du masque de phase. Figure tirée de la réf. [25].

l'insertion d'un SLM sur leur trajet revient à réduire encore leur intensité qui est déjà faible.

Dans cette partie, nous proposons une autre méthode différente de celles déjà existantes dans la littérature en tirant profit de notre configuration expérimentale (figure 3.17). Cette configuration dans laquelle les paires de photons sont générées suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire nous offre la possibilité d'agir individuellement sur chacun des photons intriqués. L'idée que nous proposons consiste à insérer (en champ proche du cristal) un milieu diffusant sur le trajet du faisceau idler et le SLM sur le trajet du photon signal pour moduler sa phase, puis on calcule les corrélations quantiques en champ lointain du cristal (voir figure 5.30). Le but est de compenser les effets du milieu diffusant inséré sur le trajet du faisceau idler en optimisant le masque de phase affiché sur le SLM placé en champ proche du cristal. Un laser He-Ne est utilisé pour produire

deux faisceaux<sup>6</sup> cohérents qui suivent les mêmes trajets que les paires de photons intriqués (figure 5.30). Ainsi, ces faisceaux cohérents seront utilisés pour optimiser le masque de phase. Le faisceau cohérent qui se propage à travers le milieu diffusant est enregistré sur la caméra EMCCD1. On observe sur cette caméra un speckle. Pour le second faisceau cohérent qui est réfléchi sur le SLM puis enregistré sur la caméra EMCCD2, l'idée est d'afficher un masque de phase sur le SLM de sorte qu'en optimisant ce masque, on puisse converger vers un speckle qui est identique à celui obtenu sur la caméra EMCCD1. Le masque de phase optimisé sera ensuite utilisé pour contrôler la propagation des photons intriqués. Dans un premier temps, nous allons établir des méthodes de simulations numériques (en utilisant la SPDC) de la configuration présentée sur la figure 5.30 pour voir dans quelle mesure il est possible de focaliser en un pixel (macro-pixel) les corrélations quantiques transmises par le milieu diffusant. Dans notre cas, la méthode basée sur la mesure de la matrice de transmission est inappropriée. En effet, celle-ci qui repose sur des mesures interférométriques nécessite que les deux faisceaux de la SPDC interfèrent au niveau du SLM, ce qui n'est pas le cas dans notre configuration expérimentale (fig. 5.30). L'alternative pour mesurer la matrice de transmission est d'utiliser un faisceau cohérent ayant la même longueur d'onde que les faisceaux de la SPDC [23, 24], or nous ne disposons pas de source cohérente émettant à la longueur d'onde de la SPDC. C'est pour cela que ces méthodes de simulations seront basées sur la méthode d'optimisation du masque de phase que nous avons déjà introduite dans la section 5.2.3. Ensuite, dans le second temps nous essayerons de mettre expérimentalement en œuvre le contrôle de la propagation des photons intriqués en utilisant la figure 5.30.

### 5.3.1/ SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Dans cette sous-section, nous présenterons trois méthodes numériques d'optimisation du masque de phase qui est adressé au SLM pour obtenir une focalisation des corrélations après propagation des photons intriqués à travers le milieu diffusant. Les différences fondamentales entre ces méthodes sont liées à la manière dont les pixels (macro-pixels) du masque de phase sont tirés. Ainsi, on peut tirer au hasard les pixels du masque (tirage aléatoire). Le tirage des pixels peut se faire suivant une probabilité gaussienne<sup>7</sup> (tirage gaussien) avec une grande probabilité de tirer les pixels situés au centre du masque de phase. Enfin, on peut faire des tirages en spirale<sup>8</sup> depuis le centre là où le faisceau de la SPDC est centré. Avant le processus d'optimisation, nous générons dans le champ proche du cristal une base des 100 paires d'images que nous stockons. À chaque itération, nous adressons le masque de phase au SLM et nous calculons les corrélations quantiques en champ lointain du cristal sur 20 paires d'images tirées au hasard parmi les 100 paires d'images (voir figure 5.27). Pour ces simulations, nous définissons un masque de phase de taille 128x128 pixels dont seulement une portion de 30x30 pixels située au centre du masque est éclairée par les photons intriqués. Ainsi, nous optimisons uniquement la phase de cette portion du masque.

---

6. Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux grâce à l'utilisation d'un BS qui n'est pas représenté sur la figure 5.30

7. La distribution des pixels tirés décrit un profil gaussien centré sur le masque de phase

8. Le parcours en spirale se fait depuis le centre et dans le sens horaire.



## 5.3.1.1/ PRINCIPE D'OPTIMISATION

Dans cette partie, nous détaillons le principe de contrôle de la propagation de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant en utilisant la méthode d'optimisation du masque de phase à travers les trois méthodes de tirage (aléatoire, spirale et gaussien) des macro-pixels du masque. Au départ, nous regroupons les pixels du masque de phase en des macro-pixels de taille 4x4 pixels et à chaque itération, nous tirons 1 macro-pixel puis nous calculons les corrélations quantiques en champ lointain du cristal sur les 20 paires d'images tirées au hasard. Nous définissons comme cible l'intensité de corrélation sans diffuseur et sans masque (dont la distribution spatiale est un pic) que nous notons ici  $I_{ref}$ . En présence du diffuseur et du masque de phase, nous notons  $I_{corr}$  l'intensité de corrélation obtenue. On définit la fonction  $G^{(2)}$  comme la fonction de corrélation entre  $I_{ref}$  et  $I_{corr}$ . L'estimateur est défini comme l'intensité au centre de  $G^{(2)}$ , c'est-à-dire qu'à chaque itération, on retient la phase du macro-pixel qui maximise l'intensité de corrélation au centre de la figure.

$$est = G^{(2)}(ny/2 + 1, nx/2 + 1) \quad (5.20)$$

Avec  $n_x = n_y = 128$  la taille de la fonction de corrélation (taille de la zone d'observation). Si la valeur de l'estimateur atteint 0,33 on réduit de moitié la taille des macro-pixels, ce qui nous permet d'avoir un masque avec des macro-pixels de 2x2 pixels. Dès que la valeur de l'estimateur atteint une valeur de 0,6 on a des macro-pixels de 1x1 pixels c'est-à-dire que les pixels du masque ne sont plus regroupés. La figure 5.26 illustre les différentes méthodes de tirage sans tenir compte du regroupement des pixels.

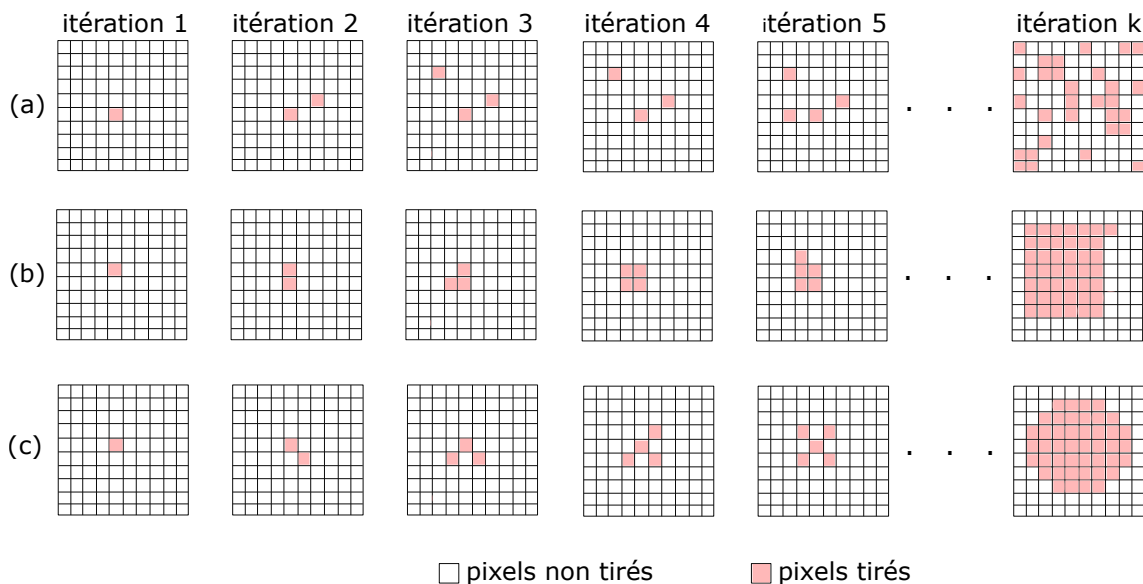


FIGURE 5.26 – Principe de tirage des pixels du masque de phase sans tenir compte du regroupement des pixels. (a) Tirage aléatoire, (b) tirage en spirale et (c) tirage gaussien.

L'algorithme d'optimisation est présenté sur la figure 5.27.

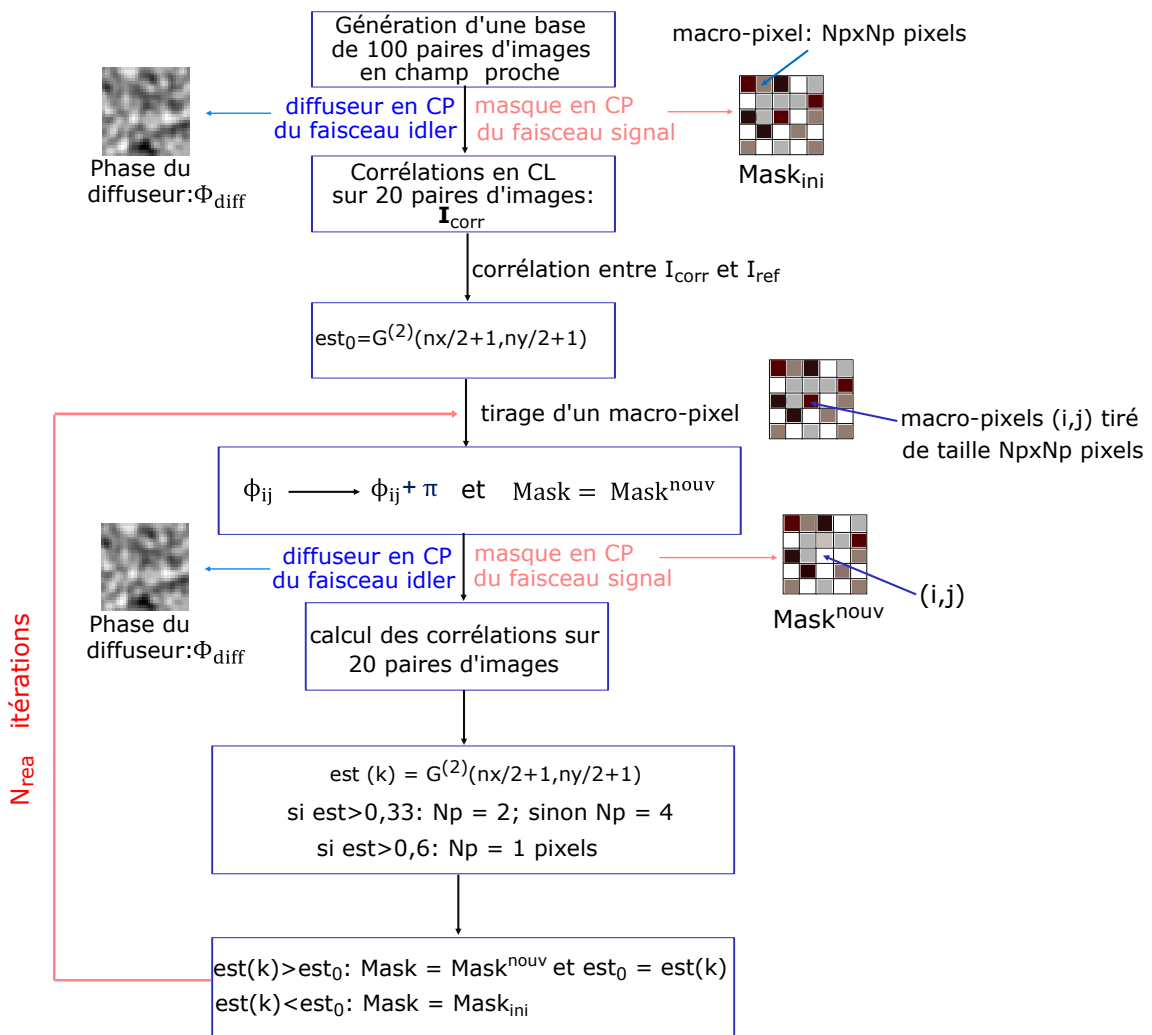


FIGURE 5.27 – Algorithme résumant les différentes étapes du processus d’optimisation. Le tirage des 20 paires d’images utilisées pour calculer les corrélations quantiques se fait de façon aléatoire.  $I_{ref}$  (dont son calcul n’est pas présenté sur ce diagramme) est l’intensité de corrélation en champ lointain entre 20 paires d’images sans diffuseur et masque de phase.

### 5.3.1.2/ RÉSULTATS

Les résultats obtenus pour les différentes méthodes d’optimisation sont présentés sur la figure 5.28.

Sans milieu diffusant et sans masque de phase, la figure 5.28(a) représente le profil d’intensité normalisée d’un des faisceaux (signal ou idler) de la SPDC en champ proche du cristal où est inséré le SLM (ou le milieu diffusant). La figure 5.28(b) représente l’intensité de corrélations en champ lointain du cristal entre 20 paires d’images. La largeur à mi-hauteur du faisceau de la SPDC dans le plan du SLM (figure 5.28(a)) est  $0,2\text{ mm}$ , ce qui correspond à une zone de  $30 \times 30$  pixels sur le SLM. Lorsqu’une phase simulant le milieu diffusant est appliquée en champ proche sur le trajet du faisceau idler (voir figure 5.30) et que rien n’est appliqué au faisceau signal, la distribution spatiale de l’intensité

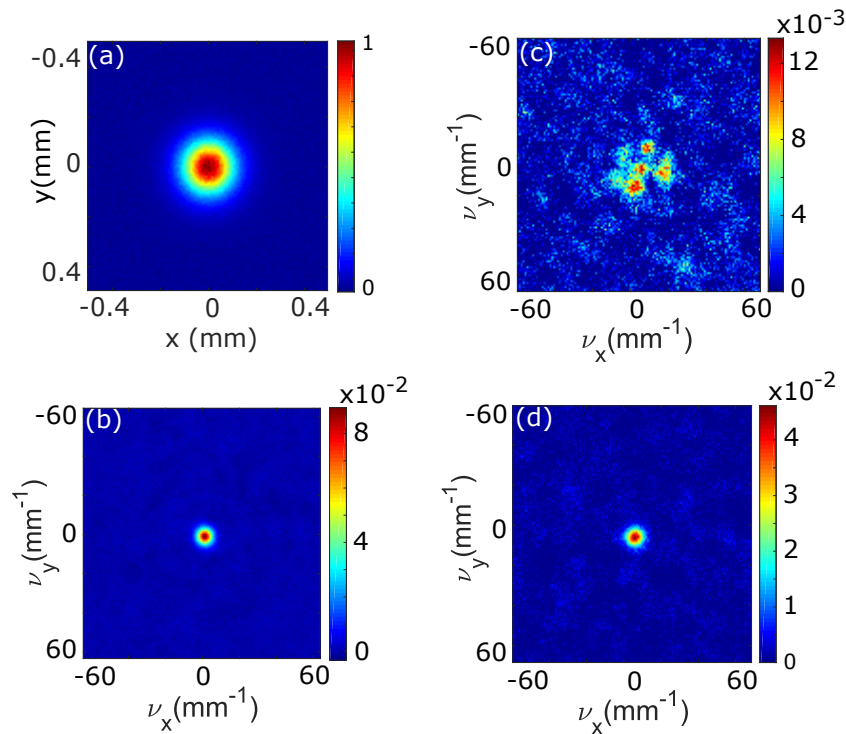


FIGURE 5.28 – Simulations numériques : (a) Intensité normalisée du champ proche du faisceau signal ou idler dans le plan du SLM, (b) intensité de corrélation en champ lointain du cristal entre 20 paires de photons en absence du diffuseur et du masque de phase. Avec le milieu diffusant, (c) intensité de corrélation entre 20 paires d'images sans masque de phase et (d) intensité de corrélation entre 20 paires d'images après optimisation du masque de phase après 200 itérations. Le processus d'optimisation du masque a été fait par un tirage gaussien.

de corrélation en champ lointain du cristal calculée entre 20 paires d'images reproduit un speckle qui est présenté sur la figure 5.28(c). Lorsque la phase simulant le diffuseur et un masque phase simulant le SLM sont appliquées en champ proche respectivement sur les trajets des faisceaux idler et signal, la distribution de l'intensité de corrélation calculée en champ lointain du cristal après optimisation du masque de phase est présentée sur la figure 5.28(d). Cette distribution d'intensité présente un pic de corrélation identique à celui obtenu sans diffuseur et sans masque de phase (figure 5.28(b)).

Pour tester les performances des différents algorithmes d'optimisation, nous avons représenté l'évolution de l'estimateur (figure 5.29) au cours du processus d'optimisation.

Les courbes de l'estimateur ont été obtenues en contrôlant  $N^2 = 900$  pixels du masque de phase au bout de 200 itérations. Pour un tirage des pixels en spirale, l'estimateur croît rapidement au bout des 60 premières itérations. Ensuite le processus d'optimisation évolue très lentement et à partir de 100 itérations, le masque de phase n'est plus optimisé car l'estimateur reste constant au cours du reste du processus du fait que les pixels tirés sont hors de la zone du SLM illuminée par le faisceau signal. Lorsque le tirage se fait de façon aléatoire ou avec une probabilité gaussienne, l'estimateur évolue sous forme d'escalier et le masque de phase continue d'être optimisé durant les 200 itérations, puisque l'estimateur continue de croître. La méthode d'optimisation par un tirage en spirale permet de converger rapidement vers la cible comparée au tirage aléatoire et gaussien, mais cette

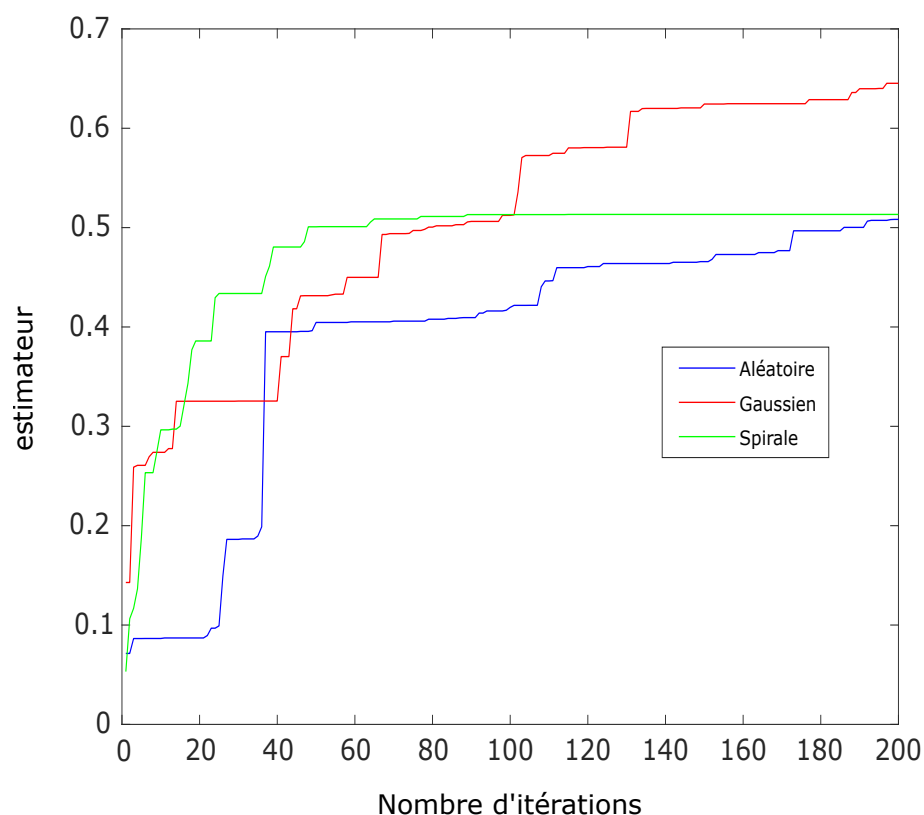


FIGURE 5.29 – Évolution de l'estimateur au cours du processus d'optimisation. La courbe est bleu correspond au tirage aléatoire, la courbe en en rouge correspond au tirage Gaussien et celle en vert est obtenue avec un tirage en spirale.

méthode devient moins efficace lorsque le nombre d'itérations est très grand puisque les pixels tirés se retrouvent hors de la zone illuminée par le faisceau de la SPDC, ce qui fait que changer la phase d'un tel pixel n'a aucun effet sur le processus d'optimisation. Pour un grand nombre d'itérations, le tirage gaussien sera avantageux puisqu'il permet d'atteindre un estimateur plus élevé comparé à un tirage aléatoire ou en spirale.

### 5.3.2/ MESURE EXPÉRIMENTALE

Dans cette partie, nous tenterons de contrôler expérimentalement la propagation des photons intriqués après leur passage à travers le milieu diffusant, qui est celui utilisé dans le chapitre 3 (voir fig. 3.16 de la section 3.2). Pour cela, nous allons dans un premier temps présenter le dispositif expérimental de mesure que nous avons mis en place. Ensuite, comme nous l'avons fait dans la section 5.2 (voir fig. 5.9 et fig. 5.10), nous avons procédé à la détermination du niveau de gris à appliquer au SLM ( $lev_{max}$ ) pour obtenir une modulation de phase entre 0 et  $2\pi$  à la longueur d'onde des photons intriqués. Puis une fois  $lev_{max}$  déterminé, sans milieu diffusant, nous avons appliqué des plans de phase au SLM pour déplacer le pic de corrélation dans différentes directions et positions. Enfin, nous nous sommes intéressés à la focalisation en quelques pixels les corrélations quantiques mesurées entre les paires de photons intriqués après leur propagation à travers le milieu diffusant.

## 5.3.2.1/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

La figure 5.30 correspond au dispositif expérimental. Parmi les photons générés via la

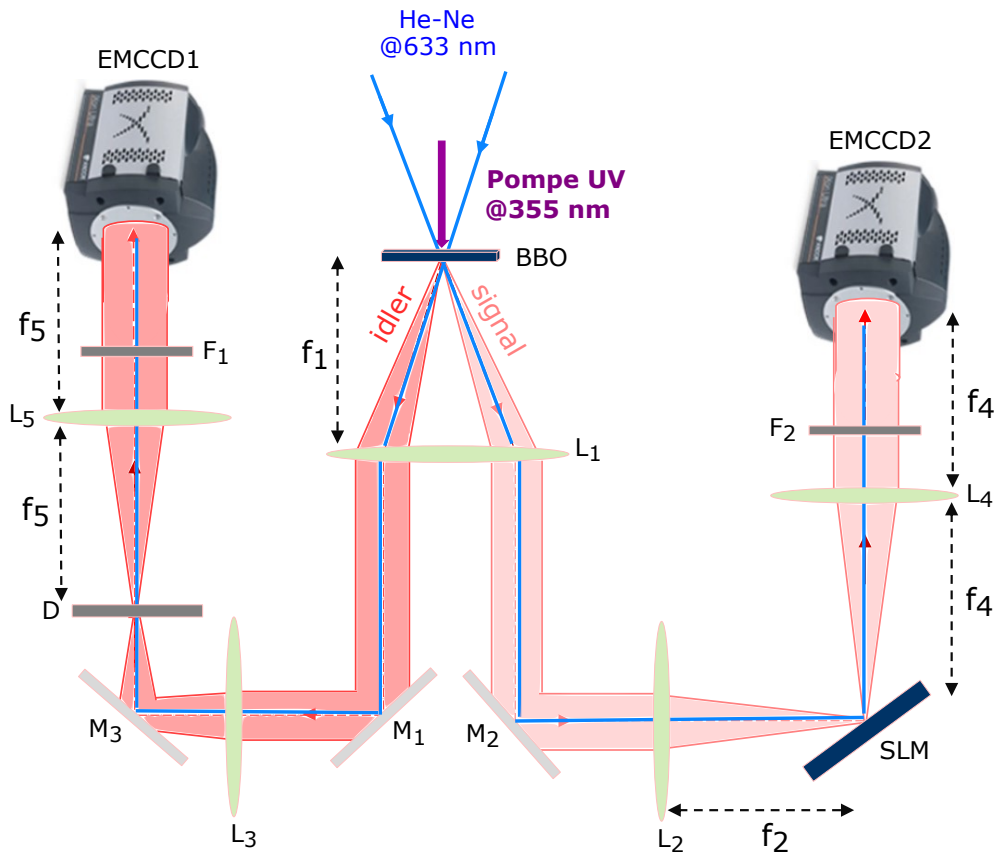


FIGURE 5.30 – Dispositif expérimental de contrôle des corrélations entre les paires photons intriqués détectées en champ lointain du cristal (BBO).  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  sont des miroirs.  $D$  est le milieu diffusant utilisé dans le chapitre 2. Le photon signal illumine le SLM sous un angle de  $45^\circ$  et est enregistré sur la caméra EMCCD2 placée en champ lointain du cristal. L'autre photon (idler) se propage à travers le milieu diffusant et est transmis puis enregistré sur la caméra EMCCD1 placée également en champ lointain du cristal. Le SLM et le milieu diffusant sont tous les deux situés dans le plan image du cristal. Les trajets en bleu représentent les faisceaux provenant du laser Hélium Néon.

SPDC suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire, le faisceau idler passe à travers le milieu diffusant ( $D$ ) situé dans le plan image du cristal et est ensuite transmis puis enregistré sur la caméra EMCCD1 située en champ lointain du cristal. Le photon signal illumine le SLM sous un angle de  $45^\circ$ <sup>9</sup>, qui module sa phase. Ce photon est ensuite enregistré sur la caméra EMCCD2 placée également en champ lointain du cristal. Le SLM est placé dans le plan image du cristal. Ainsi, du fait de la présence du diffuseur sur le

9. Nous avons déjà précisé plus haut que l'idée d'illuminer le SLM sous un angle de  $45^\circ$  vient du fait que nous n'auront pas à modifier considérablement le montage que nous avons utilisé dans le chapitre 2 (fig. 3.17)

trajet du photon idler, celui-ci subira un déphasage ( $\Phi_{diff}$ ) par rapport au photon signal. Pour arriver à contrôler les corrélations quantiques, il nous faudra trouver la phase  $\Phi_{SLM}$  à appliquer au SLM pour compenser ce déphasage. Cela revient à trouver  $\Phi_{SLM}$  telle que  $\Phi_{SLM} = -\Phi_{diff}$ . Comme nous l'avons signalé plus haut, l'idée est d'utiliser le laser He-Ne pour déterminer  $\Phi_{SLM}$ . L'intensité du faisceau cohérent (en bleu) qui passe à travers le diffuseur D et enregistré sur la caméra EMCCD1 reproduit un speckle. En appliquant un masque de phase sur le SLM placé sur le trajet du second faisceau cohérent et en optimisant ce masque, on devrait obtenir sur la caméra EMCCD2 un speckle similaire à celui obtenu sur la caméra EMCCD1. Auquel cas, le masque de phase obtenu ( $\Phi_{SLM}$ ) sera utilisé pour calculer le masque de phase  $\Phi$  à adresser au SLM pour contrôler la propagation des paires de photons intriqués en utilisant la relation :

$$\Phi = \frac{n_i}{n_{He-Ne}} \times \frac{\lambda_{He-Ne}}{\lambda_i} \Phi_{SLM} \quad (5.21)$$

Où  $n_{He-Ne}$  et  $\lambda_{He-Ne}$  sont respectivement l'indice de réfraction et la longueur d'onde du laser He-Ne.  $n_i$  et  $\lambda_i$  représentent respectivement l'indice de réfraction et la longueur d'onde du photon idler.

### 5.3.2.2/ CARACTÉRISATION DU SLM

Après avoir réalisé le montage expérimental, nous avons procédé à la caractérisation du SLM à la longueur d'onde des photons intriqués (710 nm) pour une incidence de 45°. Pour cela, nous avons enlevé le milieu diffusant du montage expérimental et imprimé un masque de phase sinusoïdale sur une zone de 300x300 pixels centrée sur le SLM. Ensuite, nous avons calculé les corrélations sur 100 paires d'images. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.31.

Lorsqu'aucun masque de phase n'est appliqué au SLM, celui-ci fonctionne comme un simple miroir. En mesurant les corrélations entre 100 paires d'images, nous obtenons dans la figure 5.31(d) un pic de corrélation légèrement décalé du centre vers la droite. Lorsque nous adressons sur le SLM un réseau sinusoïdal codé sur 125 niveaux de gris (figure 5.31(c)), l'intensité de corrélation mesurée entre 100 paires d'images (figure 5.31(e)) présente trois pics de diffraction (le pic d'ordre 0 et les pics d'ordre  $\pm 1$ ). Cela montre que le niveau de gris appliqué n'est pas suffisant pour induire une modulation optimale avec une amplitude de  $2\pi$ . Enfin, en codant le masque sur 234 niveaux de gris, l'intensité de corrélation présentée sur la figure 5.31(f) montre que le pic d'ordre 0 (pic central) est complètement éteint et que toute l'intensité est répartie dans les ordres de diffraction d'ordre  $\pm 1$ , traduisant ainsi une modulation optimale avec une amplitude de  $2\pi$  de la phase pour l'onde signal. Nous avons retenu 234 comme la valeur de  $levmax$ . En utilisant la figure 5.31(f), nous avons déterminé le décalage (en unités de fréquences spatiales) entre les ordres de diffraction  $\pm 1$  et nous avons obtenu  $\delta\nu_x = 9 \text{ mm}^{-1}$ . Le décalage angulaire entre ces pics de diffraction est obtenu par la relation :

$$\delta\theta = \lambda_s \delta\nu_x \quad (5.22)$$

En utilisant l'équation 5.22, nous obtenons  $\delta\theta = 6,4 \text{ mrad}$ . Ce décalage angulaire peut-être théoriquement obtenu à partir de la formule des réseaux de diffraction :

$$\delta\theta = 2 \frac{\lambda_s}{d} \quad (5.23)$$

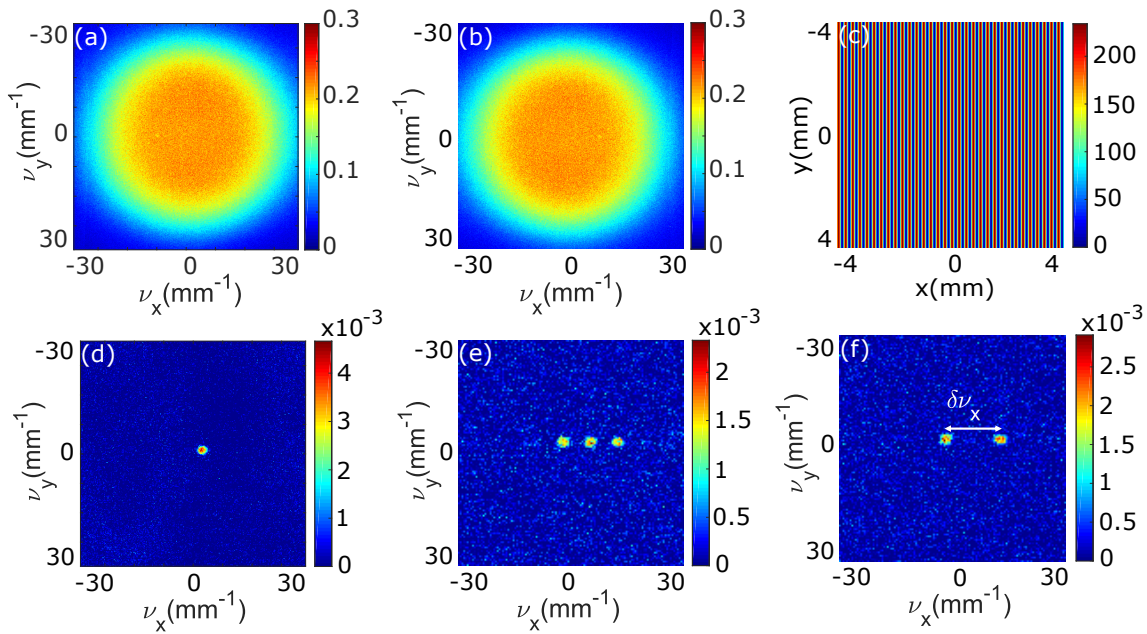


FIGURE 5.31 – Nombre de photons par pixel et intensité de corrélation en champ lointain du cristal : Nombre de photons moyen par pixel enregistrés sur la caméra EMCCD1 (a) et la caméra EMCCD2 (b). Masque de phase sinusoïdale (c) adressé au SLM codé sur 234 niveaux de gris. Le pas du réseau sinusoïdal est  $d = 0,24 \text{ mm}$ . Intensité de corrélations sur 100 paires d'images sans masque de phase et sans milieu diffusant (d). Intensité de corrélations sans milieu diffusant et avec masque de phase sinusoïdal appliqué au SLM et codé sur 125 niveaux de gris (e) et 234 niveaux de gris (f). Les intensités de corrélation sont en unité arbitraire.

À partir de l'équation 5.23, nous obtenons  $\delta\theta = 6 \text{ mrad}$ . Le décalage angulaire obtenu expérimentalement à partir de l'équation 5.22 est très proche de celui obtenu théoriquement.

En utilisant le laser He-Ne, nous avons effectué la même procédure et nous obtenons un maximum de modulation de la phase du faisceau cohérent incident pour un niveau de gris de  $lev_{max} = 204$ .

### 5.3.2.3/ MANIPULATION DES CORRÉLATIONS PAR APPLICATION D'UN PLAN DE PHASE AU SLM

Avant d'utiliser le milieu diffusant, nous avons d'abord testé la capacité du SLM à manipuler les corrélations quantiques spatiales lorsque des plans de phase inclinés sont affichés sur celui-ci. En affichant sur le SLM ces plans de phase codés sur 234 niveaux de gris, l'idée est de déplacer le pic de corrélations entre les paires de photons intriqués en absence de milieu diffusant. Nous rapportons sur la figure 5.32 les résultats obtenus. Lorsqu'aucun masque de phase n'est appliqué au SLM, l'intensité de corrélation entre 100 paires d'images représentée sur la figure 5.32(a) présente un pic légèrement décalé du centre de la figure. En appliquant un plan de phase incliné avec une pente  $0.4 \text{ rad/pixel}$  (figure 5.32(b)), le pic de corrélation se déplace vers le haut le long de l'antidiagonale de  $\delta\nu = 10 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui correspond à une inclinaison du réseau de



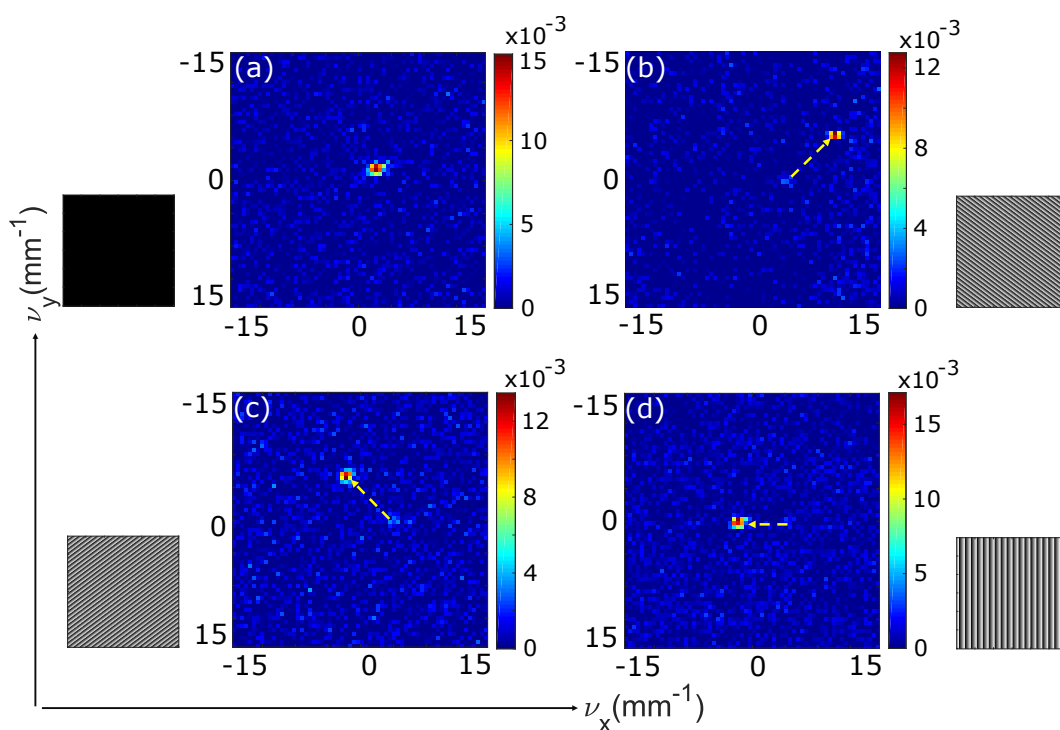


FIGURE 5.32 – Intensité de corrélations (en unité arbitraire) entre 100 paires d’images. (a) sans masque de phase. (b) plan de phase avec une pente de 0,4 rad/pixel. (c) plan de phase avec une pente de -0,4 rad/pixel. (d) plan de phase horizontal. Nous avons représenté à côté de chaque figure, le plan de phase associé.

$\delta\theta = 7,1 \text{ mrad}$  ( $\delta\theta = \lambda\delta\nu$ ) dans le sens anti-horaire. Pour une pente de -0,4 rad/pixel (figure 5.32(c)), on observe le même déplacement de  $\delta\nu = 10 \text{ mm}^{-1}$  le long de la diagonale avec cette fois-ci une inclinaison du réseau de  $\delta\theta = 7,1 \text{ mrad}$  dans le sens horaire. Enfin, l’application d’un plan de phase horizontal nous a permis de déplacer horizontalement le pic de corrélation vers la gauche de  $\delta\nu = -4,8 \text{ mm}^{-1}$  (figure 5.32(d)). Par l’application de ces plans de phase, nous venons de montrer la capacité du SLM à manipuler les corrélations quantiques spatiales en absence d’un milieu diffusant.

#### 5.3.2.4/ ESSAI INFRUCTUEUX DU CONTRÔLE EXPÉRIMENTAL DE LA PROPAGATION DES PHOTONS INTRICUÉS À TRAVERS LE MILIEU DIFFUSANT

Dans cette partie, nous avons tenté de mettre en œuvre expérimentalement l’idée proposée à travers la figure 5.30. Puisque nous souhaitons déterminer avec le laser He-Ne le masque de phase optimisé qui sera utilisé pour contrôler la propagation des paires de photons intriqués, la portion du SLM qui sera optimisé avec le faisceau cohérent devra être identique à celle éclairée par la SPDC (signal). Pour cela, nous avons enregistré sur la caméra EMCCD2 une image du faisceau signal dans le plan du cristal et une image du SLM sur lequel est affiché un masque de 200x200 pixels centré sur le SLM. L’image du masque est obtenue en éclairant le SLM avec la lumière blanche. En superposant les deux images, nous arrivons à déterminer la partie du SLM illuminée par le faisceau



signal. Les résultats obtenus sont résumés sur la figure 5.33.

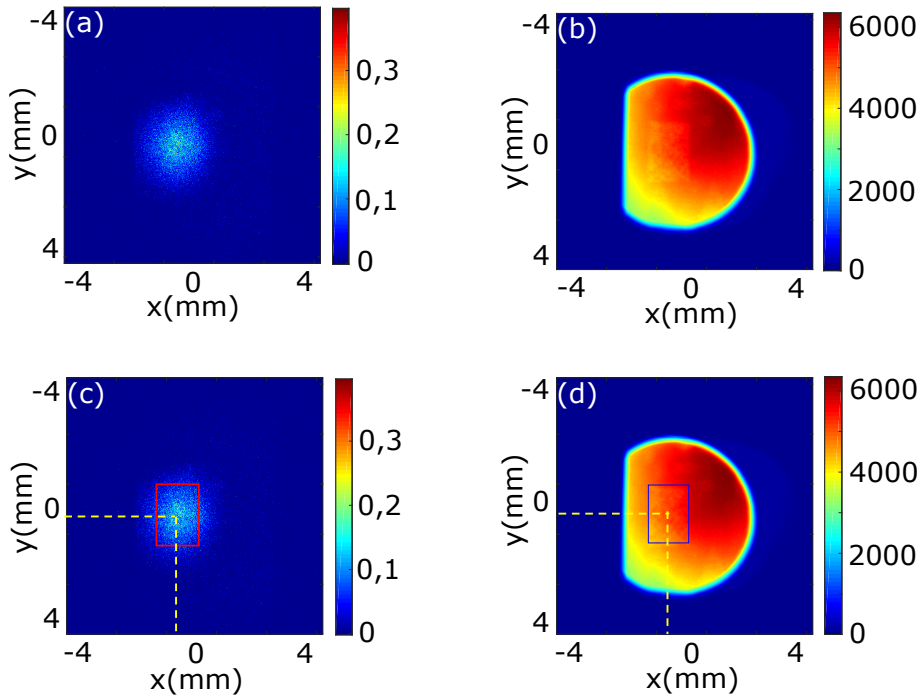


FIGURE 5.33 – (a) Image du faisceau signal dans le plan du SLM, l'échelle des couleurs représente le nombre de photons par pixels. (b) Image du SLM sur laquelle on distingue la partie occupée par le masque de 200x200 pixels, l'échelle des couleurs représente l'intensité en unité arbitraire. (c) Image du faisceau signal dont le cadre en rouge correspond à la partie occupée par le masque. (d) Image du SLM dont le cadre en bleu correspond à la partie occupée par le masque.

L'image du faisceau signal dans le plan du SLM est présentée sur la figure 5.33(a) et celle du SLM correspond à la figure 5.33(b). Sur l'image du SLM, on peut distinguer la zone occupée par le masque de 200x200 pixels. Bien qu'elle soit réellement carrée, cette zone apparaît sur l'image sous la forme d'une rectangle qui représente la surface apparente<sup>10</sup> du masque, ce qui est normal puisque le SLM est illuminé sous un angle de 45°. Les figures 5.33(c) et 5.33(d) montrent que le masque et le faisceau signal sont superposés sur la caméra EMCCD2 dont leur centre correspondent aux coordonnées<sup>11</sup>  $x = -0,5 \text{ mm}$  et  $y = 0.3 \text{ mm}$ . Nous remarquons également sur la figure 5.33(c) que la taille de la zone illuminée par le faisceau signal sur le SLM est supérieure à 200x200 pixels. En conséquence, nous avons décidé dans la suite d'utiliser un masque de 300x300 pixels qui sera centré sur le SLM.

Après avoir déterminé la partie du SLM utile pour le contrôle de la propagation des paires de photons intriqués, nous avons utilisé le laser He-Ne pour tenter de déterminer le masque de phase optimisé permettant de contrôler la propagation des photons intriqués. La figure 5.34 présente les résultats expérimentaux obtenus.

Sur la caméra EMCCD1, l'intensité de l'un des faisceaux cohérents provenant du laser He-Ne reproduit un speckle (voir figure 5.34(a)) différent de celui obtenu dans la figure

10. La notion de surface apparente d'un objet est liée à l'angle sous lequel l'objet est vu puisqu'en fonction de l'angle d'observation, la surface perçue n'est pas la même.

11. Les coordonnées sont repérées par les traits jaunes en pointillés.

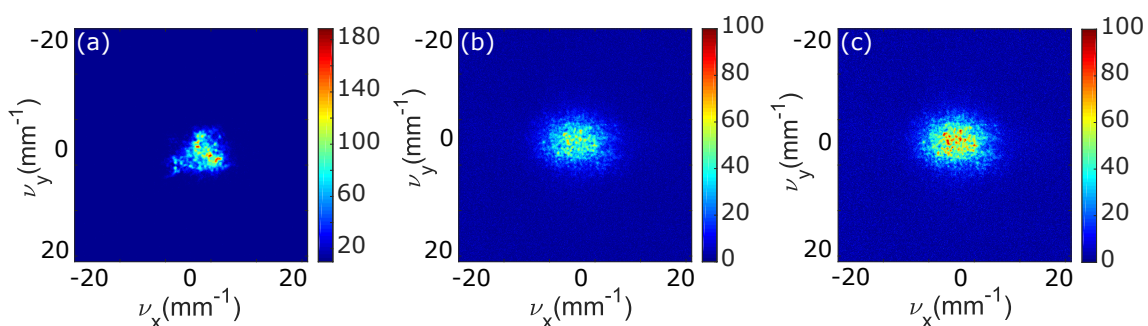


FIGURE 5.34 – (a) Intensité (en unité arbitraire) du faisceau cohérent enregistrée sur la caméra EMCCD1. Intensité (en unité arbitraire) du faisceau cohérent enregistrée sur la caméra EMCCD2 lorsque le masque de phase affiché sur le SLM n'est pas encore optimisé (b) et après optimisation du masque de phase au bout de 5000 itérations (c).

3.16(b) puise que la partie illuminée n'est pas la même<sup>12</sup>. On adresse un masque de phase codé sur  $m = 2$  niveaux ( $\Phi = \{0; \pi\}$ ) dont les pixels sont regroupés en des macro-pixels de  $10 \times 10$  pixels de sorte à obtenir au départ un speckle (figure 5.34(b)) dont la taille est proche de celle du speckle obtenu sur la caméra EMCCD1. À chaque itération, on tire 10 macro-pixels. En optimisant le masque de phase par un tirage des macro-pixels en spirale, au bout de 5000 itérations, on obtient sur la figure 5.34(c) un speckle qui est toujours très similaire au speckle de départ (voir figure 5.34(b)). Après optimisation sur 5000 itérations, le speckle obtenu sur la caméra EMCCD2 ne converge pas vers celui obtenu sur la caméra EMCCD1. Nous avons également essayé les autres méthodes de tirage (aléatoire, gaussien et même par colonne ou par ligne) et le résultat que nous obtenons n'est pas concluant. De même nous avons fait varier le nombre de macro-pixels tirés à chaque itération et nous ne sommes toujours pas parvenu à obtenir un speckle similaire à celui obtenu sur la caméra EMCCD1. La raison pour laquelle nous ne parvenons pas à obtenir sur la caméra EMCCD2 un speckle similaire à celui obtenu sur la caméra EMCCD1 est probablement lié au choix d'illuminer le SLM sous un angle de  $45^\circ$ . Cette inclinaison ne positionne pas entièrement le SLM dans le plan image du cristal. Par conséquent le milieu diffusant et le SLM ne se trouvent pas dans des plans conjugués, rendant impossible la convergence entre les deux speckles.

### 5.3.3/ CONCLUSION

Dans ce chapitre consacré au contrôle de la propagation de la lumière cohérente et de paires de photons intriqués à travers un milieu diffusant, nous avons d'abord présenté les modulateurs spatiaux de lumière qui sont des outils utilisés pour contrôler la propagation de la lumière à travers la modulation de l'amplitude ou de la phase de celle-ci. Pour notre étude, nous avons utilisé un modulateur à cristaux liquide LCOS-SLM du fabricant Hamamatsu. Ce modulateur est conçu pour moduler seulement la phase de l'onde optique incidente et fonctionne uniquement en mode réflexion. Ensuite, à travers deux méthodes, nous avons pu contrôler expérimentalement la propagation d'un fais-

12. Nous avons choisi une zone qui diffuse moins pour arriver à concentrer les corrélations sur quelques pixels au cours du processus d'optimisation. En effet, si la zone éclairée est trop diffusante, les corrélations seront réparties sur une très grande surface et il sera difficile de les concentrer en quelques pixels pendant le processus d'optimisation.

ceau cohérent délivré par un laser He-Ne et transmis à travers un milieu diffusant. La première méthode que nous avons utilisée consiste à mesurer la matrice de transmission du milieu diffusant pour ensuite calculer le masque de phase à adresser au SLM et la seconde consiste à adresser un masque de phase au SLM et à optimiser ce masque pour converger vers une cible après plusieurs itérations. Ces deux méthodes nous ont permis de focaliser sur quelques pixels le faisceau cohérent diffusé par le milieu diffusant. Enfin, nous nous sommes consacrés dans la dernière partie au contrôle de la propagation des photons intriqués un travers un milieu diffusant. Dans un premier temps, à travers des simulations numériques, nous avons modéliser le contrôle de la propagation du faisceau idler à travers un milieu diffusant en simulant un SLM sur le trajet du faisceau signal. Les simulations numériques basées sur la méthode d'optimisation du masque nous ont permis de compenser les effets du milieu diffusant simulé sur le trajet du faisceau idler en simulant sur le trajet du faisceau signal une phase qui symbolise le SLM et qui module la phase de ce faisceau. Ainsi, numériquement, nous avons pu concentrer en quelques pixels les corrélations quantiques entre les paires de photons intriqués après optimisation du masque au cours de 200 itérations. Dans un deuxième temps, nous nous sommes consacrés à la partie expérimentale. Sans milieu diffusant, nous avons d'abord procédé à la caractérisation du SLM pour déterminer le niveau de gris qui correspond à une amplitude de modulation de  $2\pi$  de la phase du faisceau signal. Ensuite, en adressant des plans de phase sur le SLM, nous avons montrer qu'il est possible de manipuler les corrélations quantiques spatiales (déplacement du pic de corrélations dans différentes directions). Lorsque le diffuseur est inséré en champ proche sur le trajet du faisceau idler avec le SLM en champ proche sur le trajet du faisceau signal, l'optimisation du masque de phase ne nous a pas permis de contrôler la propagation du faisceau idler à travers le milieu diffusant. Nous justifions cela par le fait l'inclinaison du SLM d'un angle de  $45^\circ$  fait que le SLM ne se trouve plus dans le plan image du cristal. En conséquence, le milieu diffusant et le SLM ne se trouvent pas dans des plans conjugués, ce qui fait qu'on n'arrive pas à compenser les effets du milieu diffusant avec le SLM.

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans ce mémoire de thèse, nous avons rapporté trois travaux expérimentaux dont les points communs sont l'utilisation de paires de photons intriqués, d'un milieu diffusant et de deux caméras EMCCD pour imager les corrélations quantiques entre ces paires de photons. Après avoir consacré le premier chapitre à l'introduction, nous nous sommes intéressés dans le deuxième chapitre d'une part aux différents processus non linéaires conduisant à la génération de paires de photons intriqués en mettant particulièrement l'accent sur la SPDC qui est le processus que nous avons utilisé durant les travaux de cette thèse. La SPDC que nous générons se fait suivant un accord de type 2 non colinéaire, ce qui nous a permis de générer des paires de photons intriqués spatialement séparés, nous permettant ainsi de pouvoir agir individuellement sur chacun des photons (comme par exemple par l'insertion d'un objet sur le trajet de l'un ou des deux photons). D'autre part, nous avons rappelé les conditions dans lesquelles nous devons utiliser nos caméras EMCCD pour minimiser les fausses détections liées aux bruits de ces caméras. Enfin, nous nous sommes intéressés à la manière dont ces photons intriqués peuvent être mis à profit dans une expérience d'imagerie quantique selon le nombre de photons interagissant avec l'objet à imager.

Dans le troisième chapitre, nous avons étudié les corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués lorsque ceux-ci se propagent à travers un diffuseur mince que nous avons considéré comme un objet de phase pure.

Tout d'abord, nous avons étudié théoriquement la propagation de paires de photons intriqués à travers le diffuseur mince. Cela nous a conduit à établir à travers deux configurations différentes, l'expression la fonction de corrélation quantique spatiale entre les paires de photons en utilisant les fonctions de Green. Dans la première configuration où le diffuseur est inséré au plan image du cristal non linéaire et les corrélations sont mesurées en champ lointain du cristal, nous avons montré que pour un faisceau pompe suffisamment large dans le plan du cristal, la distribution spatiale de la fonction de corrélation décrit un speckle. Dans la seconde configuration, le diffuseur est placé dans le plan de Fourier du cristal et les corrélations sont mesurées en champ proche de celui-ci. Dans ce cas, la fonction de corrélation décrit une triple convolution dont nous ne pouvons pas prédire que celle-ci décrit un speckle.

Ensuite, nous avons introduit une méthode numérique basée sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton pour résoudre numériquement les fonctions de corrélation que nous avons théoriquement exprimées. Ces simulations numériques nous ont permis

de confirmer que la fonction de corrélation en champ lointain décrit un speckle. En champ proche, nous avons montré que le contraste du speckle issue de la fonction de corrélation est réduit du fait de la superposition de speckles décorrélés.

Enfin, en utilisant deux caméras EMCCD nous avons mesuré expérimentalement les corrélations quantiques entre les paires de photons intriqués transmises par le diffuseur mince. En champ lointain du cristal, la mesure de ces corrélations entre 40 000 paires d'images nous a permis d'observer expérimentalement un speckle bidimensionnel à deux photons en accord avec la théorie et les simulations que nous avons développées. Lorsque les caméras sont placées en champ proche du cristal, nous avons montré expérimentalement que le contraste du speckle issu la fonction de corrélation mesurée entre 40 000 paires d'images est fortement réduit. Ainsi, nous avons pu montrer que nos résultats expérimentaux sont en parfait accord avec la théorie, les simulations et également en accord avec les travaux rapportés dans [21] où des détecteurs ponctuels ont été utilisés pour mesurer les corrélations quantiques. Nous avons aussi calculé le nombre de Schmidt des photons intriqués et avons obtenu 100. Cette valeur traduit la haute dimensionalité de ces paires de photons que nous utilisons pour faire les mesures. De plus, en calculant le degré de corrélation sans diffuseur (23%) et en présence d'un diffuseur (17%), nous avons montré que seule une petite partie des photons n'a pas pu être détectée par paires après propagation à travers le diffuseur.

Dans le quatrième chapitre, nous avons ajouté un second diffuseur mince, avec les mêmes propriétés, dans le plan de Fourier du premier afin de modéliser un diffuseur épais. En procédant de la même manière que dans le cas d'un seul diffuseur de phase précédemment évoqué, nous avons d'abord mené une étude théorique pour exprimer la fonction de corrélation dans le cas du diffuseur épais. Ensuite, nous avons effectué des simulations numériques basées également sur la simulation de la fonction d'onde du biphoton pour calculer la fonction de corrélation quantique. Enfin, nous avons mesuré expérimentalement en champ proche et en champ lointain du cristal les corrélations quantiques transmises par le diffuseur épais. Dans ce cas, nous avons montré que les corrélations spatiales sont toujours détectées au niveau quantique avec une distribution spatiale résultante de la superposition incohérente de speckle. Pour retrouver une structure de speckle dans la fonction de corrélation, il faudra utiliser un diffuseur épais plus "réaliste" pour déterminer dans quelle mesure l'intrication peut survivre lors d'un processus de diffusion [18].

Le cinquième chapitre concerne le contrôle de la propagation de la lumière cohérente et des photons intriqués à travers un milieu diffusant mince. Cela nous a amené d'abord à présenter les SLM qui sont des outils utilisés pour moduler l'amplitude ou/et la phase d'un faisceau lumineux. Le SLM que nous avons utilisé est un modulateur à cristaux liquides LCOS-LM fonctionnant en mode réflexion et conçu pour moduler uniquement la phase d'une onde lumineuse incidente. Ensuite, nous nous sommes intéressés au contrôle de la propagation d'un faisceau cohérent à travers un diffuseur. En utilisant deux méthodes dont l'une est basée sur la mesure de la matrice de transmission du diffuseur et l'autre basée sur la méthode d'optimisation, nous avons procédé expérimentalement au contrôle de la propagation de ce faisceau cohérent à travers le diffuseur. Cela nous a permis de maîtriser ces deux techniques de contrôle de la lumière et de comparer leurs performances. Enfin, nous nous sommes intéressés au contrôle de la propagations des photons intriqués à travers un diffuseur mince qui est celui que nous avons utilisé dans

les chapitres 3 et 4. Dans un premier temps, nous avons modélisé par une simulation le contrôle de la propagation d'un faisceau de la SPDC à travers le diffuseur en simulant un masque de phase qui symbolise le SLM sur le trajet de l'autre faisceau pour moduler sa phase. À travers cette simulation, nous avons concentré sur quelques pixels les corrélations quantiques spatiales entre les paires de photons intriqués. Dans un second temps, nous sommes passés à la phase expérimentale. En utilisant les photons intriqués comme source d'illumination, nous avons pu caractériser le SLM (en absence du diffuseur) qui a été dans ce cas illuminé sous un angle de  $45^\circ$ . En absence du diffuseur, nous avons adressé sur le SLM différents masques de phase (qui sont des plans de phase) et nous avons montré qu'il est possible de manipuler les corrélations quantiques (déplacement du pic de corrélation). En insérant le milieu diffusant sur le trajet du faisceau idler et le SLM sur celui du faisceau signal, la méthode d'optimisation du masque de phase avec le laser He-Ne ne nous a pas permis de reproduire sur la caméra EMCCD2 un speckle similaire à celui de la caméra EMCCD1. Par conséquent nous n'avons pas pu contrôler la propagation du faisceau idler à travers le milieu diffusant. Nous l'avons justifié par le fait que l'inclinaison du SLM d'un angle de  $45^\circ$  fait que celui-ci n'est plus dans le plan image du cristal et par conséquent le SLM et le diffuseur ne se trouvent pas dans des plans conjugués. C'est donc pour cette raison que le SLM n'arrive pas à compenser les effets du diffuseur.

Pour résoudre ce problème, l'alternative que nous proposons pour la suite des travaux est de réduire l'angle d'incidence du faisceau de la SPDC sur le SLM de sorte que le SLM soit à peu près dans le plan image du cristal. Cette approche fera que le SLM et le diffuseur seront dans le même plan (plan image de cristal), ce qui permettra au SLM de compenser les effets du diffuseur.

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ouvrent la voie à plusieurs perspectives. Les paires de photons intriqués que nous utilisons comme source d'illumination dans cette expérience et qui sont également utilisées pour de nombreuses applications ont des propriétés qui sont liées à la géométrie du cristal non linéaire et aux caractéristiques du faisceau pompe. Ainsi, générer des paires de photons intriqués avec des propriétés spécifiques pourra permettre d'adapter ces propriétés aux types d'applications souhaitées. Dans la réf. [157], il a déjà été démontré qu'en modulant la phase du faisceau pompe, il est possible de générer suivant un accord de phase de type 1 des paires de photons intriqués avec des propriétés spécifiques. Cette approche pourrait être appliquée à notre configuration expérimentale dans laquelle les paires de photons intriqués sont générées suivant un accord de phase de type 2.

Au titre de la propagation et du contrôle des paires de photons intriqués à travers les milieux diffusants, notre étude pourrait être étendue au cas des milieux diffusants dynamiques, avec par exemple l'utilisation de diffuseurs en rotation ou des diffuseurs simulant des turbulences atmosphériques [158] qui décrivent des situations encore plus réalistes dans certains domaines comme par exemple le domaine de la communication quantique dans l'espace libre où les turbulences atmosphériques constituent un véritable obstacle.



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?,” *Phys. Rev.*, vol. 47, 777–780 (1935).
- [2] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, “Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, no. 18, 2044–2046 (1987).
- [3] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information : 10th Anniversary Edition*. Cambridge University Press, pp. 171–352 (2000).
- [4] C. H. Bennett and G. Brassard, “Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing,” in *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing*, (India), pp. 175–179, (1984).
- [5] A. K. Ekert, “Quantum cryptography based on Bell’s theorem,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 6, 661–663 (1991).
- [6] I. Sokolov, M. Kolobov, A. Gatti, and L. Lugiato, “Quantum holographic teleportation,” *Opt. Commun.*, vol. 193, no. 1, 175–180 (2001).
- [7] F. Devaux, A. Mosset, F. Bassignot, and E. Lantz, “Quantum holography with biphotons of high Schmidt number,” *Phys. Rev. A*, vol. 99, no. 3, 033854 (2019).
- [8] I. V. Sokolov, M. I. Kolobov, and L. A. Lugiato, “Quantum fluctuations in traveling-wave amplification of optical images,” *Phys. Rev. A*, vol. 60, 2420–2430 (1999).
- [9] M. I. Kolobov and L. A. Lugiato, “Noiseless amplification of optical images,” *Phys. Rev. A*, vol. 52, 4930–4940 (1995).
- [10] A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams, and J. P. Dowling, “Quantum Interferometric Optical Lithography : Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 13, 2733–2736 (2000).
- [11] R. S. Bennink, S. J. Bentley, R. W. Boyd, and J. C. Howell, “Quantum and Classical Coincidence Imaging,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 3, 0333601 (2004).
- [12] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk, and H. J. Kimble, “Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles,” *Nature*, vol. 438, no. 7069, 828–832 (2005).
- [13] J. Beugnon, M. P. A. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, “Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms,” *Nature*, vol. 440, no. 7085, 779–782 (2006).
- [14] S.-K. Liao, W.-Q. Cai, W.-Y. Liu, L. Zhang, Y. Li, J.-G. Ren, J. Yin, Q. Shen, Y. Cao, Z.-P. Li, F.-Z. Li, X.-W. Chen, L.-H. Sun, J.-J. Jia, J.-C. Wu, X.-J. Jiang, J.-F. Wang, Y.-M. Huang, Q. Wang, Y.-L. Zhou, L. Deng, T. Xi, L. Ma, T. Hu, Q. Zhang, Y.-A. Chen, N.-L. Liu, X.-B. Wang, Z.-C. Zhu, C.-Y. Lu, R. Shu, C.-Z. Peng, J.-Y. Wang, and J.-W. Pan, “Satellite-to-ground quantum key distribution,” *Nature*, vol. 549, no. 7670, 43–47 (2017).



- [15] J.-P. Chen, C. Zhang, Y. Liu, C. Jiang, W. Zhang, X.-L. Hu, J.-Y. Guan, Z.-W. Yu, H. Xu, J. Lin, M.-J. Li, H. Chen, H. Li, L. You, Z. Wang, X.-B. Wang, Q. Zhang, and J.-W. Pan, "Sending-or-not-sending with independent lasers : Secure twin-field quantum key distribution over 509 km," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 124, 070501 (2020).
- [16] C. W. J. Beenakker, J. W. F. Venderbos, and M. P. van Exter, "Two-Photon Speckle as a Probe of Multi-Dimensional Entanglement," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 19, 193601 (2009).
- [17] M. Candé and S. E. Skipetrov, "Quantum versus classical effects in two-photon speckle patterns," *Phys. Rev. A*, vol. 87, no. 1, 013846 (2013).
- [18] M. Candé, A. Goetschy, and S. E. Skipetrov, "Transmission of quantum entanglement through a random medium," *EPL*, vol. 107, no. 5, 54004 (2014).
- [19] D. Li, Y. Yao, and M. Li, "Statistical distribution of quantum correlation induced by multiple scattering in the disordered medium," *Opt. Commun*, vol. 446, 106 – 112 (2019).
- [20] S. Smolka, A. Huck, U. L. Andersen, A. Lagendijk, and P. Lodahl, "Observation of Spatial Quantum Correlations Induced by Multiple Scattering of Nonclassical Light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 19, 193901 (2009).
- [21] W. H. Peeters, J. J. D. Moerman, and M. P. van Exter, "Observation of Two-Photon Speckle Patterns," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 17, 173601 (2010).
- [22] Lantz, E., Treppe, N., Fabre, C., and Brambilla, E., "Spatial distribution of quantum fluctuations in spontaneous down-conversion in realistic situations - Comparison between the stochastic approach and the Green's function method," *Eur. Phys. J. D*, vol. 29, no. 3, 437–444 (2004).
- [23] H. Defienne, M. Barbieri, B. Chalopin, B. Chatel, I. A. Walmsley, B. J. Smith, and S. Gigan, "Nonclassical light manipulation in a multiple-scattering medium," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 21, 6090–6093 (2014).
- [24] H. Defienne, M. Barbieri, I. A. Walmsley, B. J. Smith, and S. Gigan, "Two-photon quantum walk in a multimode fiber," *Sci. Adv.*, vol. 2, no. 1, e1501054 (2016).
- [25] O. Lib, G. Hasson, and Y. Bromberg, "Real-time shaping of entangled photons by classical control and feedback," *Sci. Adv.*, vol. 6, no. 37, eabb6298 (2020).
- [26] C. S. Wu and I. Shakhov, "The Angular Correlation of Scattered Annihilation Radiation," *Phys. Rev.*, vol. 77, no. 1, 136–136 (1950).
- [27] J. F. Clauser and A. Shimony, "Bell's theorem. experimental tests and implications," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 41, no. 12, 1881–1927 (1978).
- [28] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, "Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment : A New Violation of Bell's Inequalities," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, no. 2, 91–94 (1982).
- [29] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih, "New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 24, 4337–4341 (1995).
- [30] J. Zhao, C. Ma, M. Rüsing, and S. Mookherjee, "High quality entangled photon pair generation in periodically poled thin-film lithium niobate waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 124, 163603 (2020).

- [31] F. Steinlechner, M. Gilaberte, M. Jofre, T. Scheidl, J. P. Torres, V. Pruneri, and R. Ursin, "Efficient heralding of polarization-entangled photons from type-0 and type-II spontaneous parametric downconversion in periodically poled KTiOPO<sub>4</sub>," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, no. 9, 2068–2076 (2014).
- [32] J. Fulconis, O. Alibart, W. J. Wadsworth, P. S. Russell, and J. G. Rarity, "High brightness single mode source of correlated photon pairs using a photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 13, no. 19, 7572–7582 (2005).
- [33] Q. Lin, F. Yaman, and G. P. Agrawal, "Photon-pair generation by four-wave mixing in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 9, 1286–1288 (2006).
- [34] C. W. S. Chang, C. Sabín, P. Forn-Díaz, F. Quijandría, A. M. Vadiraj, I. Nsanzineza, G. Johansson, and C. M. Wilson, "Observation of Three-Photon Spontaneous Parametric Down-Conversion in a Superconducting Parametric Cavity," *Phys. Rev. X*, vol. 10, no. 1, 011011 (2020).
- [35] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman, "Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I.," *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 6, 1646–1654 (1961).
- [36] D. A. Kleinman, "Theory of Optical Parametric Noise," *Phys. Rev.*, vol. 174, no. 3, 1027–1041 (1968).
- [37] J. E. Pearson, A. Yariv, and U. Ganiel, "Observations of parametric fluorescence and oscillation in the infrared," *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 6, 1165–1171 (1973).
- [38] J. Shapiro and K.-X. Sun, "Semiclassical versus quantum behavior in fourth-order interference," *J. Opt. Soc. Am. B : Opt. Phys.*, vol. 11, 1130-1141 (1994).
- [39] J. H. Shapiro, "Quantum Gaussian noise," in *Fluctuations and Noise in Photonics and Quantum Optics* (D. Abbott, J. H. Shapiro, and Y. Yamamoto, eds.), vol. 5111, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 382 – 395 (2003).
- [40] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko, "Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 6, 5122–5133 (1994).
- [41] V. Giovannetti, L. Maccone, J. H. Shapiro, and F. N. C. Wong, "Generating Entangled Two-Photon States with Coincident Frequencies," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 18, 183602 (2002).
- [42] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, pp. 573–658 (1995).
- [43] W. P. Grice and I. A. Walmsley, "Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump," *Phys. Rev. A*, vol. 56, no. 2, 1627–1634 (1997).
- [44] E. Lantz and F. Devaux, "The phase-mismatch vector and resolution in image parametric amplification," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 2, no. 5, 362–364 (2000).
- [45] D. S. Tasca, S. P. Walborn, P. H. Souto Ribeiro, F. Toscano, and P. Pellat-Finet, "Propagation of transverse intensity correlations of a two-photon state," *Phys. Rev. A*, vol. 79, no. 3, 033801 (2009).
- [46] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, "Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, no. 2, 84–87 (1970).
- [47] H. H. Arnaut and G. A. Barbosa, "Orbital and Intrinsic Angular Momentum of Single Photons and Entangled Pairs of Photons Generated by Parametric Down-Conversion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 2, 286–289 (2000).

- [48] A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, "Entanglement of the orbital angular momentum states of photons," *Nature*, vol. 412, no. 6844, 313–316 (2001).
- [49] L. Olislager, J. Cussey, A. T. Nguyen, P. Emplit, S. Massar, J.-M. Merolla, and K. P. Huy, "Frequency-bin entangled photons," *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 1, 013804 (2010).
- [50] J. C. Howell, R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, "Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox Using Momentum- and Position-Entangled Photons from Spontaneous Parametric Down Conversion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 21, 210403 (2004).
- [51] R. T. Thew, A. Acín, H. Zbinden, and N. Gisin, "Bell-Type Test of Energy-Time Entangled Qutrits," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 1, 010503 (2004).
- [52] J.-L. Blanchet, F. Devaux, L. Furfaro, and E. Lantz, "Purely spatial coincidences of twin photons in parametric spontaneous down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 4, 043825 (2010).
- [53] F. Devaux, J. Mougín-Sisini, P. A. Moreau, and E. Lantz, "Towards the evidence of a purely spatial Einstein-Podolsky-Rosen paradox in images : measurement scheme and first experimental results," *Eur. Phys. J. D*, vol. 66, no. 7, 192 (2012).
- [54] M. D. Reid, "Demonstration of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox using nondegenerate parametric amplification," *Phys. Rev. A*, vol. 40, no. 2, 913–923 (1989).
- [55] S. P. Walborn, C. H. Monken, S. Pádua, and P. H. S. Ribeiro, "Spatial correlations in parametric down-conversion," *Phys. Rep*, vol. 495, no. 4, 87 – 139 (2010).
- [56] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen, and G. Leuchs, "Colloquium : The Einstein-Podolsky-Rosen paradox : From concepts to applications," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, no. 4, 1727–1751 (2009).
- [57] S. Armstrong, M. Wang, R. Y. Teh, Q. Gong, Q. He, J. Janousek, H.-A. Bachor, M. D. Reid, and P. K. Lam, "Multipartite Einstein–Podolsky–Rosen steering and genuine tripartite entanglement with optical networks," *Nat. Phys*, vol. 11, no. 2, 167–172 (2015).
- [58] P.-A. Moreau, F. Devaux, and E. Lantz, "Einstein-Podolsky-Rosen Paradox in Twin Images," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, no. 16, 160401 (2014).
- [59] M. Kolobov and I. Sokolov, "Squeezed states of light and noise-free optical images," *Phys. Lett. A*, vol. 140, no. 3, 101-104 (1989).
- [60] M. I. Kolobov, *Quantum Imaging*. Springer New York, pp. 1–65 (2007).
- [61] G. Brida, M. Genovese, and I. Ruo Berchera, "Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging," *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 4, 227–230 (2010).
- [62] T. Ono, R. Okamoto, and S. Takeuchi, "An entanglement-enhanced microscope," *Nat. Commun*, vol. 4, no. 1, 2426 (2013).
- [63] M. Tsang, "Quantum limits to optical point-source localization," *Optica*, vol. 2, no. 7, 646–653 (2015).
- [64] R. Foord, R. Jones, C. J. Oliver, and E. R. Pike, "The use of photomultiplier tubes for photon counting," *Appl. Opt.*, vol. 8, no. 10, 1975–1989 (1969).
- [65] <https://instrumentationforum.com/t/photomultiplier-tube-principle/4983>, page consultée le 14 Septembre 2021.

- [66] <http://www.everyphotoncounts.com/spad.php>, page consultée le 14 Septembre 2021.
- [67] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 5, R3429–R3432 (1995).
- [68] R. H. Hadfield, "Single-photon detectors for optical quantum information applications," *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 12, 696–705 (2009).
- [69] I. Holzman and Y. Ivry, "Superconducting nanowires for single-photon detection : Progress, challenges, and opportunities," *Adv. Quantum Technol.*, vol. 2, no. 3-4, 1800058 (2019).
- [70] F. Marsili, V. B. Verma, J. A. Stern, S. Harrington, A. E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M. D. Shaw, R. P. Mirin, and S. W. Nam, "Detecting single infrared photons with 93% system efficiency," *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 3, 210–214 (2013).
- [71] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 6, 705-707 (2001).
- [72] K. M. Rosfjord, J. K. W. Yang, E. A. Dauler, A. J. Kerman, V. Anant, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman, and K. K. Berggren, "Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating," *Opt. Express*, vol. 14, no. 2, 527–534 (2006).
- [73] E. Lantz, P.-A. Moreau, and F. Devaux, "Optimizing the signal-to-noise ratio in the measurement of photon pairs with detector arrays," *Phys. Rev. A*, vol. 90, no. 6, 063811 (2014).
- [74] B. M. Jost, A. V. Sergienko, A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Spatial correlations of spontaneously down-converted photon pairs detected with a single-photon-sensitive ccd camera," *Opt. Express*, vol. 3, no. 2, 81–88 (1998).
- [75] Devaux, F. and Lantz, E., "Spatial and temporal properties of parametric fluorescence around degeneracy in a type I LBO crystal," *Eur. Phys. J. D*, vol. 8, no. 1, 117–124 (2000).
- [76] <https://andor.oxinst.com/products/>, page consultée le 14 Septembre 2021.
- [77] P. Jerram, P. J. Pool, R. Bell, D. J. Burt, S. Bowring, S. Spencer, M. Hazelwood, I. Moody, N. Catlett, and P. S. Heyes, "The LLCCD : low-light imaging without the need for an intensifier," in *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications II* (N. Sampat, J. Canosa, M. M. Blouke, J. Canosa, and N. Sampat, eds.), vol. 4306, pp. 178 – 186, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2001.
- [78] M. Robbins and B. Hadwen, "The noise performance of electron multiplying charge-coupled devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 5, 1227-1232 (2003).
- [79] A. G. Basden, C. A. Haniff, and C. D. Mackay, "Photon counting strategies with low-light-level ccDs," *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 345, no. 3, 985-991 (2003).
- [80] E. Lantz, J. Blanchet, L. Furfaro, and F. Devaux, "Multi-imaging and bayesian estimation for photon counting with emccds," *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 386, no. 4, 2262-2270 (2008).

- [81] J.-L. Blanchet, F. Devaux, L. Furfaro, and E. Lantz, "Measurement of Sub-Shot-Noise Correlations of Spatial Fluctuations in the Photon-Counting Regime," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, no. 23, 233604 (2008).
- [82] G. Lubin, R. Tenne, I. M. Antolovic, E. Charbon, C. Bruschini, and D. Oron, "Quantum correlation measurement with single photon avalanche diode arrays," *Opt. Express*, vol. 27, no. 23, 32863–32882 (2019).
- [83] B. Ndagano, H. Defienne, A. Lyons, I. Starshynov, F. Villa, S. Tisa, and D. Faccio, "Imaging and certifying high-dimensional entanglement with a single-photon avalanche diode camera," *npj Quantum Inf*, vol. 6, no. 1, 94 (2020).
- [84] W. Zhang, J. Huang, C. Zhang, L. You, C. Lv, L. Zhang, H. Li, Z. Wang, and X. Xie, "A 16-pixel interleaved superconducting nanowire single-photon detector array with a maximum count rate exceeding 1.5 ghz," *IEEE Trans. Appl. Supercond*, vol. 29, no. 5, 1-4 (2019).
- [85] S. Denis, *Images jumelles quantiques : paradoxe de Einstein-Podolsky-Rosen dans des paires uniques d'images, et imagerie fantôme temporelle quantique*. Thèse, Université de Franche-Comté, Nov. 2017, p. 21–42.
- [86] P.-A. Moreau, *Aspects spatiaux de l'intrication en amplification paramétrique : paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans les images jumelles et expérience de Hong-Ou-Mandel*. Thèse, Université de Franche-Comté, Apr. 2015, p. 44–67.
- [87] P.-A. Moreau, J. Mougin-Sisini, F. Devaux, and E. Lantz, "Realization of the purely spatial Einstein-Podolsky-Rosen paradox in full-field images of spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 86, no. 1, 010101 (2012).
- [88] E. Lantz, S. Denis, P.-A. Moreau, and F. Devaux, "Einstein-Podolsky-Rosen paradox in single pairs of images," *Opt. Express*, vol. 23, no. 20, 26472–26478 (2015).
- [89] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, "Role of Entanglement in Two-Photon Imaging," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, 123602 (2001).
- [90] S. Gnatiessoro, A. Mosset, E. Lantz, and F. Devaux, "Imaging spatial quantum correlations through a thin scattering medium," *OSA Contin*, vol. 2, no. 12, 3393–3403 (2019).
- [91] M. Teich and B. Saleh, "Entangled photon microscopy," *Cesk. Cas. Fyz*, vol. 47, no. 3, 1997.
- [92] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 5, R3429–R3432 (1995).
- [93] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Ghost imaging in the time domain," *Nat. Photonics*, vol. 10, no. 3, 167–170 (2016).
- [94] F. Devaux, P.-A. Moreau, S. Denis, and E. Lantz, "Computational temporal ghost imaging," *Optica*, vol. 3, no. 7, 698–701 (2016).
- [95] F. Devaux, K. P. Huy, S. Denis, E. Lantz, and P.-A. Moreau, "Temporal ghost imaging with pseudo-thermal speckle light," *J. Opt*, vol. 19, no. 2, 024001 (2017).
- [96] S. Denis, P.-A. Moreau, F. Devaux, and E. Lantz, "Temporal ghost imaging with twin photons," *J. Opt*, vol. 19, no. 3, 034002 (2017).
- [97] D. A. Kalashnikov, Z. Pan, A. I. Kuznetsov, and L. A. Krivitsky, "Quantum Spectroscopy of Plasmonic Nanostructures," *Phys. Rev. X*, vol. 4, no. 1, 011049 (2014).

- [98] G. Brida, L. Caspani, A. Gatti, M. Genovese, A. Meda, and I. R. Berchera, "Measurement of Sub-Shot-Noise Spatial Correlations without Background Subtraction," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 21, 213602 (2009).
- [99] C. W. J. Beenakker, "Thermal Radiation and Amplified Spontaneous Emission from a Random Medium," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no. 9, 1829–1832 (1998).
- [100] S. E. Skipetrov, "Quantum theory of dynamic multiple light scattering in fluctuating disordered media," *Phys. Rev. A*, vol. 75, no. 5, 053808 (2007).
- [101] P. Lodahl, A. P. Mosk, and A. Lagendijk, "Spatial Quantum Correlations in Multiple Scattered Light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 17, 173901 (2005).
- [102] A. Klein, O. Agam, and B. Spivak, "Speckle statistics of entangled photons," *Phys. Rev. A*, vol. 94, 013828 (2016).
- [103] H. Di Lorenzo Pires, J. Woudenberg, and M. P. van Exter, "Statistical properties of two-photon speckles," *Phys. Rev. A*, vol. 85, no. 3, 033807 (2012).
- [104] C. W. J. Beenakker, "Random-matrix theory of quantum transport," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 69, no. 3, 731–808 (1997).
- [105] A. Aubry and A. Derode, "Random Matrix Theory Applied to Acoustic Backscattering and Imaging In Complex Media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 8, 084301 (2009).
- [106] J. R. Ott, N. A. Mortensen, and P. Lodahl, "Quantum Interference and Entanglement Induced by Multiple Scattering of Light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, no. 9, 090501 (2010).
- [107] S. Mancini, V. Giovannetti, D. Vitali, and P. Tombesi, "Entangling Macroscopic Oscillators Exploiting Radiation Pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 12, 120401 (2002).
- [108] v. H. Houten and C. W. J. Beenakker, *Analogies in Optics and Micro Electronics*. van Haeringen, W., Lenstra, D., 1990.
- [109] A. Gatti, E. Brambilla, L. Caspani, O. Jedrkiewicz, and L. A. Lugiato, "X- Entanglement : The Nonfactorable Spatiotemporal Structure of Biphoton Correlation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 22, 223601 (2009).
- [110] B. E. A. Saleh, A. F. Abouraddy, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, "Duality between partial coherence and partial entanglement," *Phys. Rev. A*, vol. 62, no. 4, 043816 (2000).
- [111] W. Peeters, *Two-photon interference : spatial aspects of two-photon entanglement, diffraction, and scattering*. Thèse, Faculty of Science , Leiden University, Dec 2010, p. 99–109.
- [112] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, "Entangled-photon Fourier optics," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 5, 1174 (2002).
- [113] D. S. Simon, G. Jaeger, and A. V. Sergienko, *Quantum Metrology, Imaging, and Communication*. Springer Publishing Company, Incorporated, 1st ed., 2016.
- [114] G. Soro, E. Lantz, A. Mosset, and F. Devaux, "Quantum spatial correlations imaging through thick scattering media : experiments and comparison with simulations of the biphoton wave function," *J. Opt*, vol. 23, no. 2, 025201 (2021).
- [115] H. Bachor and T. Ralph, *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Wiley, 2004.

- [116] S. T.-Mills, A. Karnieli, N. V.-Bloch, E. Megidish, H. S. Eisenberg, and A. Arie, "Simulating correlations of structured spontaneously down-converted photon pairs," *Laser Photonics Rev.*, vol. 14, no. 3, 1900321 (2020).
- [117] N. Treps and C. Fabre, "Transverse distribution of quantum fluctuations and correlations in spatial solitons," *Phys. Rev. A*, vol. 62, no. 3, 033816 (2000).
- [118] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 16, 2309–2311 (2007).
- [119] I. M. Vellekoop, E. G. van Putten, A. Lagendijk, and A. P. Mosk, "Demixing light paths inside disordered metamaterials," *Opt. Express*, vol. 16, no. 1, 67–80 (2008).
- [120] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Universal Optimal Transmission of Light Through Disordered Materials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, no. 12, 120601 (2008).
- [121] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Phase control algorithms for focusing light through turbid media," *Opt. Commun*, vol. 281, no. 11, 3071 – 3080 (2008).
- [122] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccarda, and S. Gigan, "Measuring the Transmission Matrix in Optics : An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 10, 100601 (2010).
- [123] A. P. Mosk, A. Lagendijk, G. Lerosey, and M. Fink, "Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media," *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 5, 283–292 (2012).
- [124] A. Boniface, M. Mounaix, B. Blochet, R. Piestun, and S. Gigan, "Transmission-matrix-based point-spread-function engineering through a complex medium," *Optica*, vol. 4, no. 1, 54–59 (2017).
- [125] M. Mounaix, H. B. de Aguiar, and S. Gigan, "Temporal recompression through a scattering medium via a broadband transmission matrix," *Optica*, vol. 4, no. 10, 1289–1292 (2017).
- [126] A. Boniface, J. Dong, and S. Gigan, "Non-invasive focusing and imaging in scattering media with a fluorescence-based transmission matrix," *Nat. Commun*, vol. 11, no. 1, 6154 (2020).
- [127] H. Defienne, M. Reichert, and J. W. Fleischer, "Adaptive Quantum Optics with Spatially Entangled Photon Pairs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, no. 23, 233601 (2018).
- [128] Y. Peng, Y. Qiao, T. Xiang, and X. Chen, "Manipulation of the spontaneous parametric down-conversion process in space and frequency domains via wavefront shaping," *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 16, 3985–3988 (2018).
- [129] G. Vdovin, P. M. Sarro, and S. Middelhoek, "Technology and applications of micro-machined adaptive mirrors," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 9, no. 2, R8–R20 (1999).
- [130] D. Armitage, I. Underwood, and S.-T. Wu, *Introduction to microdisplays*, ch. 1, pp. 1–17. (John Wiley and Sons, Ltd), 2006.
- [131] L. J. Hornbeck, "Deformable-Mirror Spatial Light Modulators," in *Spatial Light Modulators and Applications III* (U. Efron, ed.), vol. 1150, pp. 86 – 103, International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [132] D. Gabor, "A New Microscopic Principle," *Nature*, vol. 161, no. 4098, 777–778 (1948).

- [133] P. Gemayel, *Optique adaptative par modulateur spatial de lumière en microscopie et holographie*. Thèse, Université de Haute Alsace - Mulhouse, Feb 2016, pp. 13–29.
- [134] D. R. Pape and L. J. Hornbeck, “Characteristics of the deformable mirror device for optical information processing,” *Opt. Eng.*, vol. 22, no. 6, 675 – 681 (1983).
- [135] L. Hornbeck, “Current status of the digital micromirror device (dmd) for projection television applications,” in *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting*, pp. 381–384, 1993.
- [136] C. Abelard, *Micro modulateur spatial de lumière transmissif pour modulation de phase et d’amplitude*. Thèse, Université Grenoble Alpes, Nov. 2018, pp. 5–23.
- [137] L. Hornbeck, “From cathode rays to digital micromirrors : A history of electronic projection display technology,” vol. 15, pp. 7–45, 1998.
- [138] A. Liotard, *Micro-miroirs déformables pour l’optique adaptative de prochaine génération : Caractérisation et Simulation*. Thèse, Université de Provence - Aix-Marseille I, Nov. 2005, p. 52–65.
- [139] W. E. Ross, D. Psaltis, and R. H. Anderson, “Two-Dimensional Magneto-Optic Spatial Light Modulator For Signal Processing,” *Opt. Eng.*, vol. 22, no. 4, 485 – 490 (1983).
- [140] T. Kawaguchi, H. Adachi, K. Setsune, O. Yamazaki, and K. Wasa, “Plzt thin-film waveguides,” *Appl. Opt.*, vol. 23, no. 13, 2187–2191 (1984).
- [141] U. Efron and G. Livescu, “Multiple quantum well spatial light modulators,” in *Spatial light modulator technology : materials, devices, and applications (Marcel Dekker, Inc., 1994)*, pp. 217-217.
- [142] U. Efron, “Spatial light modulator technology : Materials, devices, and applications (Marcel Dekker, 1995),”
- [143] S. M. Popoff, *Contrôle spatio-temporel de la lumière en milieux complexes*. Thèse, Université Paris-Diderot - Paris VII, Dec. 2011, pp. 36–38.
- [144] E. G. van Putten, I. M. Vellekoop, and A. P. Mosk, “Spatial amplitude and phase modulation using commercial twisted nematic lcds,” *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 12, 2076–2081 (2008).
- [145] <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/index.html>, Page consultée le 23 Juillet 2021.
- [146] T. Zhang and I. Yamaguchi, “Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 15, 1221–1223 (1998).
- [147] J. Hartmann, “Bemerkungen über den bau und die justirung von spektrographen,” *Z. Instrumentenkunde*, vol. 20, 47 – 58 (1900).
- [148] R. V. Schack and B. Platt, “Production and use of lenticular hartmann screen,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 62, 656 – 660 (1971).
- [149] F. Roddier, “Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics,” *Appl. Opt.*, vol. 27, no. 7, 1223–1225 (1988).
- [150] A. Dubois, L. Vabre, A.-C. Boccara, and E. Beaurepaire, “High-resolution full-field optical coherence tomography with a linnik microscope,” *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 4, 805–812 (2002).



- [151] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 16, 1268–1270 (1997).
- [152] S. M. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Controlling light through optical disordered media : transmission matrix approach," *New J. Phys.*, vol. 13, no. 12, 123021 (2011).
- [153] L. Mandel, "Fluctuations of photon beams : The distribution of the photo-electrons," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 74, no. 3, 233–243 (1959).
- [154] G. W. J., *Speckle Phenomena in Optics, 1st ed.* (W. H. Freeman , Englewood, Colo, 2010).
- [155] A. Derode, P. Roux, and M. Fink, "Robust Acoustic Time Reversal with High-Order Multiple Scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 23, 4206–4209 (1995).
- [156] S. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Image transmission through an opaque material," *Nat. Commun.*, vol. 1, no. 1, 81 (2010).
- [157] P. Boucher, H. Defienne, and S. Gigan, "Engineering spatial correlations of entangled photon pairs by pump beam shaping," *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 17, 4200–4203 (2021).
- [158] R. Shekel, O. Lib, A. Sardas, and Y. Bromberg, "Shaping entangled photons through emulated turbulent atmosphere," *OSA Contin.*, vol. 4, no. 8, 2339–2350 (2021).

# TABLE DES FIGURES

2.1	(a) Amplification paramétrique par différence de fréquence et (b) amplification paramétrique du bruit quantique ou fluorescence paramétrique générées dans un milieu présentant une non linéarité quadratique $\chi^{(2)}$ . (c) et (d) correspondent respectivement aux diagrammes énergétiques équivalent de l'amplification paramétrique par différence de fréquence et de la fluorescence . . . . .	10
2.2	Configurations d'accord de phase : accord de phase parfait colinéaire (a) et non colinéaire (b). Désaccord de phase colinéaire (c) et non colinéaire (d)	11
2.3	Polarisation des champs électriques pour un accord de phase de type 1 (a) et de type 2 (b). . . . .	13
2.4	Simulation numérique de $ \Phi_L ^2$ pour les accords de phase de type 1 et de type 2 en fonction de l'angle d'incidence $\theta_p$ que fait la pompe avec l'axe optique du cristal non linéaire. Les axes sont gradués en milliradian (mrad). (a) et (b) représentent les fonctions d'accord de phase de type 1 colinéaire (a) et non colinéaire (b) pour les valeurs respectives de $\theta_p = 33,5^\circ$ et $\theta_p = 34,5^\circ$ . (c) et (d) correspondent aux fonctions d'accord de phase de type 2 colinéaire (c) et non colinéaire (d) pour les valeurs respectives de $\theta_p = 49,3^\circ$ et $\theta_p = 48,3^\circ$ . . . . .	14
2.5	Schémas de principe des dispositifs expérimentaux pour la mesure des positions en champ proche (a) et la mesure des impulsions en champ lointain (b). Les plans (P), (P') et (P'') sur la figure (a) sont conjugués. Les paires de photons intriqués sont générées dans un cristal via la SPDC suivant un accord de phase de type 2 non colinéaire qui permet la séparation spatiale des photons. Ces photons sont enregistrés en champ proche (a) sur les détecteurs $D_1$ et $D_2$ aux positions transverses $\mathbf{r}_1(x_1, y_1)$ et $\mathbf{r}_2(x_2, y_2)$ . En champ lointain (b), les impulsions transverses des photons sur les détecteurs $D_1$ et $D_2$ sont $\mathbf{p}_1(p_{x_1}, p_{y_1})$ et $\mathbf{p}_2(p_{x_2}, p_{y_2})$ . . . . .	16
2.6	Tube photomultiplicateur (a) et photodiode à avalanche (b) utilisés dans le régime de comptage de photon. <u>Sources</u> : réf. [65] pour la figure 2.6(a) et réf. [66] pour la figure 2.6(b). . . . .	18
2.7	Caméra ICCD Andor iStar 320T (a) et caméra EMCCD Andor iXon Ultra 897(b) .Images tirées de [76]. . . . .	19
2.8	Courbes de l'évolution de l'efficacité quantique des caméras EMCCD iXon3-897-BV (courbe vert) et iXon-897-EX2(courbe rouge) à $-90^\circ\text{C}$ . . . . .	21

- 2.9 (a) : Principe de fonctionnement des caméras EMCCD. (b) : Probabilité d'obtenir  $n$  photo-électrons en sortie du registre de gain en fonction du nombre  $m$  de photo-électrons à l'entrée, pour  $m = 1, 2, 3$  et  $4$  et pour un gain moyen de 1000. La figure (b) est tirée de [80]. . . . . 21
- 2.10 (a) : Image de fond de l'une des caméras lorsque l'obturateur de la caméra est fermé. L'échelle de couleurs représente les niveaux de gris des pixels. (b) : distribution des pixels du fond en fonction de leur niveau de gris en échelle semi-logarithmique. . . . . 23
- 2.11 Image de la SPDC en champ lointain avant seuillage (a) et après seuillage (b). En (a) l'échelle représente l'intensité des pixels en niveaux de gris. Sur l'image seuillée (b), les points blancs correspondent à des photons et les zones noires représentent l'absence de photon. Les axes sont gradués en fréquences spatiales. . . . . 24
- 2.12 Dispositif de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche (a) et en champ lointain (b).  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  représentent les polarisations horizontale et verticale respectivement.  $M$  est un miroir dichroïque utilisée pour bloquer le faisceau pompe.  $F_1$  et  $F_2$  sont des filtres interférentiels pour sélectionner la SPDC émise autour de la dégénérescence. Les plans (P), (P<sub>1</sub>) et (P<sub>2</sub>) sont les plans dans lesquels se trouvent respectivement le cristal non linéaire (BBO), la caméra EMCCD1 et la caméra EMCCD2. . . . 25
- 2.13 Protocole de communication entre les ordinateurs, le laser, et les caméras. La synchronisation des deux caméras est vérifiée sur un oscilloscope numérique. Le signal jaune correspond au temps d'acquisition de la caméra "maître" (EMCCD2) et le signal bleu correspond au temps d'acquisition de la caméra "esclave" (EMCCD1). Figure tirée de la réf. [85] . . . 27
- 2.14 Diagramme de calcul des corrélations quantiques entre des paires d'images (notées ici "Image signal" et "Image idler") acquises sur les caméras EMCCD1 et EMCCD2. . . . . 28
- 2.15 Distributions moyennes du nombre de photons par pixel sur un ensemble de 100 images enregistrées en champ proche (a) et en champ lointain (b) du cristal non linéaire. (c) et (d) représentent les figures d'intercorrélations moyennes obtenues après le calcul de l'intercorrélation sur 100 paires d'images enregistrées en champ proche (c) et en champ lointain (d) du cristal. En champ proche, les axes sont gradués en position et en champ lointain les axes sont gradués en unités de fréquences spatiales. . . . . 29
- 2.16 Protocoles d'imagerie quantique : (a) les deux photons intriqués interagissent avec l'objet, (b) seul un photon de la paire de photons intriqués interagit avec l'objet. . . . . 30

2.17	(a) Dispositif expérimental de mesure. La lettre H représente l'hologramme binaire et les filtres interférentiels sont représentés par FI. (b) hologramme binaire sur lequel sont codés 9 pics de Dirac. Sans hologramme : intensité de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images jumelles (c) et l'intensité de corrélation normalisée entre des paires d'images non jumelles (d). Avec l'hologramme : nombre moyen de photon dans une image de la SPDC (signal ou idler) enregistrée en champ lointain du cristal(e) et l'intensité de corrélation normalisée en dB entre 80000 paires d'images jumelles (f). Les axes des différentes images sont gradués en fréquences spatiales. La figure est reproduite à partir de la référence [7]. . . . .	31
2.18	Dispositif expérimental de mise en œuvre de l'imagerie fantôme temporelles quantique [96]. . . . .	32
2.19	Reconstruction de la séquence temporelle fantôme. La ligne rouge représente le niveau de seuil tel que pour un nombre de coïncidences au dessus du seuil, la valeur de la transmission du photon signal au niveau de l'atténuateur est de "1". Pour un nombre de coïncidences en dessous du seuil, la transmission est de "0". Image reproduite à partir de la référence [96]. . . . .	33
3.1	Transmission de la lumière issue d'une source lumineuse non classique à travers un milieu diffusant. $\hat{a}_i$ représente les modes à l'entrée du milieu diffusant et $\hat{a}_\alpha$ et $\hat{a}_\beta$ sont les modes à la sortie qui sont mesurés par les deux détecteurs. Figure reproduite à partir de la réf. [20]. . . . .	36
3.2	Aperçu schématique du modèle illustrant la méthode d'obtention d'un speckle à deux photons. La source de biphoton génère deux photons avec des vecteurs transverses anticorrélés (avec les moments transverses $q$ et $-q$ ) pour illuminer un milieu diffusant d'épaisseur $L$ . Les photons se propagent à travers le milieu diffusant et sont transmis dans les modes $k$ et $k'$ puis enregistrés sur deux photodétecteurs. La mesure du taux de coïncidence permet d'obtenir le speckle à deux photons. La figure est tirée de la réf. [16].	37
3.3	En haut : schéma expérimental pour l'observation du speckle à deux photons en champ lointain. Les paires de photons intriqués générés via la SPDC illuminent un milieu diffusant. Ensuite, les photons sont transmis par le milieu diffusant et une lentille de focale $f_d$ est utilisée pour imager les deux photons en champ lointain. Un séparateur de faisceau est utilisé pour séparer les photons. L'utilisation du séparateur de faisceau introduit des pertes de photons. Enfin, deux détecteurs ponctuels balayent leurs plans de détections et la mesure du taux de coïncidences entre les deux photons permet de retrouver le speckle à deux photons. En bas : les résultats des mesures. La figure est tirée de la réf. [21]. . . . .	39
3.4	Illustration du principe de génération du speckle à deux photons pour le calcul de la fonction de corrélation à partir des fonctions de transfert. Les deux configurations (a) et (b) correspondent respectivement aux dispositifs expérimentaux mis en place pour la mesure des corrélations en champ lointain et en champ proche. En (a), le milieu diffusant est placé dans le plan de Fourier du cristal non linéaire et en (b) le milieu diffusant est positionné dans le plan image du cristal non linéaire. . . . .	43

3.5	Simulations numériques de la fonction de corrélation unidimensionnelle en champ lointain du cristal pour un accord de phase de type 1. (a) sans milieu diffusant et (b) avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal (i.e le plan ( $P'$ )). . . . .	48
3.6	Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de phase du diffuseur, de l'intensité des photons signal et idler et des fonctions de corrélations. (a) phase de transmission du diffuseur $\Phi$ et (b) la transformée de Fourier de la transmission $ \tilde{t} ^2$ . Sans diffuseur : (c) somme des intensités des photons signal et idler et (d) fonction de corrélation en champ lointain. Avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal : (e) somme des intensités signal et idler et (f) fonction de corrélation en champ lointain . . .	49
3.7	Simulation numérique bidimensionnelle des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations en champ lointain du cristal. Sans diffuseur : (a) somme des intensités des photons signal et idler et (b) fonction de corrélation en champ lointain. Avec diffuseur de phase dans le plan image du cristal : (c) somme des intensités signal et idler et (d) fonction de corrélation en champ lointain. . . . .	50
3.8	Simulation numérique bidimensionnelle de des intensités du faisceau pompes et des fonctions de corrélations en champ lointain du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de $0,30\text{ mm}$ : (a) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (b) fonction de corrélation sans diffuseur et (c) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de $0,18\text{ mm}$ : (d) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (e) fonction de corrélation sans diffuseur et (f) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal. Pour un faisceau pompe de largeur à mi-hauteur de $0,12\text{ mm}$ : (g) Faisceau pompe en dans le plan du cristal, (h) fonction de corrélation sans diffuseur et (i) fonction de corrélation avec diffuseur dans le plan du cristal. . . . .	51
3.9	Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation pour un cristal non linéaire d'épaisseur $L = 800\text{ }\mu\text{m}$ (a), pour $L = 2,5\text{ mm}$ (b) et pour $L = 5\text{ mm}$ (c). . . . .	53
3.10	Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation (a) diffuseur dans le plan ( $P'$ ) (sans défocalisation) et (b) défocalisation du diffuseur de $5\text{ mm}$ . . . . .	53
3.11	Simulation numérique des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations. Somme des intensités signal et idler pour un diffuseur d'ouverture angulaire de $12\text{ mm}^{-1}$ (a), $15\text{ mm}^{-1}$ (c) et $20\text{ mm}^{-1}$ (e). Fonctions de corrélation pour un diffuseur d'ouverture angulaire de $12\text{ mm}^{-1}$ (b), $15\text{ mm}^{-1}$ (d) et $20\text{ mm}^{-1}$ (f). . . . .	54
3.12	Simulation numérique des intensités signal et idler et des fonctions de corrélations en champ proche du cristal. Sans diffuseur : (a) intensité du photon signal ou idler et (b) fonction de corrélation en champ proche. Avec diffuseur de phase dans le plan de Fourier du cristal : (c) intensité du photon signal ou idler et (d) fonction de corrélation en champ proche. . . . .	56
3.13	Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation pour un cristal non linéaire d'épaisseur $L_c = 800\text{ }\mu\text{m}$ (a) et pour $L_c = 2,5\text{ mm}$ (b). .	57

- 3.14 Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation : (a) diffuseur dans le plan ( $P'$ ) et (b) diffuseur défocalisé de  $5\text{ mm}$  du plan ( $P'$ ). . . . . 58
- 3.15 Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation : (a) les transmissions des photons signal et idler sont différentes et (b) les photons signal et idler sont transmis avec la même fonction de phase. . . . . 58
- 3.16 (a) Profil 3D du diffuseur et (b) l'intensité cohérente diffusée en champ lointain en utilisant un laser hélium-néon émettant à  $633\text{ nm}$ . Les axes sur la figure de l'intensité diffusée (b) sont gradués en fréquences spatiales. . . . . 59
- 3.17 Montage expérimental de mesure des corrélations en champ lointain. ( $P$ ) représente le plan du cristal non linéaire. ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans de Fourier du cristal non linéaire. ( $P'$ ) représente le plan image du cristal non linéaire.  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale.  $M$  est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels. . . . . 61
- 3.18 Sans milieu diffusant : (a) le nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire et (b) la fonction de corrélations croisées normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le milieu diffusant mince (c) et (d) représentent respectivement le nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ lointain du cristal non linéaire et la fonction de corrélations croisées normalisée en 40 000 paires d'images. . . . . 62
- 3.19 Montage expérimental de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche. ( $P$ ) représente le plan du cristal non linéaire. ( $P'$ ) est le plan de Fourier du cristal non linéaire où est placé le milieu diffusant. ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans images du cristal non linéaire où se trouvent les caméras EMCCD.  $|V\rangle$  et  $|H\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation verticale et horizontale.  $M$  est le miroir dichroïque et  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels. . . . . 65
- 3.20 Sans milieu diffusant : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image (signal ou idler) de la SPDC enregistrée en champ proche de cristal et (b) la fonction de corrélations normalisée en dB entre 100 paires d'images issues de paires de photons intriqués. Avec le milieu diffusant (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image de la SPDC enregistrée en champ proche du cristal et la fonction de corrélations normalisée entre 70 000 paires d'images issues de paires de photons intriqués. . . . . 66

- 4.1 Protocole de mesure expérimentale des corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués après leur propagation à travers un milieu diffusant "épais". Le cristal non linéaire est situé dans le plan (P). Les deux diffuseurs de phase  $D_1$  et  $D_2$  sont positionnés dans les plans (P') et (P'') et les caméras EMCCD1 et EMCCD2 sont situées respectivement dans les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). Les configurations (a) et (b) illustrent respectivement les dispositifs de mesure des corrélations quantiques spatiales en champ proche et en champ lointain du cristal. En (a), les plans (P) et (P') sont conjugués avec les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). En (b), le plan (P') est conjugué avec les plans ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ). Entre ces plans, les différents dispositifs d'imagerie sont symbolisés par leurs réponses impulsionnelles. . . . . 72
- 4.2 Dispositif expérimental de mesure des corrélations en champ proche du cristal. (P) est le plan dans lequel se trouve le cristal. (P') est le plan où est inséré le premier diffuseur  $D_1$  et (P'') est le plan dans lequel se trouve le second diffuseur  $D_2$ . ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans image du cristal et sont conjugués avec le plan (P').  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale. M est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels. . . . . 77
- 4.3 Images expérimentales en champ proche : Sans les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (b) la fonction de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_1$  : (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 10 000 paires d'images. Avec le diffuseur  $D_2$  : (e) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (f) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 30 000 paires d'images. Avec les diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  : (g) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (h) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 40 000 paires d'images. . . . . 78
- 4.4 Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation en champ proche du cristal : (a) diffuseur  $D_1$  dans le plan (P') sans  $D_2$ . (b) diffuseur  $D_2$  dans le plan (P'') sans le diffuseur  $D_1$ . (c) diffuseurs  $D_1$  et  $D_2$  placés respectivement dans les plans (P') et (P''). . . . . 80
- 4.5 Dispositif expérimental de mesure des corrélations en champ lointain du cristal. (P) est le plan dans lequel se trouve le cristal non linéaire. (P') est le plan où est inséré le premier diffuseur  $D_1$  et (P'') est le plan dans lequel se trouve le second diffuseur  $D_2$ . ( $P_s$ ) et ( $P_i$ ) représentent les plans de détections qui sont situés en champ lointain du cristal.  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent respectivement à la polarisation horizontale et verticale. M est un miroir dichroïque.  $F_1$  et  $F_2$  sont les filtres interférentiels. . . . . 81

4.6	Images expérimentales en champ lointain du cristal : Sans les diffuseurs $D_1$ et $D_2$ : (a) nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (b) la fonction de corrélation normalisée en dB entre 100 paires d'images. Avec le diffuseur $D_1$ : (c) et (d) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 10 000 paires d'images. Avec le diffuseur $D_2$ : (e) et (f) correspondent respectivement au nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et la fonction de corrélation normalisée entre 40 000 paires d'images. Avec les diffuseurs $D_1$ et $D_2$ : (g) représente le nombre moyen de photons par pixel dans une image signal ou idler et (h) correspond à la fonction de corrélation normalisée en dB entre 40 000 paires d'images. . . . .	82
4.7	Simulation numérique bidimensionnelle de la fonction de corrélation en champ lointain du cristal : (a) diffuseur $D_1$ dans le plan ( $P'$ ) sans $D_2$ . (b) diffuseur $D_2$ dans le plan ( $P''$ ) sans le diffuseur $D_1$ . (c) diffuseurs $D_2$ et $D_1$ placés respectivement dans les plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ). . . . .	85
5.1	Schéma représentatif d'un miroir déformable [133]. . . . .	88
5.2	(a) : Schéma représentatif de deux pixels d'une matrice de micro-miroirs [137] mobile en rotation. (b) Dispositif de micro-miroirs déformables point d'attache mobile en translation [138]. . . . .	89
5.3	Principe d'un écran à cristaux liquides nématiques torsadés fonctionnant en transmission. En l'absence de tension appliquée (a), les cristaux s'orientent de manière hélicoïdale. Lorsqu'une tension est appliquée entre les électrodes, un champ électrique est créée et les cristaux s'orientent suivant la direction du champ. . . . .	90
5.4	Structure simplifié d'un dispositif LCOS fonctionnant en mode réflexion. . .	91
5.5	(a) : Modulateur spatial de lumière modèle LCOS-SLM Hamamatsu X10468-07 constitué d'une tête et d'un module de contrôle. (b) : Structure de la tête du modulateur. . . . .	92
5.6	Principe de fonctionnement du modulateur Hamamatsu opérant en mode réflexion. . . . .	93
5.7	Courbe de modulation de phase en fonction du niveau de gris appliqué au SLM. . . . .	93
5.8	Protocole de mesure de la matrice de transmission $H$ . . . . .	95
5.9	Montage expérimental pour la caractérisation du SLM. $M$ : miroir, $T$ : trou de filtrage, $P$ : polariseur, $BS$ : séparateur de faisceau et ( $P$ ) le plan intermédiaire dans lequel sera inséré le milieu diffusant. $L_1$ et $L_2$ sont des lentilles. . . . .	96
5.10	Figure de diffraction observée sur la caméra. (a) pas de masque adressé sur le SLM et (b) réseau sinusoïdal codé sur 120 niveau de gris, adressé sur SLM. . . . .	97



5.11	Protocole de mesure du champ optique par une mesure interférométrique avec un speckle de référence issue de la propagation dans le milieu diffusant. Le faisceau incident illumine le SLM qui est divisé en une partie contrôlée et une partie de référence. Après propagation dans le milieu diffusant, on obtient en sortie du milieu deux speckles qui interfèrent. L'interférence entre ces deux speckles provenant des deux parties du SLM est mesurée sur la caméra CCD. . . . .	98
5.12	Base canonique : pour chaque élément de la base, un seul pixel est allumé et les autres sont éteints. Figure reproduite à partir de la réf. [143] . . . . .	99
5.13	Base de Hadamard : chaque élément de la base utilise l'ensemble des pixels sans modifier leur amplitude. Les deux états des pixels sont déphasés de $\pi$ . Figure reproduite à partir de la réf. [143] . . . . .	100
5.14	Montage expérimental pour la mesure de la matrice de transmission d'un système compris entre le SLM et la caméra CCD. Ce système inclut un milieu diffusant (D) qui est une lame de microscope dépolie. La mesure de la matrice de transmission se fait en adressant sur la partie contrôlée du SLM, une base de vecteurs constitué de matrices de Hadamard. . . . .	100
5.15	Caractéristiques du diffuseur : (a) le speckle enregistré sur la caméra sur une zone d'observation de 400x400 pixels et nous avons fait un zoom sur une fenêtre de 100x100 pixels, (b) histogramme du speckle, (c) autocorrélation du speckle et (d) profil du pic d'autocorrélation suivant l'axe $x$ . . . . .	101
5.16	Matrice de transmission : (a) MT dans la base de Hadamard, (b) MT filtrée dans la base de Hadamard et (c) MT dans la base canonique. . . . .	102
5.17	Principe numérique de la conjugaison de phase. Figure reproduite à partir de [143]. . . . .	103
5.18	Principe expérimental de la conjugaison de phase. . . . .	104
5.19	Focalisation expérimentale par conjugaison de phase. (a) Intensité normalisée mesurée sur la caméra lorsqu'aucun masque n'est adressé sur le SLM. Avec différents masques de phase adressés sur le SLM, (b) et (c) correspondent aux intensités normalisées mesurées après focalisation en deux points différents. (d) Intensité mesurée après focalisation en deux points. . . . .	105
5.20	Module de l'opérateur retournement temporel $HH^\dagger$ . . . . .	106
5.21	Résultats expérimentaux de la focalisation par la méthode itérative. (a) et (d) correspondent respectivement à l'intensité normalisée de la cible et au profil de cette intensité suivant la dimension $y$ . Après optimisation du masque de phase au cours de 200 itérations, (b) et (e) représentent respectivement à l'intensité normalisée mesurée sur la caméra et au profil de l'intensité suivant la dimension $y$ . (c) et (f) correspondent respectivement à l'intensité mesurée et au profil suivant $y$ , après 1300 itérations. Sur les profils d'intensité, les courbes en bleu correspondent au profil de la cible tandis que les courbes en rouge sont les profils de l'intensité mesurée sur la caméra. . . . .	108

5.22	Évolution de l'estimateur au du processus d'optimisation. . . . .	108
5.23	Comparaison entre la méthode de la matrice de transmission et la méthode d'optimisation. (a) Intensité normalisée de la cible. (b) Focalisation en utilisant la matrice de transfert. (c) Focalisation par optimisation au bout de 610 itérations. . . . .	109
5.24	Résultats expérimentaux de la focalisation sur une cible lorsque le SLM est illuminé sous une incidence de 45°. (a) Focalisation au bout de 1000 itérations. (b) Focalisation en utilisant la matrice de transmission. L'échelle des couleurs correspond à l'intensité normalisée mesurée sur la caméra. . . . .	111
5.25	Dispositif expérimental (a) pour le contrôle de la propagation des photons intriqués à travers un milieu diffusant par la modulation du faisceau pompe. NC : le cristal non linéaire, D : le diffuseur mince, M : le miroir dichroïque, D <sub>1</sub> et D <sub>2</sub> sont des détecteurs ponctuels. Pour le faisceau pompe, (b <sub>1</sub> ) et (b <sub>2</sub> ) représentent respectivement le nombre de photons par seconde enregistrés sur la caméra avant et après optimisation du masque de phase. Pour les photons intriqués, (b <sub>3</sub> ) et (B <sub>4</sub> ) correspondent respectivement au taux de coïncidences par seconde avant et après optimisation du masque de phase. Figure tirée de la réf. [25]. . . . .	112
5.26	Principe de tirage des pixels du masque de phase sans tenir compte du regroupement des pixels. (a) Tirage aléatoire, (b) tirage en spirale et (c) tirage gaussien. . . . .	114
5.27	Algorithme résumant les différentes étapes du processus d'optimisation. Le tirage des 20 paires d'images utilisées pour calculer les corrélations quantiques se fait de façon aléatoire. $I_{ref}$ (dont son calcul n'est pas présenté sur ce diagramme) est l'intensité de corrélation en champ lointain entre 20 paires d'images sans diffuseur et masque de phase. . . . .	115
5.28	Simulations numériques : (a) Intensité normalisée du champ proche du faisceau signal ou idler dans le plan du SLM, (b) intensité de corrélation en champ lointain du cristal entre 20 paires de photons en absence du diffuseur et du masque de phase. Avec le milieu diffusant, (c) intensité de corrélation entre 20 paires d'images sans masque de phase et (d) intensité de corrélation entre 20 paires d'images après optimisation du masque de phase après 200 itérations. Le processus d'optimisation du masque a été fait par un tirage gaussien. . . . .	116
5.29	Évolution de l'estimateur au cours du processus d'optimisation. La courbe est bleu correspond au tirage aléatoire, la courbe en en rouge correspond au tirage Gaussien et celle en vert est obtenue avec un tirage en spirale. . . . .	117

- 5.30 Dispositif expérimental de contrôle des corrélations entre les paires photons intriqués détectées en champ lointain du cristal (BBO).  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  sont des miroirs. D est le milieu diffusant utilisé dans le chapitre 2. Le photon signal illumine le SLM sous un angle de  $45^\circ$  et est enregistré sur la caméra EMCCD2 placée en champ lointain du cristal. L'autre photon (idler) se propage à travers le milieu diffusant et est transmis puis enregistré sur la caméra EMCCD1 placée également en champ lointain du cristal. Le SLM et le milieu diffusant sont tous les deux situés dans le plan image du cristal. Les trajets en bleu représentent les faisceaux provenant du laser Hélium Néon. . . . . 118
- 5.31 Nombre de photons par pixel et intensité de corrélation en champ lointain du cristal : Nombre de photons moyen par pixel enregistrés sur la caméra EMCCD1 (a) et la caméra EMCCD2 (b). Masque de phase sinusoïdale (c) adressé au SLM codé sur 234 niveaux de gris. Le pas du réseau sinusoïdal est  $d = 0,24\text{ mm}$ . Intensité de corrélations sur 100 paires d'images sans masque de phase et sans milieu diffusant (d). Intensité de corrélations sans milieu diffusant et avec masque de phase sinusoïdal appliqué au SLM et codé sur 125 niveaux de gris (e) et 234 niveaux de gris (f). Les intensités de corrélation sont en unité arbitraire. . . . . 120
- 5.32 Intensité de corrélations (en unité arbitraire) entre 100 paires d'images. (a) sans masque de phase. (b) plan de phase avec une pente de  $0,4\text{ rad/pixel}$ . (c) plan de phase avec une pente de  $-0,4\text{ rad/pixel}$ . (d) plan de phase horizontal. Nous avons représenté à côté de chaque figure, le plan de phase associé. . . . . 121
- 5.33 (a) Image du faisceau signal dans le plan du SLM, l'échelle des couleurs représente le nombre de photons par pixels. (b) Image du SLM sur laquelle on distingue la partie occupée par le masque de  $200 \times 200$  pixels, l'échelle des couleurs représente l'intensité en unité arbitraire. (c) Image du faisceau signal dont le cadre en rouge correspond à la partie occupée par le masque. (d) Image du SLM dont le cadre en bleu correspond à la partie occupée par le masque. . . . . 122
- 5.34 (a) Intensité (en unité arbitraire) du faisceau cohérent enregistrée sur la caméra EMCCD1. Intensité (en unité arbitraire) du faisceau cohérent enregistrée sur la caméra EMCCD2 lorsque le masque de phase affiché sur le SLM n'est pas encore optimisé (b) et après optimisation du masque de phase au bout de 5000 itérations (c). . . . . 123

# LISTE DES TABLES

2.1	Tableau récapitulatif de l'efficacité quantique de quelques détecteurs utilisés en imagerie quantique. . . . .	20
-----	--	----



