



HAL
open science

Modélisation et simulation de composants optiques diffractifs et pixellisés en vue de leur caractérisation et de leur optimisation.

Céline Benoit-Pasanau

► **To cite this version:**

Céline Benoit-Pasanau. Modélisation et simulation de composants optiques diffractifs et pixellisés en vue de leur caractérisation et de leur optimisation.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT : . pastel-00714697

HAL Id: pastel-00714697

<https://pastel.hal.science/pastel-00714697>

Submitted on 5 Jul 2012

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.

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique
Faculté des sciences d'Orsay - Université Paris-Sud XI

THÈSE

présentée par
Céline BENOÎT-PASANAU

pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité : physique

**MODÉLISATION ET SIMULATION DE COMPOSANTS OPTIQUES
DIFFRACTIFS ET PIXELLISÉS EN VUE DE LEUR
CARACTÉRISATION ET DE LEUR OPTIMISATION**

Soutenue le 27 Septembre 2010
devant le jury composé de :

M Alain BOSSEBOEUFexamineur
M Jean-Paul CANOexamineur
M Joël FONTAINErapporteur
M. François GOUDAILdirecteur de thèse
M Michel LEQUIME rapporteur
Mme Françoise LOZESexamineur

**MODÉLISATION ET SIMULATION
DE COMPOSANTS OPTIQUES
DIFFRACTIFS ET PIXELLISÉS
EN VUE DE LEUR CARACTÉRISATION
ET DE LEUR OPTIMISATION**

Céline BENOÎT-PASANAU
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé en collaboration entre le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et la société Essilor. Je remercie Pierre Chavel et Jean-Paul Cano de m'avoir accueillie dans le groupe Systèmes et Composants OPTiques et dans l'équipe R&D Technologies Digitales.

Je tiens à remercier chaleureusement François Goudail et Pierre Chavel pour m'avoir encadrée et accompagnée durant ces trois années de thèse. Leur attention sur le suivi de mes travaux m'a permis de beaucoup apprendre et j'espère avoir été à la hauteur de la tâche. Je les remercie également tous les deux pour leur implication, leur aide, leur gentillesse et leur patience lors de nos nombreuses discussions.

Je tiens également à remercier Essilor sans qui ce travail n'aurait pas pu se dérouler. Je remercie plus particulièrement Jean-Paul Cano et Jérôme Ballet de m'avoir encadrée.

J'aimerais ensuite remercier Joël Fontaine et Michel Lequime pour s'être acquittés de la tâche de rapporteur et pour leurs remarques constructives, Françoise Lozes pour avoir acceptée de faire partie du jury de thèse et enfin Alain Bosseboeuf pour avoir présidé le jury et pour l'intérêt qu'il a manifesté à mes recherches.

Je tiens également à dire un grand merci aux personnes avec qui j'ai travaillé et sans qui je n'aurais pas pu avoir autant de résultats.

Un merci tout particulier à Hervé Sauer pour son aide précieuse pour les simulations sous CodeV et à ses conseils avisés.

Merci à Stéphane Perrot, Stéphanie Poirier et Rémy Bossuyt pour leur aide sur les aspects relatifs au remplissage des composants pixellisés.

Merci aussi à Mondher Besbes et à Philippe Lalanne pour leurs codes informatiques utilisés au cours de ma thèse.

Je suis également reconnaissante au service des Travaux Pratiques de l'Institut d'Optique pour leur intérêt et leur prêt de matériel lors des mesures des composants.

Enfin, un grand merci à l'équipe de Toulouse et à Marjorie pour leur gentillesse et un très grand merci au groupe SCOP constitué l'équipe SPIM dirigée par Jean Taboury et de l'équipe XUV dirigée par Franck Delmotte pour leur bonne humeur et leur accueil qui m'ont fait me sentir comme à la maison.

Merci à Sébastien d'avoir partagé mon premier bureau et à Françoise pour sa bonne humeur communicative. Merci aussi à Evgueni et à Arnaud pour leur gentillesse. Vous allez me manquer !

Merci à Yann, Christophe, Gaid et Arnaud qui sont si vite partis ! Bonne continuation à vous dans vos projets professionnel et personnel ! A Noura, Charles, Marius, Jean et Frédéric, bon courage pour votre fin de thèse et surtout bonne rédaction !

Je terminerais en remerciant sincèrement mes proches qui m'ont soutenue pendant toutes ces années et qui n'ont jamais cessé de croire en moi et de m'encourager. Merci à mes parents pour tout l'amour qu'ils m'ont porté durant toutes ces années d'études et à Julien.

Table des matières

Table des figures	xi
Liste des tableaux	xxi
Introduction générale	1
0.1 Minimisation de la quantité de lumière perdue par diffraction	3
0.2 Optimisation de la distribution spatiale de la lumière diffractée	5
0.3 Plan de la thèse	8
I Réduction de l'effet des parois seules	11
1 Modélisation d'un composant à phase constante	13
1.1 Description du problème	14
1.2 Modèle théorique pour le halo de diffraction	18
1.2.1 Modèle théorique : fentes rectangulaires toutes de même taille	18
1.2.2 Compatibilité du modèle avec les diagrammes de Voronoi?	20
1.3 Modèle théorique pour les ordres de diffraction	21
1.3.1 Cas unidimensionnel	22
1.3.1.1 Modèle théorique	22
1.3.1.2 Résultat des simulations	23
1.3.2 Cas bidimensionnel	26
1.4 Obtention d'un composant bidimensionnel optimal	27
1.5 Conclusion	30
2 Réalisation et caractérisation de composants Voronoi	31
2.1 Réalisation des motifs pour le masque de photolithographie	31
2.2 Caractérisation du composant Voronoi	36
2.2.1 Banc de caractérisation	36
2.2.2 Acquisition de la figure de diffraction	38
2.2.2.1 Ordre 0 et halo	41
2.2.2.2 Mesure du flux total	43
2.2.2.3 Conclusion et perspectives	43

2.2.3	Autres résultats expérimentaux	43
2.2.3.1	Observation en lumière blanche	43
2.2.3.2	Observation au microscope interférométrique	44
2.2.4	Conclusion	47
2.3	Conclusion	47
3	Etude et minimisation du scintillement	49
3.1	Intensité diffractée par un arc de cercle	50
3.1.1	Modèle théorique	50
3.1.2	Simulations	52
3.2	Influence de la forme des parois sur le phénomène de scintillement	53
3.2.1	Principe	53
3.2.2	Comparaison de composants à parois rectilignes et à simple arc de cercle	55
3.2.2.1	Composant carré	55
3.2.2.2	Composant polygonal	56
3.2.2.3	Grille carrée	57
3.2.2.4	Grille Voronoi	58
3.2.2.5	Etude quantitative	60
3.3	Conclusion	61
II	Réduction de l'effet de la pixellisation	63
4	Etude de l'effet de la pixellisation seule	65
4.1	Comparaison de différentes techniques de pixellisation	66
4.1.1	Techniques de pixellisation	66
4.1.2	Pixellisation par isophases	68
4.1.3	Pixellisation au moyen de diagrammes de Voronoi	71
4.1.4	Evolution des pics de diffraction en fonction de la focale de la lentille pixellisée	75
4.1.5	Conclusion	78
4.2	Application à la correction de front d'onde	78
4.2.1	Profils de phase des fronts d'onde aberrants	79
4.2.2	Astigmatisme	80
4.2.3	Coma	82
4.2.4	Conclusion	86
4.3	Conclusion	86
5	Techniques de pixellisation suivant le gradient	87
5.1	Diagrammes de Voronoi adaptés au gradient de la fonction de phase à encoder	87
5.1.1	Diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay	88
5.1.2	Diagramme de Voronoi construit sur un nuage de points répartis suivant le gradient	90
5.1.3	Comparaison de différentes techniques de pixellisation	91
5.2	Etude d'une lentille pixellisée	91
5.2.1	Caractéristiques des différents SLM	92
5.2.2	Comparaison des différentes techniques de pixellisation	96
5.2.3	Conclusion	100
5.3	Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme	101

5.3.1	Caractéristiques des différents SLM	101
5.3.2	Comparaison des différentes techniques de pixellisation	102
5.3.3	Conclusion	107
5.4	Application à la correction d'un front d'onde de coma	107
5.4.1	Caractéristiques des différents SLM	107
5.4.2	Comparaison des différentes techniques de pixellisation	108
5.4.3	Conclusion	113
5.5	Conclusion	113
6	Etude des sources d'erreurs du procédé de remplissage	115
6.1	Procédé jet d'encre employé	115
6.1.1	Principe	115
6.1.2	Profils de phase fournis	116
6.2	Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre	120
6.2.1	Paramétrisation du procédé jet d'encre employé	121
6.2.2	Phase non quantifiée	122
6.2.2.1	Grille régulière carrée	122
6.2.2.2	Grille de Voronoi optimale	127
6.2.2.3	Conclusion	130
6.2.3	Phase quantifiée	131
6.2.4	Influence de la taille des cellules	132
6.2.5	Conclusion	134
6.3	Conclusion	134
7	Caractérisation de lentilles pixellisées Voronoi	137
7.1	Composants étudiés	137
7.2	Explication des plans focaux multiples	138
7.3	Mesures de la focale	141
7.4	Conclusion	143
III	Première proposition de fonction optique	145
8	Un exemple de fonction optique	147
8.1	Contexte et motivations	147
8.2	Choix du système optique de référence	150
8.2.1	Modélisation approchée des effets du repliement et de la pixellisation	150
8.2.2	Choix et optimisation du système optique de référence	152
8.3	Mise au point entièrement réalisée par le composant actif	161
8.4	Système avec un composant actif et un groupe mobile	169
8.5	Synthèse	175
8.6	Conclusion	178
	Conclusion générale	179
	Annexes	181
A	Calculs théoriques associés à la modélisation de l'effet des parois seules	183
A.1	Intensité diffractée par un nuage de fentes aléatoires	183

A.2	Explication du niveau constant obtenu dans le cas unidimensionnel	185
B	Limites du modèle scalaire	189
B.1	Limites du modèle scalaire	189
B.1.1	Approche scalaire et approche vectorielle	191
B.1.1.1	Approche scalaire	191
B.1.1.2	Approche vectorielle	192
B.1.2	Résultats des simulations	192
B.1.2.1	Définitions	192
B.1.2.2	Comparaison des modèles scalaire et vectoriel	193
C	Pixellisation par diagrammes de Voronoi issus d'un maillage de Delaunay	197
C.1	Etude d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$	197
C.1.1	Caractéristiques des différents composants	197
C.1.2	Comparaison de différentes techniques de pixellisation	201
C.2	Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme	203
C.2.1	Caractéristiques des différents composants	203
C.2.2	Comparaison de différentes techniques de pixellisation	206
C.3	Application à la correction d'un front d'onde de coma	208
C.3.1	Caractéristiques des différents composants	208
C.3.2	Comparaison de différentes techniques de pixellisation	211
C.4	Conclusion	213
D	Variation de phase en fonction du nombre de gouttes	215
	Bibliographie	222

Table des figures

1	Prototype de lunette électro-active développé par la société PixelOptics réalisant une mise au point automatique.	2
2	Illustration des quatre premières étapes nécessaires à la réalisation de microstructures.	3
3	Réalisation de parois absorbantes.	5
4	Paysage observé à travers un composant à parois non absorbantes (à gauche) et à parois absorbantes (à droite).	5
5	Comparaison en échelle logarithmique de la répartition angulaire de l'énergie diffractée à l'infini entre un composant régulier à grille carrée (a) et (b) et un composant dont la position et l'orientation des parois est aléatoire (c) et (d).	6
6	Scène nocturne observée au moyen d'un composant pixellisé périodique. . .	7
7	Comparaison des répartitions spatiales des énergies diffractées par différentes microstructures. (a) Grille hexagonale (b) Composant Essilor breveté dont les parois sont à triple arcs de cercle (c) Composant mosaïque.	8
8	Observation des composants Essilor brevetés et dont les parois sont à triple arcs de cercle.	8
1.1	Diagramme de Voronoi.	15
1.2	Effet de l'augmentation du paramètre de déformation sur les grilles. La grille initiale (a) est carrée de côté $d = 100\mu m$ et $R = 2mm$. (c, e, g) : Diagrammes de Voronoi associés. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur un carré de côté $\alpha = ad$ avec $a = 0.5$, $a = 1.27$ and $a = 1.5$. (b, d, f, h) : Histogrammes d'orientations des parois associés.	16
1.3	Distribution angulaire d'éclairement normalisé diffracté dans le plan focal par les composants de la Fig.1.2 (a, c, e, g) et leurs coupes horizontales associées (b, d, f, h) pour $\lambda = 0.5\mu m$, $d = 100\mu m$, $e = 5\mu m$ et $R = 2mm$. Nous considérons la moyenne des intensités diffractées par 100 composants Voronoi sauf pour la grille régulière. Les figures 2D et les coupes sont représentées en échelle logarithmique et les abscisses sont données en multiples de $\frac{\lambda}{d}$	17
1.4	Diffraction par une fente rectangulaire de largeur l , de longueur L et d'orientation α	19

1.5	Comparaison, pour $\lambda = 0.5\mu m$, de l'intensité diffractée par la simulation du nuage de fentes (trait en pointillé) et du modèle théorique donné par l'équation 1.4 (trait plein) pour $N = 2000$ fentes dont les variables d'orientations et de positions suivent une loi uniforme sur $[0, \pi]$ et $[-\frac{C}{2}, \frac{C}{2}]$. La longueur de toutes les fentes vaut $L = 100\mu m$ et la largeur : (a) $l = 5\mu m$, (b) $l = 10\mu m$, (c) $l = 15\mu m$ et (d) $l = 20\mu m$	20
1.6	Coupe horizontale de l'intensité diffractée à $\lambda = 0.5\mu m$. Comparaison entre la moyenne de 100 simulations Voronoi et le modèle théorique donné par l'équation 1.4. Pour toutes les fentes, $l = 5\mu m$. Pour les simulations Voronoi, la période de la grille régulière initiale vaut $d = 100\mu m$, $a = \sqrt{2}$ et $R = 2mm$. Pour l'équation 1.4, $L = 100\mu m$ pour toutes les fentes. L'échelle angulaire des abscisses est donnée en multiples de $\frac{\lambda}{d}$	21
1.7	Composant Voronoi unidimensionnel.	22
1.8	Moyenne de l'éclairement normalisé sur 1000 composants Voronoi unidimensionnels issus d'un composant périodique de période $d = 100\mu m$. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$. (a) $a = \frac{\alpha}{d} = 0$, composant périodique (b) $a = 0.5$ (c) $a = 1$ (d) $a = 2$ (e) $a = 3$ (f) $a = 4$. L'échelle angulaire des abscisses est donnée en multiples de $\frac{\lambda}{d}$	25
1.9	Evolution de l'ordre 1 et de l'ordre 0 en fonction du paramètre de déformation a	26
1.10	Moyenne de l'éclairement normalisé sur 20 réalisations de composants Voronoi bidimensionnels pour $\lambda = 0.5\mu m$. La période de la grille régulière initiale vaut $d = 100\mu m$, la largeur des parois vaut $e = 5\mu m$ et $R = 2mm$	27
1.11	Eclairement normalisé moyenné sur 20 composants Voronoi 2D. 1- Déformation d'une grille régulière carrée $d = 100\mu m$. 2- Déformation d'une grille régulière hexagonale $d = 63\mu m$ - (a) Loi uniforme sur un carré de côté $\alpha = ad$ (b) Loi uniforme sur un disque de rayon $R = \frac{\alpha}{2}$ (c) Loi gaussienne centrée d'écart type $\sigma = \alpha$	29
2.1	Exemple de motif Voronoi optimal issu d'une grille régulière initiale de période $d = 100\mu m$, tel que $a_{opt} = 1.27$ et $C = 16mm$	32
2.2	Illustration de la réplication du motif de base (en gris clair) sur le wafer et donc de la nécessité à le périodiser.	33
2.3	Obtention d'un motif de base périodisable à partir du motif initial carré généré.	33
2.4	Exemple de motif de base Voronoi optimal, $C = 16mm$, obtenu à partir d'un motif initial de Voronoi issu d'une grille régulière carrée de période $d = 100\mu m$ et tel que $C_i = 8mm$ et $a = 1.27$	34
2.5	Figures de diffraction, à $\lambda = 0.5\mu m$, de composants Voronoi optimaux, issus d'une grille régulière de période $d = 100\mu m$ tels que $a_{opt} = 1.27$ et $C = 16mm$. Les parois, d'épaisseur $e = 3\mu m$, ont une transmittance égale à 1 et le reste du composant est absorbant. (a) Composant répliquable (b) Composant Voronoi non répliquable.	35
2.6	Coupes horizontales des figures de diffraction obtenues à la figure 2.5.	36
2.7	Principe du banc de Fourier utilisé pour acquérir la figure de diffraction du composant Voronoi réalisé par le CEA-LETI.	37
2.8	Banc de Fourier utilisé pour acquérir la figure de diffraction du composant Voronoi réalisé par le CEA-LETI.	37

2.9	Figures de diffraction et coupes horizontales des figures de diffraction à $\lambda = 633nm$ du composant Voronoi réalisé ($d = 100\mu m$). (a) et (c) Temps d'intégration de 79.509ms et facteur d'atténuation de 10^5 . (b) et (d) Temps d'intégration de 24.847ms et facteur d'atténuation de 1.	38
2.10	(a) Figure de diffraction théorique du composant Voronoi optimal réalisé. L'ordre 0 est saturé. (b) Coupe horizontale de (a). Nous travaillons à $\lambda = 633nm$. La pupille est circulaire de diamètre 10mm.	39
2.11	Comparaison entre la simulation et la mesure pour le composant Voronoi réalisé. Les ordres 0 sont saturés. L'échelle est logarithmique. Pupille circulaire de diamètre 10mm et $\lambda = 633nm$. Translation de la courbe expérimentale de 59.6dB.	40
2.12	Coupe horizontale de la figure de diffraction théorique du composant Voronoi réalisé. L'intensité est intégrée sur la largeur angulaire d'un pixel de la caméra. L'échelle est logarithmique, $\lambda = 633nm$ et la pupille est circulaire de diamètre 10mm.	42
2.13	Observations au microscope interférométrique du composant Voronoi. Le champ d'observation est de $300\mu m \times 300\mu m$. (a) et (c) Visualisation 2D respectivement de la zone 1 et de la zone 2. (b) et (d) Visualisation 3D respectivement de la zone 1 et de la zone 2.	45
2.14	Observations au microscope interférométrique des profils selon un axe X et un axe Y du composant Voronoi pour respectivement la zone d'étude 1 (a) et la zone d'étude 2 (b).	46
3.1	Composant obtenu en remplaçant les parois rectilignes d'un composant régulier hexagonal par des parois à triple arcs de cercle.	50
3.2	Recherche de la transformée de Fourier d'un arc de cercle.	50
3.3	Intensité diffractée par différents arcs de cercle pour 4096 composantes de Fourier.	52
3.4	Principe de modélisation du phénomène de scintillement pour un composant donné.	54
3.5	Observation du scintillement engendré par les parois d'un composant par un observateur situé à un angle θ par rapport à la réflexion spéculaire.	54
3.6	Comparaison de l'intensité diffractée par un composant carré après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle.	55
3.7	Comparaison de l'intensité diffractée par une cellule de Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle.	57
3.8	Comparaison de l'intensité diffractée par une grille carrée après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$ (d) Parois à un arc de cercle telles que tous les rayons de courbure valent R_{min}	58
3.9	Comparaison de l'intensité diffractée par une première grille Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$	59

3.10	Comparaison de l'intensité diffractée par une seconde grille Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$ (d) Parois à un arc de cercle dont tous les rayons de courbure valent R_{min}	60
4.1	SLM classique : grille régulière carrée de période $d = 100\mu m$. (a) Parois seules. (b) Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. La pupille est circulaire de diamètre 4mm.	67
4.2	Eclairement normalisé diffracté par le SLM classique de la Fig.4.1.b (a) et sa coupe horizontale associée (b). Pupille circulaire de diamètre 4mm.	67
4.3	Principes de la pixellisation adaptée (a) et régulière (b) par isophases.	68
4.4	Coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une lentille de focale $f = 2m$ pixellisée par une grille régulière carrée de côté $d = 50\mu m$, par des isophases régulières espacées tous les $T = 50\mu m$ et par des isophases adaptées telles que $\gamma = 0.15$	69
4.5	Profils de phase correspondant à une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ obtenus pour différentes valeurs de γ	70
4.6	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ sur un SLM pixellisé par isophases ($\gamma = 0.1$). (a) Isophases uniquement (b) Phase dans le modulateur. La pupille est circulaire de diamètre 4mm.	70
4.7	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Comparaison des coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$) et les isophases.	71
4.8	Augmentation de la déformation d'une grille régulière initiale de période $d = 100\mu m$. (a), (c), (e) et (g) : Diagrammes de Voronoi associés constitués de parois uniquement. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur un carré de côté α tel que $a = 0$, $a = 0.5$, $a = 1.27$ et $a = 1.5$. (b), (d), (f) et (h) : Diagrammes de Voronoi associés réalisant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. La pupille est circulaire de diamètre 4mm.	72
4.9	Eclairéments normalisés diffractés par les composants Voronoi de la Fig.4.8 réalisant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ et leurs coupes horizontales associées. (a) - (b) Grille régulière $d = 100\mu m$, $a = 0$ (c) - (d) $a = 0.5$ (e) - (f) $a = 1.27$ (g) - (h) $a = 1.5$. Pupille circulaire de diamètre 4mm.	73
4.10	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Moyenne des éclairéments normalisés sur 20 réalisations de composants Voronoi.	75
4.11	Coupes horizontales des éclairéments normalisés diffractés par un SLM pixellisé par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), par un diagramme de Voronoi optimal ($a = 1.27$) et par des isophases ($\alpha = 0.15$) et encodant une lentille de focale $f = 1m$ (a) et $f = f_c = 0.8m$ (b).	77
4.12	Principe de la correction de front d'onde.	78
4.13	Structures de différents SLM pixellisés où seules les parois sont représentées (première colonne) et où l'astigmatisme ($A_{ast} = 4\pi$) est encodé (deuxième colonne). (a)-(b) Grille régulière carrée ($d = 100\mu m$) (c)-(d) Isophases ($\gamma = 0.15$) (e)-(f) Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$).	80
4.14	Correction d'un astigmatisme. Comparaison des coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille Voronoi optimale ($a = 1.27$) et par les isophases. (a) $A_{ast} = 4\pi$ et $\gamma = 0.15$ (b) $A_{ast} = 8\pi$ et $\gamma = 0.3$ (c) $A_{ast} = 10\pi$ et $\gamma = 0.35$	81

4.15	Structures de différents SLM pixellisés où seules les parois sont représentées (première colonne) et où une coma ($A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$) est encodée (deuxième colonne). (a)-(b) Grille régulière carrée ($d = 100\mu m$) (c)-(d) Isophases ($\gamma = 0.1$) (e)-(f) Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$).	83
4.16	Correction d'une coma. Comparaison des coupes verticales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille Voronoi optimale ($a = 1.27$) et par les isophases. (a) $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ et $\gamma = 0.1$ (b) $A_{coma} = \frac{8\pi}{5}$ et $\gamma = 0.2$ (c) $A_{coma} = 2\pi$ et $\gamma = 0.2$	84
4.17	Comparaison pour la coma du profil idéal à celui obtenu par la pixellisation par isophases.	85
5.1	Etapes de l'algorithme générant un diagramme de Voronoi dont la répartition et la taille des cellules suivent le gradient d'un défaut de coma tel que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. (a) Maillage initial de Delaunay. (b) Carte de la norme au carré du gradient. (c) Maillage après la première itération. (d) Maillage après la seconde itération. (e) Diagramme de Voronoi obtenu d'après (d). (f) Diagramme de Voronoi final obtenu en déformant (e).	89
5.2	Nuage de points (a) et diagramme de Voronoi associé (b) dont la répartition des cellules suit le gradient d'une lentille pixellisée. Pupille circulaire de diamètre 4mm.	90
5.3	Comparaison de la structure des différents SLM étudiés. $L = 4mm$	93
5.4	Histogrammes des aires des cellules des SLM de la Fig.5.3.	94
5.5	Histogrammes des orientations des parois des cellules des SLM de la Fig.5.3.	95
5.6	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas ISO (courbe bleue), DEF-100 (courbe noire), DEF-50 (courbe grise) et UNIF-2500 (courbe violette). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	97
5.7	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas REG (courbe rouge), GRAD-DEL (courbe verte) et GRAD-898 (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	98
5.8	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés dans le plan focal de la lentille de focale $f = 2m$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclairements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	99
5.9	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par la lentille pixellisée de focale $f = 2m$: GRAD-840 (courbe bleue), GRAD-1670 (courbe noire), GRAD-2500 (courbe verte) et UNIF-2500 (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	100
5.10	Structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient du défaut d'astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. $L = 4mm$	102
5.11	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas ISO (courbe bleue), DEF-100 (courbe noire), DEF-50 (courbe grise) et UNIF-2500 (courbe violette). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	103
5.12	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas REG (courbe rouge), GRAD-DEL (courbe verte) et GRAD-888 (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	104

5.13	Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par des SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$: GRAD-840 (courbe bleue), GRAD-1670 (courbe noire), GRAD-2500 (courbe verte) et UNIF-2500 (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	105
5.14	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. Colonne de droite : Coupes horizontales des éclairements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	106
5.15	Structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient de la coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. $L = 4mm$	108
5.16	Coupes verticales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas ISO (courbe bleue), DEF-100 (courbe noire), DEF-50 (courbe grise) et UNIF-2500 (courbe violette). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	109
5.17	Coupes verticales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas REG (courbe rouge), GRAD-DEL (courbe verte) et GRAD-565 (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	110
5.18	Coupes verticales des éclairements normalisés diffractés par des SLM encodant de la coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$: GRAD-840 (courbe bleue), GRAD-1670 (courbe noire), GRAD-2500 (courbe verte) et UNIF-2500 (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	111
5.19	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. Colonne de droite : Coupes verticales des éclairements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$	112
6.1	Schéma de principe de la machine d'impression jet d'encre utilisée pour le remplissage des composants.	116
6.2	Conversion de la valeur de l'indice souhaitée en niveaux de gris. (a) Profil d'indice souhaité avec $n_B = 1.3$ et $n_H = 1.5$. (b) Profil converti en 256 niveaux de gris. La valeur indiquée est celle du niveau de gris N	117
6.3	Principe du remplissage statistique.	118
6.4	Exemple de profil de phase fourni pour un composant carré de côté $C = 16mm$, encodant une lentille de focale $f = 2m$. Les paramètres sont $h = 20\mu m$, $\Delta n = 0.2$, $\lambda_0 = 550nm$ et $\Delta x = 35\mu m$	118
6.5	Illustration du mauvais remplissage des cellules après un remplissage statistique (b) par rapport à la technique d'adressage (a). Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$	119
6.6	Comparaison des coupes horizontales des profils de phase de la Fig.6.5. Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$	119
6.7	Comparaison des coupes horizontales des intensités diffractées par les lentilles pixellisées dont les profils de phase sont ceux de la Fig.6.5. Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$. Les composants sont éclairés à $\lambda = \lambda_0$	120

6.8	Grille régulière carrée encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase moyenne idéale associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase associée (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre l'indice moyen idéal et celui après remplissage et entre les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.	124
6.9	Comparaison des coupes horizontales des éclairiments normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.8.	125
6.10	Influence de l'écartement des buses sur les éclairiments normalisés diffractés dont nous présentons ici une coupe horizontale.	126
6.11	Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$) encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase moyenne idéale associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase associée (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre l'indice moyen idéal et celui après remplissage et entre les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.	128
6.12	Comparaison des coupes horizontales des éclairiments normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.11.	129
6.13	Influence de l'écartement des buses sur les éclairiments normalisés diffractés dont nous présentons ici une coupe horizontale.	130
6.14	Effet de la quantification sur la coupe horizontale de la figure de diffraction d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ dont la phase est approximée (a) et d'un composant Voronoi optimal issu d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ et tel que $a = 1.27$ et dont la phase est approximée (b). En bleu et vert $\Delta x = 20\mu m$. En rouge et en noir $\Delta x = 150\mu m$	132
6.15	Grille régulière carrée de côté d encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. (a) $d = 100\mu m$. (b) $d = 50\mu m$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre les indices n_{ij} et n_{mel} ainsi que les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.	133
6.16	Comparaison des coupes horizontales des éclairiments normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.15.	133
8.1	Principe de fonctionnement d'une lentille à cristaux liquides.	148
8.2	Principe de fonctionnement d'une lentille liquide	149
8.3	Efficacité de diffraction des ordres p compris entre 10 et 20 en fonction de la longueur d'onde pour un composant diffractif tel que $K = 16$ à $\lambda_0 = 500nm$	151
8.4	Téléobjectif à mise au point interne breveté par Kreitzer en 1982.	153
8.5	Téléobjectif à mise au point interne breveté par Kreitzer. Configurations pour les 5 distances d'observation.	154
8.6	FTM du téléobjectif breveté par Kreitzer à mise au point interne données pour les différentes distances d'observation z	155
8.7	Système optimisé dit de référence. Configurations pour les 5 distances d'observation.	156
8.8	FTM du système optimisé dit de référence données pour les différentes distances d'observation z	159

8.9	PSF du système optimisé dit de référence données pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm.	160
8.10	Une configuration d'étude possible où un composant actif sur substrat plan est ajouté au système de référence.	161
8.11	Système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 . La position des composants est identique quelle que soit la distance d'observation z	162
8.12	Evolution des flèches de chaque terme de l'équation 8.6 et du terme global résultant, pour le système de la Fig.8.11 et pour les différentes distances d'observation z	165
8.13	FTM du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z	166
8.14	PSF du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm.	167
8.15	Système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active fixe est placée après la lentille L_7 . Configurations données pour les différentes distances d'observation.	169
8.16	Evolution des flèches de chaque terme de l'équation 8.6 et du terme global résultant, pour le système de la Fig.8.15 et pour les différentes distances d'observation z	172
8.17	FTM du système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 pour les différentes distances d'observation z	173
8.18	PSF du système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm.	174
8.19	Comparaison des FTM obtenues par le système de référence (courbe rouge), le système où la lame de phase réalise entièrement la mise au point (courbe bleue) et le système où la lame de phase active est associée à un groupe de lentilles mobile (courbe verte).	177
A.1	Moyenne de l'éclairement normalisé sur 1000 composants Voronoi unidimensionnels issus de composants périodiques de période (a) $d = 50\mu m$ (b) $d = 100\mu m$ et (c) $d = 200\mu m$. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$ avec $a = 0.5$, $L = 4mm$ et $e = \Delta x = 1\mu m$	187
B.1	Réseau avec substrat.	190
B.2	Transmittance des parois absorbantes $n_p = 1.5 + 0.0806i$ en fonction de la longueur d'onde.	190
B.3	Effet Fabry-Perot sur un ensemble de deux dioptries.	191
C.1	Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).	198
C.2	Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.1.	199
C.3	Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.1.	200

C.4	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés dans le plan focal de la lentille de focale $f = 2m$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclairements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.	202
C.5	Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).	203
C.6	Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.5.	204
C.7	Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.5.	205
C.8	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclairements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.	207
C.9	Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).	208
C.10	Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.9.	209
C.11	Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.9.	210
C.12	Colonne de gauche : éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. Colonne de droite : coupes verticales des éclairements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.	212

Liste des tableaux

1.1	Valeurs du paramètre a_{opt} pour différentes grilles régulières initiales et différentes lois statistiques de déplacement des centres des cellules.	29
1.2	Valeurs (en μm) de la distance moyenne entre le centre de cellule initial et le centre de cellule obtenu après son déplacement aléatoire tel que $a = a_{opt}$	30
1.3	Rapports (en dB) entre l'intensité dans l'ordre 0 et le maximum du halo de diffraction pour $a = a_{opt}$	30
3.1	Intensité intégrée en % par cm de parois	61
4.1	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Rapports de Strehl S et différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi mesuré à l'endroit du premier pic qui par essence n'existe plus.	71
4.2	Déphasages en bord de pupille en fonction de la focale d'étude de la lentille pixellisée.	76
4.3	Rapports de Strehl S pour une lentille pixellisée de focale f donnée.	77
4.4	Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi mesuré à l'endroit du premier pic qui par essence n'existe plus.	78
4.5	Constantes A_{ast} et A_{coma} et écarts aberrants ϵ_{ab}^{ast} et ϵ_{ab}^{coma} correspondant respectivement à des fronts d'onde d'astigmatisme et de coma comparables à une lentille pixellisée de focale f	79
4.6	Rapports de Strehl S pour un astigmatisme dont le maximum du gradient sur la pupille est égal à celui d'une lentille pixellisée de focale f donnée.	82
4.7	Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi.	82
4.8	Rapports de Strehl S pour une coma dont le maximum du gradient sur la pupille est égal à celui d'une lentille pixellisée de focale f donnée.	85
4.9	Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi.	85

5.1	Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules pour les différentes techniques de pixellisation étudiées. Les valeurs sont données en μm^2 sauf pour le nombre de cellules N	96
5.2	Caractéristiques des histogrammes des orientations des parois des cellules pour les différentes techniques de pixellisation étudiées. Les valeurs sont données en degrés sauf pour le nombre de cellules N	96
5.3	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S	97
5.4	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S	100
5.5	Astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S	103
5.6	Astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S	106
5.7	Coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S	109
5.8	Coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S	112
6.1	Comparaison pour différentes aires de cellules de l'effet du remplacement d'une goutte d'indice n_H par une goutte d'indice n_B sur la variation d'indice ΔN et la variation de la phase $\Delta\Phi$ donnée en radians. Le nombre total de gouttes g est également indiqué. Les paramètres sont $\Delta n = 0.08$, $\lambda = 0.5\mu m$, $h = 20\mu m$ et $v = 6pL$	121
6.2	Effets de l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes en fonction de l'écartement des buses.	125
6.3	Effets de l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes en fonction de l'écartement des buses.	129
6.4	Résultats obtenus pour la grille régulière de côté $d = 100\mu m$	131
6.5	Résultats obtenus pour la grille de Voronoi optimale issue d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ et telle que $a = 1.27$	131
6.6	Comparaison des résultats obtenus pour la grille régulière de côté $d = 100\mu m$ et $d = 50\mu m$ de la Fig.6.15.	134
7.1	Caractéristiques des six lentilles Voronoi pixellisées à caractériser.	138
7.2	Ordre longitudinal optimal p_{opt} et efficacités pour cet ordre ($\eta_{p_{opt}}$) et les ordres voisins ($\eta_{p_{opt}-1}$ et $\eta_{p_{opt}+1}$) pour les composants à caractériser.	140
7.3	Focales théoriques des lentilles Voronoi pixellisées à caractériser.	141
7.4	Résultats des mesures de focales relatives aux six lentilles Voronoi pixellisées.	141
7.5	Comparaison des mesures et du calcul pour les distances focales des six lentilles Voronoi pixellisées.	142
7.6	Estimation des écarts relatifs entre le calcul et la mesure des distances focales des six lentilles Voronoi pixellisées.	142
8.1	Caractéristiques du système optimisé dit de référence données pour $z = \infty$. Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z	157
8.2	Caractéristiques du système optimisé dit de référence pour les différentes distances d'observation z	157
8.3	Caractéristiques globales du système optimisé dit de référence valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$	157
8.4	Indices de réfraction des verres utilisés dans le système optimisé dit de référence en fonction des longueurs d'ondes d'étude. Le paramètre ν désigne la constringence du verre considéré.	158

8.5	Caractéristiques globales du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$	163
8.6	Caractéristiques du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 (S5) données pour $z = \infty$. Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z (voir le tableau 8.7).	163
8.7	Caractéristiques du système où la lame de phase active (S8) vérifiant $r_{lame} = 30.6mm$ est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z . Pour chaque coefficient de l'asphérique, la flèche maximale Δz_{max} correspondante est indiquée en μm . P désigne une puissance en dioptrie.	164
8.8	Taille maximale d des cellules en fonction des distances d'observation z	168
8.9	Caractéristiques globales du système, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 , valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$	170
8.10	Caractéristiques du système données pour $z = \infty$, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 (S14). Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z (voir le tableau 8.11).	170
8.11	Caractéristiques du système, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) vérifiant $r_{lame} = 21.61mm$ est placée après la lentille L_7 (S14), données pour les différentes distances d'observation z . Pour chaque coefficient de l'asphérique, la flèche maximale Δz_{max} correspondante est indiquée en μm . P désigne une puissance en dioptrie.	171
8.12	Taille maximale d des cellules en fonction des distances d'observation z	175
A.1	Niveaux moyens constants en dB des éclairagements normalisés tracés à la Fig.A.1.	188
B.1	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 25\mu m$	193
B.2	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 20\mu m$	193
B.3	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 15\mu m$	193
B.4	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 10\mu m$	194
B.5	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 5\mu m$	194
B.6	Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 2\mu m$	194
B.7	Erreur commise en dB (R_{er}) sur le calcul du rapport R en fonction de la largeur l des parois.	195
C.1	Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.2. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N	200
C.2	Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.3. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N	200
C.3	Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S	202
C.4	Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.6. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N	205
C.5	Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.7. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N	205
C.6	Astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S	207
C.7	Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.10. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N	210

C.8	Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.11. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N .	210
C.9	Coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S .	212

Introduction

La société Essilor est l'un des acteurs majeurs de l'optique ophtalmique. Cette position est garantie par un effort constant de recherche innovante qui s'illustre par un portefeuille de plus de 4000 brevets, allant des innovations du verre organique Orma et du verre progressif Varilux, aux différents concepts de traitements de surface tels que l'antireflet et l'antisalissure.

Aujourd'hui Essilor et quelques sociétés concurrentes [1, 2] ont choisi de miser sur un saut technologique d'importance en faisant l'hypothèse que dans quelques années les lunettes seront des objets actifs intégrant des fonctions optiques complexes. Un exemple de lunette électro-active développé par PixelOptics et permettant de faire une mise au point automatique est présenté à la Fig.1.

Le projet PIXCELL a ainsi été initié en 2003 au sein d'Essilor. Basé sur un certain nombre de brevets [3–9], il consiste à discrétiser la surface du verre par l'utilisation de micro-cuves (aussi appelées pixels ou cellules), séparées les unes des autres par des petites parois solides, contenant des liquides fonctionnels et maintenus entre deux films plastiques transparents. La nature des liquides utilisés définit la fonction du composant pixellisé, qui une fois reporté sur le verre de lunette (correcteur ou non) lui donnera sa nouvelle fonctionnalité. En particulier, si les cellules ont des propriétés optiques différentes, ce qui peut être obtenu soit en remplissant les cellules par des liquides différents soit en appliquant une commande électrique, des fonctions de phase pourront être réalisées. Ces fonctions de phase pourront être de simples lentilles ou bien des fonctions plus complexes de type verre progressif par exemple.

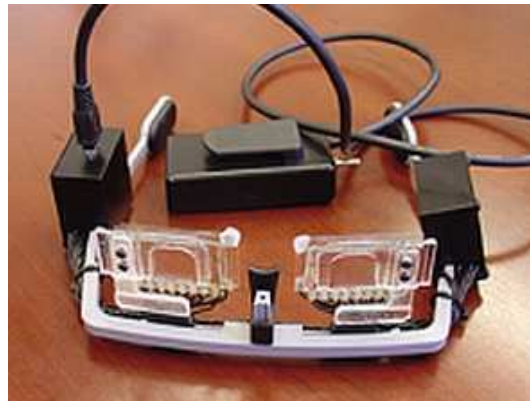


Fig. 1: Prototype de lunette électro-active développé par la société PixelOptics réalisant une mise au point automatique.

Compte tenu de la variété des domaines de compétences nécessaires à la réalisation de ces composants, le projet PIXCELL a été initié en collaboration entre Essilor et plusieurs laboratoires universitaires (CIRIMAT, LAPLACE, LAAS) et a fait l'objet de plusieurs thèses [10–17]. Il peut se décomposer en six étapes dont les quatre premières sont illustrées à la Fig.2. La première étape, Fig.2.a, est celle de la fabrication des microstructures par des procédés de photolithographie développés au cours du travail de thèse de Laëticia Pont [11]. Un réseau de cuves hexagonales en résine SU8 a notamment été réalisé et ses recherches sont actuellement poursuivies par les travaux de thèse de Rémy Bossuyt. Les cellules sont ensuite remplies, Fig.2.b, par une technologie qui pourrait être dérivée de celle des imprimantes à jet d'encre. Des études sur ce point ont été menées au cours des travaux de thèse de Feng Shi [10] et de Stéphanie Poirier [16]. Puis les cellules sont scellées, Fig.2.c, afin d'assurer l'étanchéité du composant. Si toutes les cellules sont remplies avec le même liquide, le maintien du liquide dans une cellule précise n'est pas nécessaire et un scellement par laminage peut être utilisé [10]. En revanche, si les cellules sont remplies de liquides d'indices différents il est nécessaire d'empêcher la communication d'un liquide d'une cellule à une autre, ce qui a fait l'objet de la thèse de Virginie Santucci [15]. Les composants obtenus sont alors découpés à la forme de la monture de la lunette et reportés sur la surface du verre de lunette comme cela est illustré à la Fig.2.d. L'étude du transfert sur surfaces courbes et des contraintes engendrées par le verre sur le composant pixellisé a fait l'objet du travail de thèse de Paul Lefillastre [14] et a donné lieu à un dépôt de brevet [9]. Une étape supplémentaire est ensuite celle de la protection du composant pixellisé face aux attaques extérieures. Isabelle Savin de Larclause [13] et actuellement Raphaël Cozzolino ont ainsi étudié au cours de leur thèse un dépôt de couches barrières par technologie plasma. Enfin, compte tenu du domaine d'application du projet PIXCELL, l'évocation d'un microdispositif actif nécessitant l'application d'un courant électrique suppose la présence d'une alimentation portable et discrète, qui a fait l'objet de la thèse de José Navarro [12].

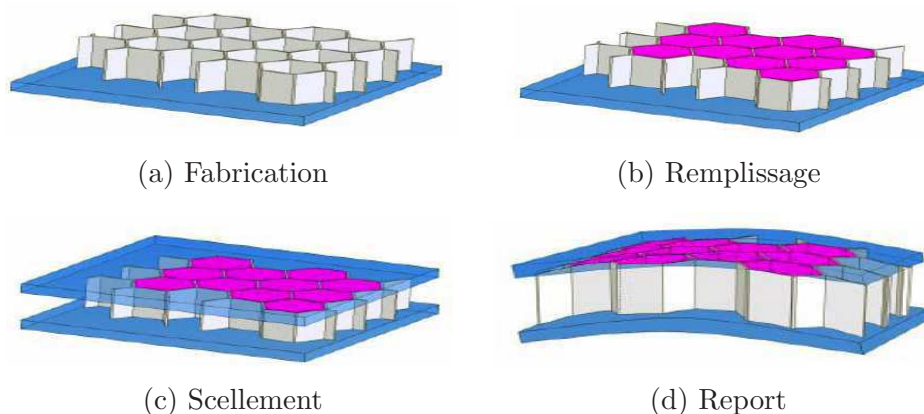


Fig. 2: Illustration des quatre premières étapes nécessaires à la réalisation de microstructures.

Le travail de cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet PIXCELL et consiste à évaluer la qualité des images formées par des composants pixellisés. En effet, ces composants sont constitués de petits éléments qui diffractent la lumière. L'effet de la diffraction doit donc être caractérisé afin de choisir les structures de diffraction les plus appropriées à l'application ophtalmique. Pour cela, il est nécessaire de modéliser et de simuler les composants afin de les caractériser et de les optimiser. Une première étude unidimensionnelle a déjà été réalisée à l'Institut d'Optique par Solon Mias [18] et les travaux de thèse de Gaid Moulin [17]. Cette thèse s'inscrit dans la suite de ces travaux et a pour objectif de concevoir des structures pixellisées bidimensionnelles compatibles avec les technologies de fabrication permettant de minimiser les effets de la diffraction afin d'améliorer la qualité des images formées.

Le principe même des composants pixellisés nous permet d'identifier deux phénomènes distincts qui font l'objet des deux premières parties constituant ce manuscrit :

- Les cellules sont séparées par de fines parois qui ont typiquement des largeurs de l'ordre du micromètre. Ces parois diffractent donc une partie de la lumière transmise par le composant, ce qui engendre de la lumière parasite répartie autour de l'image principale. Cet effet est identique à celui qui se produit lors de l'observation d'un lampadaire à travers un voilage fin : on observe un halo lumineux autour du lampadaire. Or, cet effet est gênant pour des applications ophtalmiques.
- Pour des raisons technologiques, la taille des cellules ne peut être inférieure à une certaine limite. La fonction de phase encodée sur le composant pixellisé sera donc nécessairement échantillonnée spatialement. Cet échantillonnage spatial a également des conséquences sur la figure de diffraction du composant et sur la perception qu'en aura un porteur.

Dans tous les cas, deux aspects sont à prendre en compte : la quantité de lumière perdue par diffraction dans les ordres supérieurs ainsi que la façon dont cette dernière est répartie spatialement.

0.1 Minimisation de la quantité de lumière perdue par diffraction

Le premier objectif est d'optimiser la structure pixellisée afin qu'elle diffracte le moins possible. Il s'agit donc de maximiser l'énergie non diffractée, c'est-à-dire l'énergie transmise dans l'ordre 0. La première idée est de diminuer l'aire totale des parois en réduisant en

particulier leur longueur totale et leur finesse. A longueur de parois donnée, plus les parois sont fines et moins la quantité d'énergie diffractée dans les ordres supérieurs est importante. Néanmoins pour des raisons technologiques évidentes, leur finesse est limitée.

Outre la finesse des parois, Gaid Moulin [17] montre qu'il est possible de jouer sur leur forme afin de minimiser la quantité de lumière diffractée. Si l'on considère un réseau diélectrique lamellaire binaire, la quantité d'énergie diffractée dans les ordres supérieurs dépend de la différence d'indice entre les deux milieux. En jouant sur la forme des parois, l'idée est de rendre moins brutale la variation d'indice entre les deux milieux.

Gaid Moulin a ainsi étudié des parois rectangulaires, trapézoïdales, triangulaires, gaussiennes et en sablier. Elle montre [17] que les formes de parois triangulaires, gaussiennes ou en sablier sont moins chromatiques et moins sensibles vis-à-vis d'une variation de l'indice des parois que les formes de parois rectangulaires. De plus, les formes de parois ne présentant pas de points anguleux conduisent à des efficacités dans l'ordre 0 légèrement plus grandes.

La longueur d'onde d'illumination et les indices des matériaux sont des paramètres importants dans le choix de la forme de parois optimales. En particulier, ces paramètres interviennent dans l'expression du déphasage entre la lumière qui traverse les parois et la lumière qui traverse les cellules et qui induit des phénomènes d'interférences. Par conséquent, la quantité d'énergie transmise dans l'ordre 0 est très sensible à une variation de ce déphasage pour certaines formes de parois. Afin de supprimer l'influence de ce déphasage sur les énergies transmises par les structures, des parois absorbantes ont été étudiées. En effet, dans ce cas, les seuls milieux transparents sont les cellules et les phénomènes d'interférences induits par le déphasage entre cellules et parois n'a donc plus lieu. Gaid Moulin montre ainsi que quel que soit l'indice des cellules, le comportement des structures à parois absorbantes est quasiment le même et que ces composants sont moins chromatiques. De plus, pour des parois absorbantes, l'influence de la forme des parois sur l'efficacité dans l'ordre 0 est moins importante que dans le cas de parois non absorbantes et les efficacités transmises dans les ordres supérieurs sont plus faibles. Enfin, le comportement des parois non absorbantes et absorbantes sont similaires lorsque l'angle d'incidence varie.

Compte tenu de ces résultats, nous avons donc choisi de travailler sur des composants à parois absorbantes rectangulaires au cours de cette thèse. Nous préférons opter pour des parois rectangulaires plutôt que triangulaires car elles sont plus faciles à modéliser en deux dimensions et ce type de structure est plus facile à réaliser en photolithographie et à adresser électriquement. On peut cependant penser que les conclusions auxquelles nous parviendrons dans ce manuscrit seront, au prix de calculs un peu plus lourds si nécessaire, aisément généralisables à d'autres formes de parois.

Des composants pixellisés à parois absorbantes ont été réalisés au cours de la thèse de Laetitia Pont [11]. Avant de développer une méthode de fabrication de parois diélectriques totalement absorbantes, des parois ont été réalisées en déposant à la base de parois rectangulaires non absorbantes une couche d'aluminium comme indiqué à la Fig.3. En transmission, ces parois se comportent sensiblement comme des parois absorbantes. Sur la photographie de la Fig.4, le composant ainsi fabriqué est comparé à un composant sans dépôt d'aluminium en regardant un paysage, en l'occurrence des arbres. On constate que le composant de gauche qui a des parois transparentes diffracte plus de lumière que le composant de droite qui a des parois absorbantes. Dans ces composants l'orientation des parois est aléatoire et toutes les cellules sont remplies d'un même liquide.

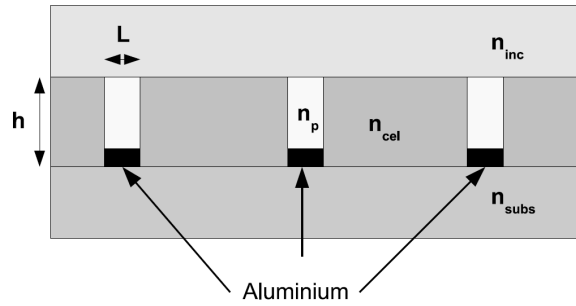


Fig. 3: Réalisation de parois absorbantes.

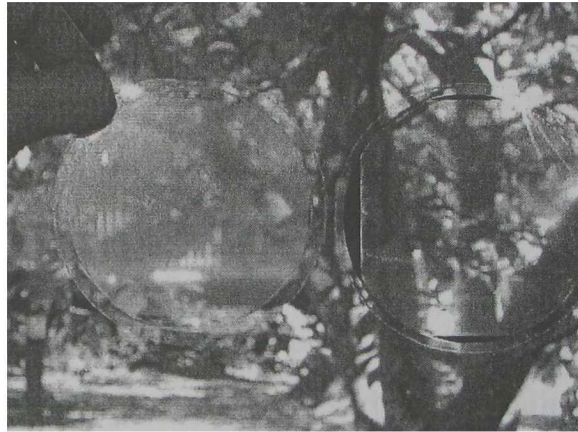


Fig. 4: Paysage observé à travers un composant à parois non absorbantes (à gauche) et à parois absorbantes (à droite).

0.2 Optimisation de la distribution spatiale de la lumière diffractée

A aire totale de parois égale, la quantité totale d'énergie diffractée dans les ordres supérieurs par un composant dont les parois sont disposées de manière périodique est du même ordre de grandeur que celle diffractée par un composant dont la position des parois est aléatoire. La différence entre ces deux composants réside uniquement dans la répartition angulaire de cette énergie diffractée. Pour le composant périodique, de type modulateur spatial de lumière (SLM) carré par exemple, elle est concentrée dans des ordres ou pics de diffraction (Fig.5.b) tandis que pour un composant dont la position et l'orientation des parois est aléatoire, elle est étalée spatialement (Fig.5.d) ce qui permet de la rendre moins gênante pour un observateur donné. Nous reviendrons plus précisément sur la Fig.5 au chapitre 1 où nous l'expliquerons en détail.

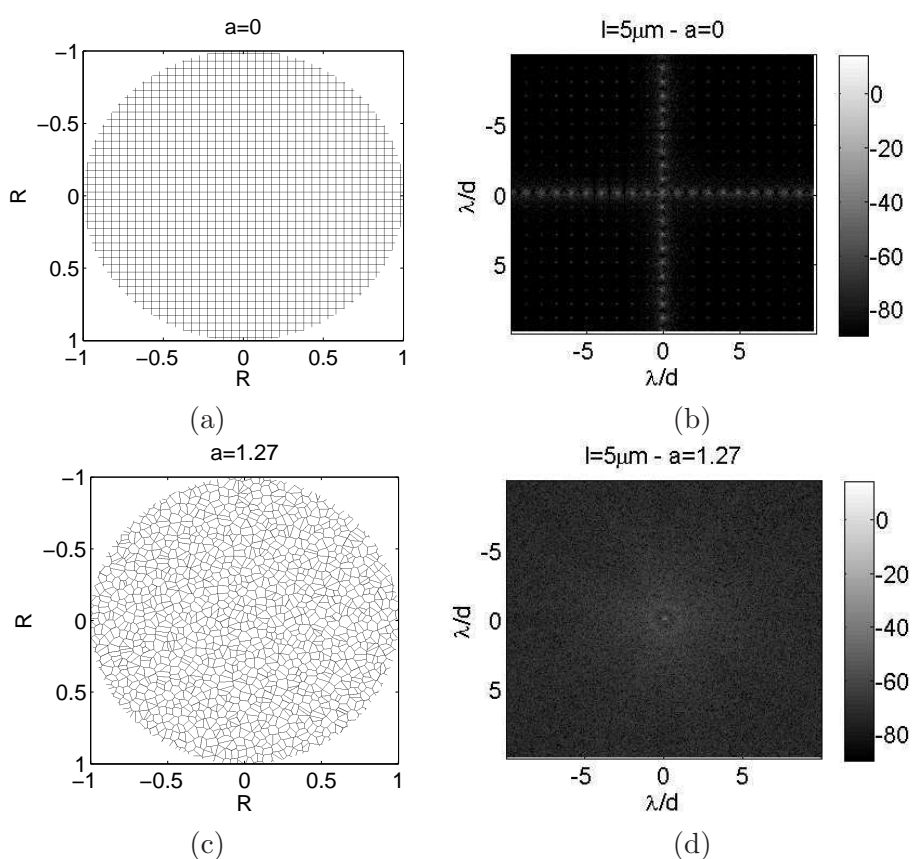


Fig. 5: Comparaison en échelle logarithmique de la répartition angulaire de l'énergie diffractée à l'infini entre un composant régulier à grille carrée (a) et (b) et un composant dont la position et l'orientation des parois est aléatoire (c) et (d).

Le choix d'annuler les pics de diffraction visibles par exemple à la Fig.6 au profit d'un halo correspond à la vision la plus confortable pour les scènes nocturnes, composées de points brillants sur fond sombre. En revanche, dans le cas de scènes où l'éclairage est plus uniformément réparti, l'effet le plus gênant n'est pas l'apparition de pics, mais la chute de contraste dans l'image d'objets peu modulés. Dans ce cas la présence d'un halo est également gênant. Or, la qualité de telles images est relativement bien évaluée par leur rapport de Strehl [19]. Dans ce manuscrit, pour chaque composant pixellisé étudié, nous nous intéresserons donc à la fois à la répartition spatiale de l'énergie diffractée et au rapport de Strehl associé afin de pouvoir comparer ses performances de jour comme de nuit. Seules ces données quantitatives seront considérées, les spécificités de la perception humaine n'étant pas prises en compte. Ce dernier point fait l'objet de la thèse actuelle de Marius Peloux.



Fig. 6: Scène nocturne observée au moyen d'un composant pixellisé périodique.

En partant de microstructures aux formes simples de réseau carré ou hexagonal (Fig.7.a) et en jouant sur l'orientation des parois sans casser la périodicité des centres des cellules, Essilor a fabriqué et breveté [5, 6, 8] des composants dont la répartition spatiale d'énergie diffractée est étalée (Fig.7.c et Fig.7.d). Pour cela, les parois rectilignes ont été remplacées par des parois à triple arcs de cercle dont les orientations sont plus aléatoires comme cela est illustré à la Fig.8.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux, et a pour objectif de trouver des structures astucieuses permettant de mieux répartir angulairement l'énergie diffractée par les composants pixellisés tout en minimisant la quantité de lumière perdue par diffraction. Pour cela, en plus de jouer sur l'orientation des parois, l'idée est de casser la périodicité des centres des cellules (Fig.7.e et Fig.7.f).

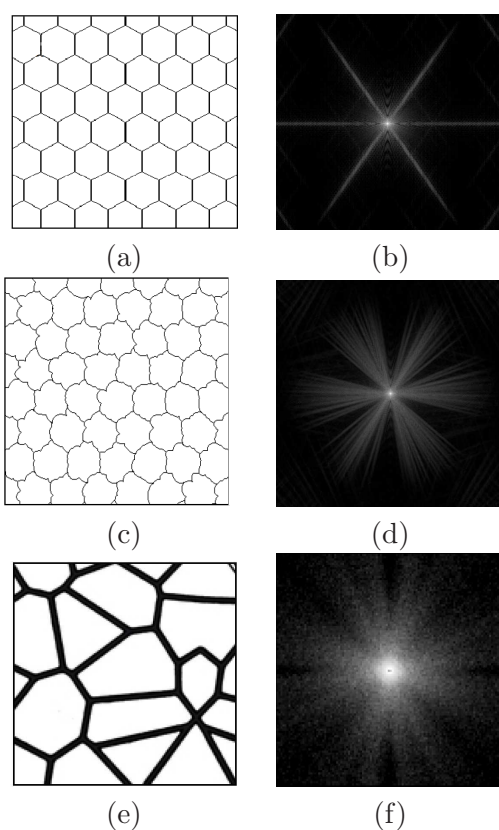


Fig. 7: Comparaison des répartitions spatiales des énergies diffractées par différentes microstructures. (a) Grille hexagonale (b) Composant Essilor breveté dont les parois sont à triple arcs de cercle (c) Composant mosaïque.

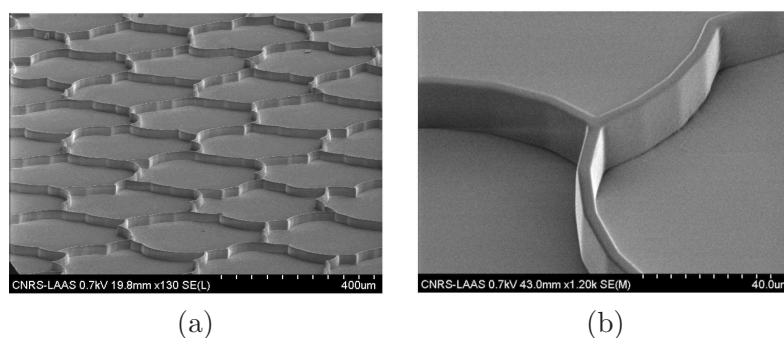


Fig. 8: Observation des composants Essilor brevetés et dont les parois sont à triple arcs de cercle.

0.3 Plan de la thèse

Le présent mémoire est divisé en trois parties. Dans la première partie nous illustrons la possibilité de casser la périodicité des centres des cellules afin de réduire la quantité totale d'énergie diffractée dans les ordres supérieurs par des composants pixellisés, où toutes les cellules, séparées par des parois, sont remplies d'un même liquide. Ainsi, le seul défaut pris en compte est celui dû à la présence des parois.

Dans le **chapitre 1**, nous proposons une méthode très simple d'obtention de composants pixellisés dont les ordres de diffraction sont minimisés, basée sur la déformation d'une grille régulière au moyen de la technique des diagrammes de Voronoi [20]. Nous déterminons plus particulièrement les paramètres de déformation qui minimisent l'énergie diffractée dans les ordres supérieurs en développant quelques modèles analytiques qui aboutissent à la définition d'une structure optimale.

Dans le **chapitre 2** nous confrontons les résultats théoriques du chapitre 1 à la mesure expérimentale sur des prototypes réalisés par le CEA-LETI. En éclairant ces composants en lumière blanche, nous avons constaté qu'ils scintillaient. Cet effet de scintillement, déjà observé sur les composants dont les parois sont à triple arcs de cercle (Fig.8) se caractérise par une multitude de points brillants sur le composant, qui varient selon la direction d'observation, un peu comme lorsqu'on regarde de la neige au soleil. Au **chapitre 3**, nous modélisons cet effet et nous cherchons à le minimiser.

L'intérêt principal des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) est d'implémenter des fonctions optiques. Dans la seconde partie nous nous intéressons donc à l'effet de l'échantillonnage spatial d'une fonction de phase implémentée sur le SLM. Nous appelons cette opération pixellisation. L'objectif de cette partie est de réduire les pics de diffraction provoqués par la pixellisation en cassant la périodicité des centres des cellules.

Dans le **chapitre 4**, nous étudions et comparons deux techniques de pixellisation différentes permettant de mettre en oeuvre cette idée : les isophases et les diagrammes de Voronoi déjà étudiés au chapitre 1. Nous illustrons les performances de ces deux techniques en considérant la réalisation de lentilles pixellisées de focales différentes puis nous comparons leurs capacités à corriger différentes aberrations optiques. Nous montrons que dans tous les cas elles optimisent la distribution spatiale de l'énergie diffractée par rapport à un SLM périodique classique.

Les structures de Voronoi du chapitre 4 présentent des cellules de petite taille qui nuisent à la qualité du remplissage. Cependant, la pixellisation est d'autant meilleure que les cellules sont petites puisque cela permet une meilleure approximation de la fonction de phase. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre les grandes cellules idéales pour le remplissage et les petites cellules idéales pour la pixellisation. C'est l'objectif du **chapitre 5** où nous adaptons les tailles des cellules de Voronoi au gradient de la fonction de phase implémentée. Lorsque le gradient est important les cellules seront petites alors qu'elles seront grandes pour un faible gradient. Nous présentons plus particulièrement deux techniques de pixellisation selon le gradient et nous comparons leurs performances en considérant la réalisation d'une lentille pixellisée puis la correction des aberrations d'astigmatisme et de coma. Nous montrons que dans tous les cas un bon compromis est atteint.

Au **chapitre 6**, nous présentons le procédé de remplissage jet d'encre utilisé par Essilor et nous analysons par la simulation différentes sources d'erreurs dues à ce procédé, ce qui nous permet d'évoquer des pistes d'amélioration possibles.

Malgré les limitations actuelles de la technologie employée, les premières lentilles pixellisées ont été réalisées au CEA-LETI. Au **chapitre 7** nous confrontons les résultats des mesures de leurs distances focales à ceux attendus théoriquement. Nous montrons que les résultats obtenus sont encourageants.

Outre les applications ophtalmiques, les composants pixellisés actifs peuvent trouver leur place dans un grand nombre de domaines de l'instrumentation optique. Le but du **chapitre 8**, qui constitue la troisième partie de ce manuscrit, est de donner un premier exemple simple d'utilisation d'un composant actif dans une combinaison optique. Nous

montrons comment un composant de phase actif peut améliorer les performances et la compacité d'un téléobjectif classique.

Ce mémoire se termine par un chapitre de conclusion, dans lequel nous résumons les résultats obtenus et dégageons les perspectives quant à la réalisation, l'amélioration et l'utilisation des composants pixellisés.

Première partie

Réduction de l'effet des parois seules

Modélisation d'un composant à phase constante

Dans l'introduction générale, nous avons présenté quelques solutions permettant de rendre la diffraction par les parois mais aussi par la pixellisation la moins gênante possible. Nous avons en particulier évoqué la possibilité de casser la périodicité des centres des cellules afin de réduire la quantité totale d'énergie diffractée dans les ordres supérieurs. Dans cette partie ayant fait l'objet d'une publication [21], nous nous proposons d'illustrer ce dernier point dans le cas d'un composant dont toutes les cellules, séparées par des parois, sont remplies d'un même liquide. Ce pourrait être par exemple le cas d'un verre photochromique pixellisé, dont la teinte varie en fonction de la quantité de lumière : le liquide des cellules s'assombrit à la lumière et s'éclaircit à l'obscurité.

Nous noterons que la quantité de lumière non diffractée par un composant avec parois par rapport à un composant sans parois est donnée par $(1 - A_p)^2$ où A_p est l'aire totale des parois. Le reste de la lumière est soit absorbé, soit réparti entre les ordres de diffraction ou un halo comme nous l'avons évoqué dans l'introduction générale. Dans ce chapitre, la seule source de défaut provient des parois. Nous allons étudier l'influence d'une variation de l'orientation des parois. Pour cela, nous prendrons comme point de départ une grille régulière carrée que nous déformerons progressivement au moyen de la technique des diagrammes de Voronoi [20]. En particulier nous déterminerons les paramètres de déformation qui minimisent l'énergie diffractée dans les ordres supérieurs. Nous montrerons que ces diagrammes de Voronoi, en augmentant faiblement la quantité de parois, font diminuer la quantité lumière non diffractée par rapport au cas périodique. Compte tenu de la conservation de l'énergie, il y aura donc une faible augmentation de la quantité de lumière diffractée. Néanmoins, ce petit inconvénient sera largement compensé par la suppression des ordres de diffraction.

Dans la section 1.1, nous décrirons succinctement notre façon de procéder pour générer un diagramme de Voronoi et nous montrerons qu'une déformation de la grille initiale induit une réduction des pics de diffraction et l'apparition d'un halo de diffraction de speckle autour de l'ordre 0. Nous développerons ensuite, à la section 1.2, un modèle simple afin de déterminer la forme et le niveau du halo diffracté. Puis, à la section 1.3, nous modéliserons l'évolution des pics de diffraction et nous identifierons des valeurs du paramètre de déformation pour lesquelles ils disparaissent complètement. Enfin, à la section 1.4, nous discuterons de la question de l'obtention d'une structure optimale avant de conclure.

1.1 Description du problème

Considérons tout d'abord un composant pixellisé où les parois qui séparent les cellules forment une grille régulière carrée. Les centres des cellules forment également une grille carrée de même périodicité que nous noterons d . Afin d'introduire du désordre dans notre composant, nous déplaçons aléatoirement les centres des cellules selon une loi statistique donnée. Nous pouvons alors associer à chaque nouveau centre p_i sa cellule de Voronoi constituée de l'ensemble des points qui sont plus proches de p_i que de tout autre point p_j , ($j \neq i$). L'ensemble de toutes les cellules de Voronoi est appelé diagramme de Voronoi, comme cela est illustré à la Fig.1.1. A partir des centres de cellules que nous avons déplacés nous construisons donc un diagramme de Voronoi. Par exemple, nous avons représenté à la Fig.1.2 différents diagrammes de Voronoi correspondant à des niveaux de désordre différents. Ils ont été générés en déplaçant les centres des cellules de telle sorte que chaque déplacement selon la direction x ou y soit la réalisation d'une variable aléatoire uniforme sur l'intervalle $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$. Nous définissons le paramètre de déformation de la façon suivante :

$$a = \frac{\alpha}{d} \quad (1.1)$$

Les grilles à la Fig.1.2 correspondent à différentes valeurs de a . Nous avons également représenté sur cette figure les histogrammes d'orientations des parois pour chaque grille. L'une des caractéristiques les plus intéressantes de ces structures est la façon dont elles influent sur la qualité d'une image. Afin de simplifier l'étude nous avons considéré que notre composant bidimensionnel était éclairé par une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ en incidence normale, et nous avons négligé les pertes par réflexion aux interfaces. Nous accolons de plus à notre composant pixellisé une lentille parfaite. Nous observons la distribution de l'intensité dans le plan focal de la lentille, qui est égale, dans ce cas, au module carré de la transformée de Fourier de la transmittance du composant. Par souci de simplicité, nous supposons que les parois sont absorbantes (transmittance égale à 0) et que les cellules sont transparentes (transmittance égale à 1). De plus, au cours de sa thèse [17], Gaid Moulin a montré que les parois absorbantes constituent le meilleur choix possible. L'épaisseur des parois est $e = d/20$ et l'ouverture du composant est un disque de diamètre $2R$. Nous avons représenté à la Fig.1.3 la distribution d'éclairement normalisé dans le plan focal pour chaque grille de la Fig.1.2 ainsi qu'une coupe horizontale. Dans toute la suite, le modèle scalaire et l'approximation paraxiale sont supposés valides. Si nous notons (ξ, η) les coordonnées d'un point dans le plan focal, l'éclairement normalisé $E(\xi, \eta)$ est défini de la façon suivante :

$$E(\xi_n, \eta_n) = \frac{I(\xi_n, \eta_n)}{I_0} \quad (1.2)$$

où $I(\xi_n, \eta_n)$ est l'intensité diffractée par le composant au point (ξ_n, η_n) , et $I_0 = \frac{A^2}{\lambda^2 f^2}$, A étant l'aire de la pupille circulaire.

1.1 Description du problème

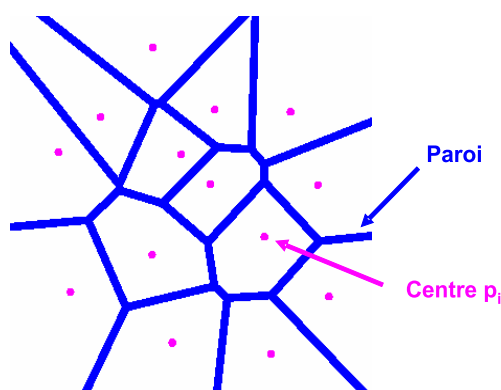


Fig. 1.1: Diagramme de Voronoi.

A la Fig.1.2.a, la grille est carrée de côté $d = 100\mu m$. Seules deux orientations de parois sont possibles comme le montre clairement l'histogramme de la Fig.1.2.b. On constate aux Fig.1.3.a et 1.3.b que la distribution d'éclairement normalisé dans le plan focal est constituée d'un ordre zéro pour l'angle de diffraction égal à zéro degré (entouré d'un cercle plein à la Fig.1.3) et d'ordres ou pics secondaires distribués périodiquement suivant une période angulaire égale à λ/d . Par exemple, le premier pic est mis en évidence par un cercle pointillé à la Fig.1.3.b.

La grille représentée à la Fig.1.2.c correspond à une petite déformation de la grille régulière avec un paramètre $a = 0.5$. On peut voir à la Fig.1.2.d que l'orientation des parois est un peu plus variée que dans le cas régulier. Cependant, les parois conservent des orientations privilégiées. On voit également aux Fig.1.3.c et 1.3.d que les amplitudes des ordres supérieurs sont réduites, notamment celles de ceux situés à des angles supérieurs à $3\lambda/d$. On constate également que de la lumière diffusée apparaît entre les pics. Nous appellerons par la suite cette contribution le "halo".

La grille représentée à la Fig.1.2.e correspond à une déformation plus importante ($a = 1.27$) : on voit à la Fig.1.2.f que les orientations des parois suivent une loi presque uniforme sur $[0, \pi]$. La variance que nous avons estimée et que nous donnons en radians vaut $\sigma^2 = 0.826$ ce qui est très proche de la valeur théorique d'une loi uniforme sur $[0, \pi]$, i.e $\pi^2/12 = 0.82$. Si nous considérons maintenant la distribution d'éclairement normalisé aux Fig.1.3.e et 1.3.f, tous les ordres supérieurs ont disparu et le niveau du halo a légèrement augmenté. Si nous augmentons à nouveau a , comme à la Fig.1.2.g ($a = 1.5$), nous constatons à la Fig.1.2.h que l'orientation des parois reste uniforme sur $[0, \pi]$ mais que les ordres supérieurs réapparaissent légèrement (Fig.1.3.g et 1.3.h).

Si nous regardons maintenant l'évolution de l'ordre 0, nous constatons que lorsque nous déformons la grille régulière, sa valeur diminue de l'ordre de 3% pour la Fig.1.3.d et de 4% pour la Fig.1.3.f par rapport à sa valeur initiale (Fig.1.3.b). Compte tenu de la conservation de l'énergie, la quantité de lumière diffractée augmente donc d'autant. Néanmoins, ce petit inconvénient est largement compensé par la suppression des ordres de diffraction.

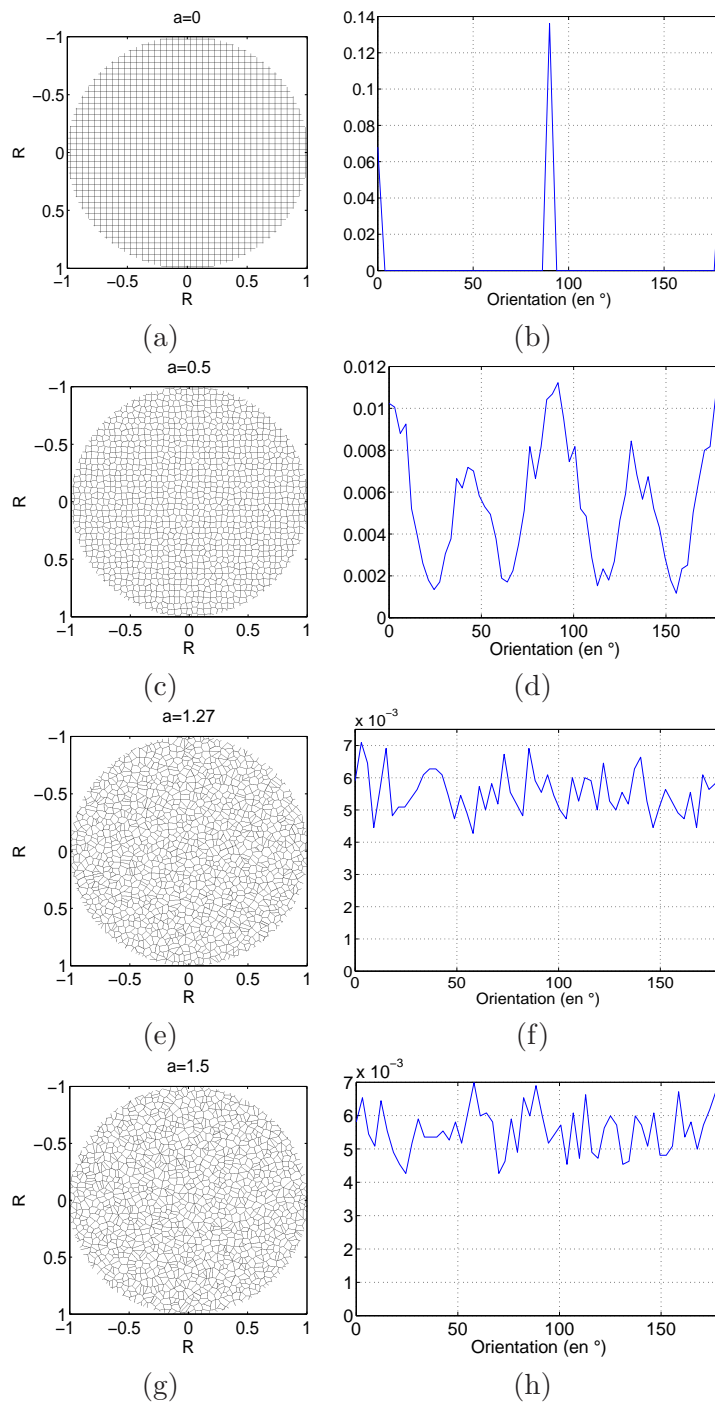


Fig. 1.2: Effet de l'augmentation du paramètre de déformation sur les grilles. La grille initiale (a) est carrée de côté $d = 100\mu\text{m}$ et $R = 2\text{mm}$. (c, e, g) : Diagrammes de Voronoi associés. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur un carré de côté $\alpha = ad$ avec $a = 0.5$, $a = 1.27$ and $a = 1.5$. (b, d, f, h) : Histogrammes d'orientations des parois associés.

1.1 Description du problème

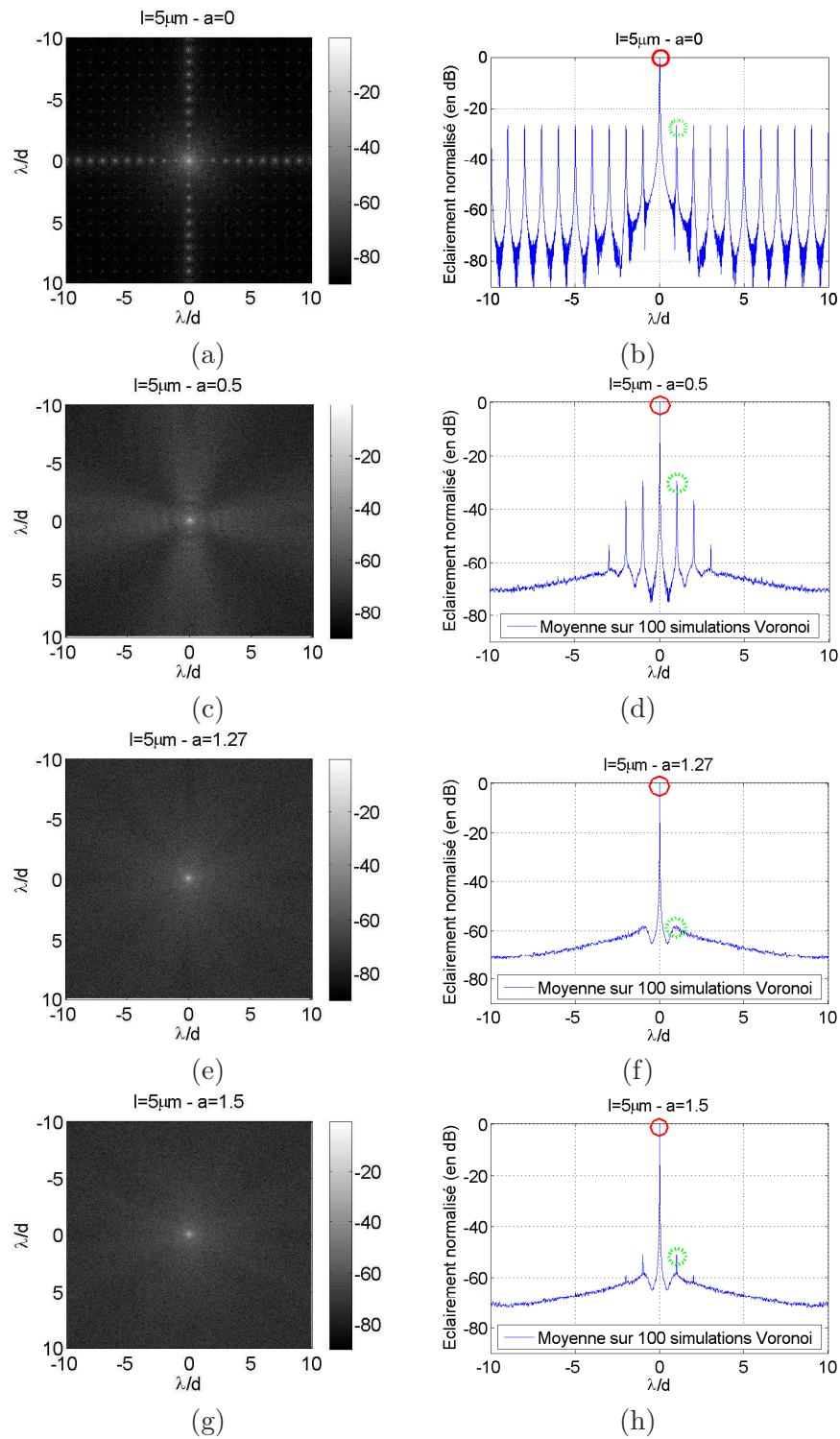


Fig. 1.3: Distribution angulaire d'éclairement normalisé diffracté dans le plan focal par les composants de la Fig.1.2 (a, c, e, g) et leurs coupes horizontales associées (b, d, f, h) pour $\lambda = 0.5\mu\text{m}$, $d = 100\mu\text{m}$, $e = 5\mu\text{m}$ et $R = 2\text{mm}$. Nous considérons la moyenne des intensités diffractées par 100 composants Voronoi sauf pour la grille régulière. Les figures 2D et les coupes sont représentées en échelle logarithmique et les abscisses sont données en multiples de $\frac{\lambda}{d}$.

Cet exemple montre que le fait d'augmenter le paramètre de déformation engendre deux phénomènes. Tout d'abord, les ordres supérieurs diminuent, disparaissent puis réapparaissent légèrement. Ensuite, l'énergie des pics de diffraction est transformée en un halo de speckle. Notre objectif par la suite sera d'expliquer ces deux phénomènes en utilisant des modèles heuristiques simples. Dans la section 1.2, nous proposerons un modèle pour le halo et dans la section 1.3, nous expliquerons l'évolution de l'intensité des pics de diffraction lorsque le paramètre de déformation varie.

1.2 Modèle théorique pour le halo de diffraction

Nous avons vu dans la section précédente que lorsque le diagramme de Voronoi est suffisamment déformé, les orientations des parois suivent une loi uniforme sur $[0, \pi]$ et la distribution angulaire d'intensité diffractée dans le plan focal a une allure de speckle. Nous proposons dans cette partie un modèle heuristique afin d'expliquer le niveau et l'allure de ce halo. Nous allons ainsi considérer un ensemble de N fentes rectangulaires toutes incluses dans une ouverture carrée de côté C . Nous supposons qu'elles sont transparentes (transmittance de 1) et que tout le reste de l'ouverture carrée est absorbante (transmittance nulle)¹. On suppose également qu'elles ont toutes la même longueur L , la même largeur l mais que leurs orientations α_k et leurs positions (x_k, y_k) sont des variables aléatoires indépendantes. Cet ensemble de fentes est un modèle de diagramme de Voronoi où les fentes représentent les parois séparant les cellules de Voronoi. Il n'est que partiel car nous ne prenons pas en compte dans ce modèle le fait que dans un diagramme de Voronoi, les parois aient des longueurs variables et que leurs positions et leurs orientations soient corrélées puisque qu'elles forment des cellules convexes. Nous nous attendons donc à ce que ce modèle soit capable d'expliquer l'allure du halo de diffraction mais pas l'apparition et l'évolution des pics de diffraction.

1.2.1 Modèle théorique : fentes rectangulaires toutes de même taille

Comme précédemment, nous considérons la répartition d'intensité diffractée dans le plan focal d'une lentille parfaite (Fig.1.4).

¹Le modèle opposé (fentes opaques sur un fond transparent) serait plus réaliste, mais compte tenu du théorème de Babinet [19], la seule différence portera sur l'amplitude du pic central.

1.2 Modèle théorique pour le halo de diffraction

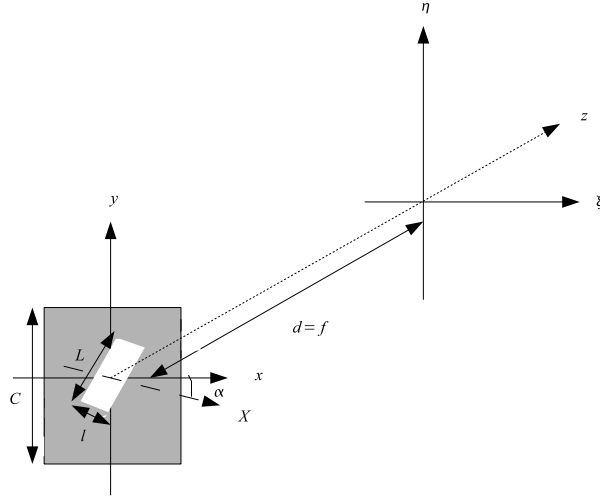


Fig. 1.4: Diffraction par une fente rectangulaire de largeur l , de longueur L et d'orientation α

Soit $\theta_k = [\alpha_k, x_k, y_k]$ un triplet de variables aléatoires caractérisant une fente rectangulaire et $f_{\theta_k}(x, y)$ la transmittance de cette même fente. Nous avons :

$$f_{\theta_k}(x, y) = \text{Rect} \left[\frac{\tilde{x}_k \sin \alpha_k - \tilde{y}_k \cos \alpha_k}{l} \right] \text{Rect} \left[\frac{\tilde{x}_k \cos \alpha_k + \tilde{y}_k \sin \alpha_k}{L} \right] \quad (1.3)$$

où $\tilde{x}_k = x - x_k$ et $\tilde{y}_k = y - y_k$, $\text{Rect}(x)$ étant la fonction rectangle, égale à 1 quand x appartient à l'intervalle $[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$ et égale à 0 sinon. En se référant à la section A.1 de l'annexe A et en négligeant le fait que certaines fentes peuvent se chevaucher, on peut montrer que l'intensité moyenne $\langle I(\theta_{diff}) \rangle$ diffractée à un angle θ_{diff} dans le plan focal par les N fentes est donnée par :

$$\langle I(\theta_{diff}) \rangle \simeq \frac{N l^2 L^2}{\pi \lambda^2 f^2} \int_0^\pi \frac{\sin^2(\frac{\pi l}{\lambda} \tan \theta_{diff} \sin \varphi) \sin^2(\frac{\pi L}{\lambda} \tan \theta_{diff} \cos \varphi)}{\frac{\pi^4 l^2 L^2}{4\lambda^4} \tan^4 \theta_{diff} \sin^2(2\varphi)} d\varphi \quad (1.4)$$

Comme l'équation 1.4 repose sur la superposition incohérente des intensités diffractées par toutes les fentes, elle n'est valable qu'en dehors du pic central $\theta_{diff} = 0$, où toutes les intensités se combinent de façon cohérente. En effet, pour $\theta_{diff} = 0$, comme la transmittance des fentes est égale à 1 et que le reste de l'ouverture a une transmittance égale à 0, on obtient :

$$\langle I(0) \rangle = \left| \sum_k \tilde{f}_{\theta_k}(0, 0) \right|^2 = \frac{1}{\lambda^2 f^2} |N\epsilon|^2 \quad (1.5)$$

ϵ étant l'aire d'une fente rectangulaire.

A la Fig.1.5, nous comparons le résultat de l'équation 1.4 avec une simulation de l'intensité diffractée par un nuage de fentes, cette dernière étant donnée par la somme des modules carrés des transformées de Fourier des transmittances de toutes les fentes. La simulation a été réalisée au moyen d'un modèle que nous appellerons par la suite "nuage de fentes" échantillonné par des échantillons de calcul numérique carrés de côté $5\mu m$.

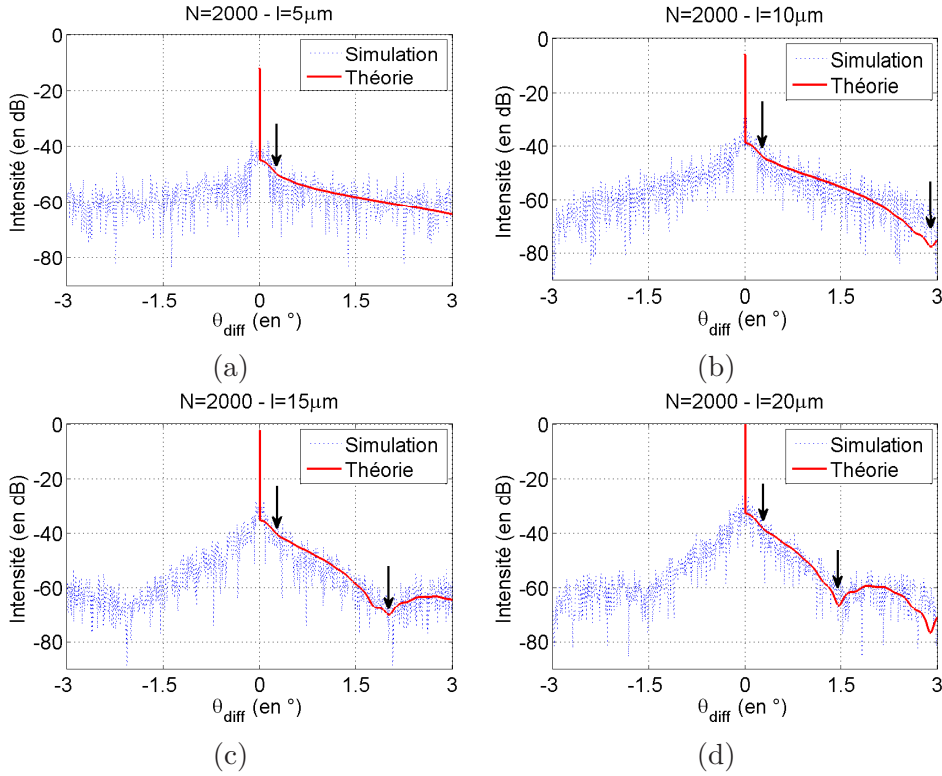


Fig. 1.5: Comparaison, pour $\lambda = 0.5\mu m$, de l'intensité diffractée par la simulation du nuage de fentes (trait en pointillé) et du modèle théorique donné par l'équation 1.4 (trait plein) pour $N = 2000$ fentes dont les variables d'orientations et de positions suivent une loi uniforme sur $[0, \pi]$ et $[-\frac{C}{2}, \frac{C}{2}]$. La longueur de toutes les fentes vaut $L = 100\mu m$ et la largeur : (a) $l = 5\mu m$, (b) $l = 10\mu m$, (c) $l = 15\mu m$ et (d) $l = 20\mu m$.

Deux conclusions apparaissent. Tout d'abord, la Fig.1.5 montre que l'approximation que nous avons faite afin d'obtenir l'équation 1.4 (voir l'annexe A, équations A.11 et A.13) est valide. Enfin, nous remarquons que les positions des ruptures de pentes des deux courbes à la Fig.1.5 sont identiques. Par exemple, à la Fig.1.5.d, pour des fentes telles que $l = 20\mu m$ et $L = 100\mu m$ et à $\lambda = 0.5\mu m$, les lieux des ruptures de pentes sont donnés pour les angles de diffraction $\theta_{diff1} \simeq 0.29^0$ et $\theta_{diff2} \simeq 1.4^0$. Les positions de ces ruptures de pentes, indiquées par des flèches, correspondent aux annulations des deux sinus cardinaux caractéristiques chacun d'une dimension de la fente (voir l'annexe A.1, équation A.10). Elles dépendent de la largeur l et de la longueur L des fentes et sont données par : $\theta_{diff1} \simeq m\lambda/L$ et $\theta_{diff2} \simeq m\lambda/l$, m étant un entier non nul. On peut ainsi constater à la Fig.1.5.d la présence d'un second minimum pour $\theta_{diff2} = 2.86^0$ correspondant à $m = 2$. Nous remarquons enfin que la rupture de pente donnée par θ_{diff1} est peu accusée alors que pour θ_{diff2} elle correspond vraiment à un minimum de la courbe.

1.2.2 Compatibilité du modèle avec les diagrammes de Voronoi ?

Nous comparons maintenant le résultat de l'équation 1.4 avec l'intensité diffractée par des diagrammes de Voronoi dont l'orientation des parois suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$. Ces diagrammes de Voronoi sont générés de la même façon que ceux de la Fig.1.2, avec un paramètre de déformation $a = \sqrt{2}$. De plus, comme l'équation 1.4 est une moyenne

1.3 Modèle théorique pour les ordres de diffraction

d'ensemble relativement à l'orientation et à la position des parois, nous moyennons les intensités diffractées sur 100 réalisations de tels diagrammes de Voronoi. Nous comparons à la Fig.1.6 le résultat de cette simulation avec le résultat de l'équation 1.4 pour des fentes de largeur $l = 5\mu\text{m}$ et de longueur $L = 100\mu\text{m}$. Le nombre de fentes a été choisi égal à $N = 2340$, de telle sorte que la somme des aires de toutes les fentes soit égale à l'aire moyenne des parois générées par les diagrammes de Voronoi. Nous observons à la Fig.1.6 que le modèle conduisant à l'équation 1.4 nous donne l'allure de l'intensité diffractée au moyen d'une grille de Voronoi pour différentes valeurs d'angles de diffraction.

Le halo de diffraction que nous observons quand le diagramme de Voronoi est suffisamment déformé est donc correctement modélisé par la figure de diffraction d'un nuage de fentes toutes de même taille et dont les orientations et les positions sont des variables aléatoires. Par contre, les pics de diffraction visibles à la Fig.1.6 ne sont pas représentés par ce modèle puisque les orientations et les positions des fentes sont supposées décorréélées, ce qui n'est bien évidemment pas le cas pour les diagrammes de Voronoi où les parois délimitent des cellules connexes. La section suivante sera donc dédiée à l'étude de l'évolution des pics de diffraction.

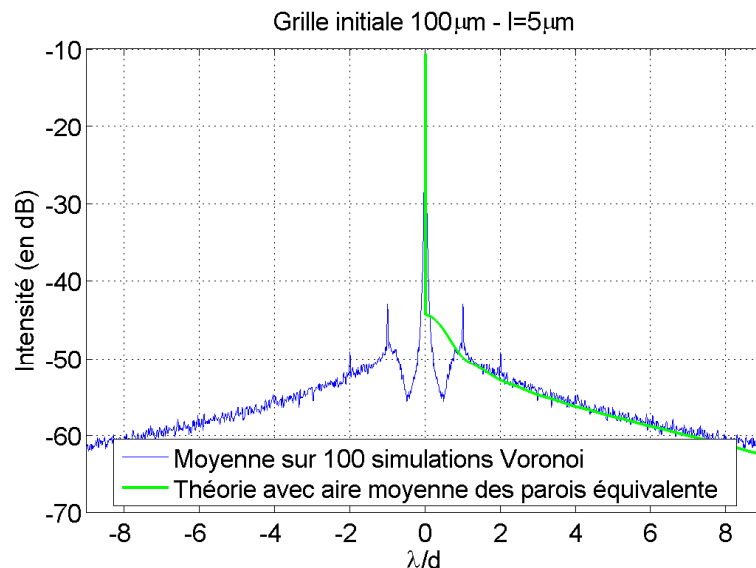


Fig. 1.6: Coupe horizontale de l'intensité diffractée à $\lambda = 0.5\mu\text{m}$. Comparaison entre la moyenne de 100 simulations Voronoi et le modèle théorique donné par l'équation 1.4. Pour toutes les fentes, $l = 5\mu\text{m}$. Pour les simulations Voronoi, la période de la grille régulière initiale vaut $d = 100\mu\text{m}$, $a = \sqrt{2}$ et $R = 2\text{mm}$. Pour l'équation 1.4, $L = 100\mu\text{m}$ pour toutes les fentes. L'échelle angulaire des abscisses est donnée en multiples de $\frac{\lambda}{d}$.

1.3 Modèle théorique pour les ordres de diffraction

Dans cette section, notre objectif est d'expliquer la disparition puis la réapparition des pics des ordres supérieurs lorsque le paramètre de déformation d'un diagramme de Voronoi augmente. Nous allons d'abord considérer le cas simple d'une grille unidimensionnelle et démontrer qu'il existe une valeur du paramètre de déformation pour laquelle le pic de diffraction d'ordre 1 disparaît. Nous nous intéresserons ensuite à des grilles bidimensionnelles

dont l'étude théorique est plus complexe. Nous montrerons dans ce cas, par la simulation uniquement, qu'il y a également une valeur du paramètre de déformation pour laquelle le pic de diffraction d'ordre 1 disparaît.

1.3.1 Cas unidimensionnel

1.3.1.1 Modèle théorique

Considérons un ensemble infini de cellules à une dimension, toutes de longueur d , juxtaposées et séparées par des parois comme cela est illustré à la Fig.1.7. Nous supposons que la transmittance des parois est égale à 1 et celle des cellules égale à 0, ce qui revient à dire que les parois sont transparentes et les cellules absorbantes. Les centres de chaque cellule sont alors déplacés de façon aléatoire de telle sorte que leurs nouvelles positions soient $x_k = kd + \alpha_k$, α_k étant des variables aléatoires indépendantes qui suivent une loi uniforme sur l'intervalle $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$. Après ce déplacement, les nouvelles parois sont situées au milieu de deux nouveaux centres successifs, soit $x'_k = kd + \alpha'_k$ avec $\alpha'_k = \frac{d}{2} + \frac{\alpha_k + \alpha_{k+1}}{2}$, comme cela est représenté à la Fig.1.7. Notre objectif est de déterminer la figure de diffraction d'un tel composant dans le plan focal d'une lentille de focale f . Nous supposons de plus, pour simplifier, que les parois sont très minces. La transmittance du composant est alors décrite avec une bonne approximation par le peigne de Dirac déformé suivant :

$$D(x) = e \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - kd - \alpha'_k) \quad (1.6)$$

δ étant la distribution de Dirac et e l'épaisseur des parois.

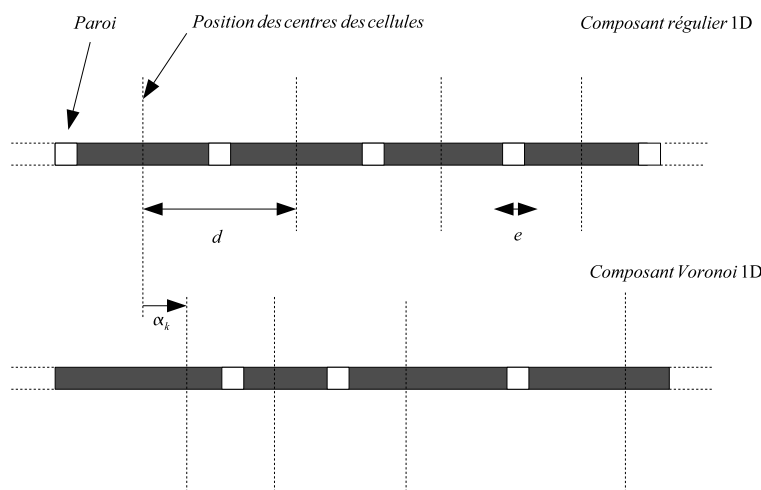


Fig. 1.7: Composant Voronoi unidimensionnel.

L'amplitude $U(\nu)$ du champ dans le plan focal de la lentille est proportionnelle à la transformée de Fourier $\tilde{D}(\nu)$ de la transmittance, avec $\nu = \xi/\lambda f$ et ξ la coordonnée d'un

1.3 Modèle théorique pour les ordres de diffraction

point dans le plan focal. La valeur de cette amplitude est alors donnée par :

$$\begin{aligned}\langle U(\nu) \rangle &= \left\langle \tilde{D}(\nu) \right\rangle = e \left\langle \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp[-2i\pi\nu(kd + \alpha'_k)] \right\rangle \\ &= e \langle \exp(-2i\pi\nu\alpha'_k) \rangle \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(-2i\pi\nu kd)\end{aligned}\quad (1.7)$$

où le symbole $\langle \rangle$ est la moyenne d'ensemble des réalisations des variables aléatoires α'_k . En utilisant l'égalité bien connue en lien avec le peigne de Dirac :

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(-2i\pi\nu kd) = \frac{1}{d} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\nu - \frac{k}{d}\right)\quad (1.8)$$

et en utilisant le fait que la fonction caractéristique d'une variable aléatoire X est la transformée de Fourier de sa densité de probabilité $\tilde{P}_X(\nu) = \langle \exp(-2i\pi\nu X) \rangle$, l'équation 1.7 devient :

$$\langle U(\nu) \rangle = \frac{e}{d} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \tilde{P}_{\alpha'}\left(\frac{k}{d}\right) \delta\left(\nu - \frac{k}{d}\right)\quad (1.9)$$

où nous avons pris en compte le fait que les variables aléatoires α'_k sont identiquement distribuées et ont donc la même fonction caractéristique $\tilde{P}_{\alpha'}$. Comme les variables aléatoires α_k suivent une loi uniforme, leur fonction caractéristique est égale à $\tilde{P}_{\alpha}(\nu) = \text{sinc}(\nu\alpha)$ avec $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$. De plus, comme $\alpha'_k = \frac{d}{2} + \frac{\alpha_k + \alpha_{k+1}}{2}$, nous obtenons :

$$\tilde{P}_{\alpha'}(\nu) = \frac{1}{2} \exp(-i\pi\nu d) \left[\tilde{P}_{\alpha}\left(\frac{\nu}{2}\right) \right]^2 = \frac{1}{2} \exp(-i\pi\nu d) \left[\text{sinc}\left(\frac{\nu\alpha}{2}\right) \right]^2\quad (1.10)$$

L'équation 1.9 devient donc :

$$\langle U(\nu) \rangle = \frac{e}{2d} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(-ik\pi) \left[\text{sinc}\left(\frac{k\alpha}{2d}\right) \right]^2 \delta\left(\nu - \frac{k}{d}\right)\quad (1.11)$$

L'intensité diffractée par le $k^{\text{ième}}$ ordre est alors égale à :

$$O_k = \left| \left\langle U\left(\frac{k}{d}\right) \right\rangle \right|^2 = \frac{e^2}{4d^2} \left[\text{sinc}\left(\frac{k\alpha}{2d}\right) \right]^4\quad (1.12)$$

Nous remarquons que l'intensité O_1 du premier pic ($k = 1$) est égale à zéro pour $a = 2l$, l étant un entier vérifiant $l \geq 1$. La première annulation est donnée pour $\alpha = 2d$, c'est-à-dire pour un déplacement α du centre des cellules possible sur deux fois la longueur d de la cellule régulière de départ.

1.3.1.2 Résultat des simulations

Afin de valider le modèle théorique présenté précédemment, nous avons modélisé un composant unidimensionnel de Voronoi. Nous avons considéré un composant discrétisé dont la transmittance f_n est échantillonnée avec un pas d'échantillonnage Δx , tel que $f_n = 1$ quand l'échantillon n est situé au niveau d'une paroi et $f_n = 0$ lorsque l'échantillon n est situé sur le reste du composant. Ce composant est de longueur finie $L = N\Delta x$ où N correspond au nombre total d'échantillons. L'intensité diffractée dans le plan focal de

la lentille de focale f s'exprime en fonction de la Transformée de Fourier Discrète de la transmittance de la façon suivante :

$$I(\xi_n) = \frac{1}{\lambda f} |\tilde{f}_n|^2 |\Delta x|^2 \quad (1.13)$$

où $\xi_n = \frac{n\lambda f}{L}$. Pour toutes les figures à venir, au lieu de représenter $I(\xi_n)$, nous représenterons l'éclairement normalisé $E(\xi_n)$ défini de la façon suivante :

$$E(\xi_n) = \frac{I(\xi_n)}{I_0} = \frac{|\tilde{f}_n|^2 |\Delta x|^2}{L^2} \quad (1.14)$$

où $I_0 = \frac{L^2}{\lambda f}$ est l'intensité de l'ordre 0 lorsque la transmittance vaut 1 sur tout le composant. Nous avons représenté à la Fig.1.8 l'évolution de la figure de diffraction $E(\xi_n)$ pour différentes valeurs du paramètre de déformation a . La longueur du composant vaut $L = 4mm$, la taille initiale d'une cellule vaut $d = 100\mu m$, la largeur des parois vaut $e = 1\mu m$ et le pas d'échantillonnage vaut $\Delta x = 1\mu m$ avec $\lambda = 0.5\mu m$.

1.3 Modèle théorique pour les ordres de diffraction

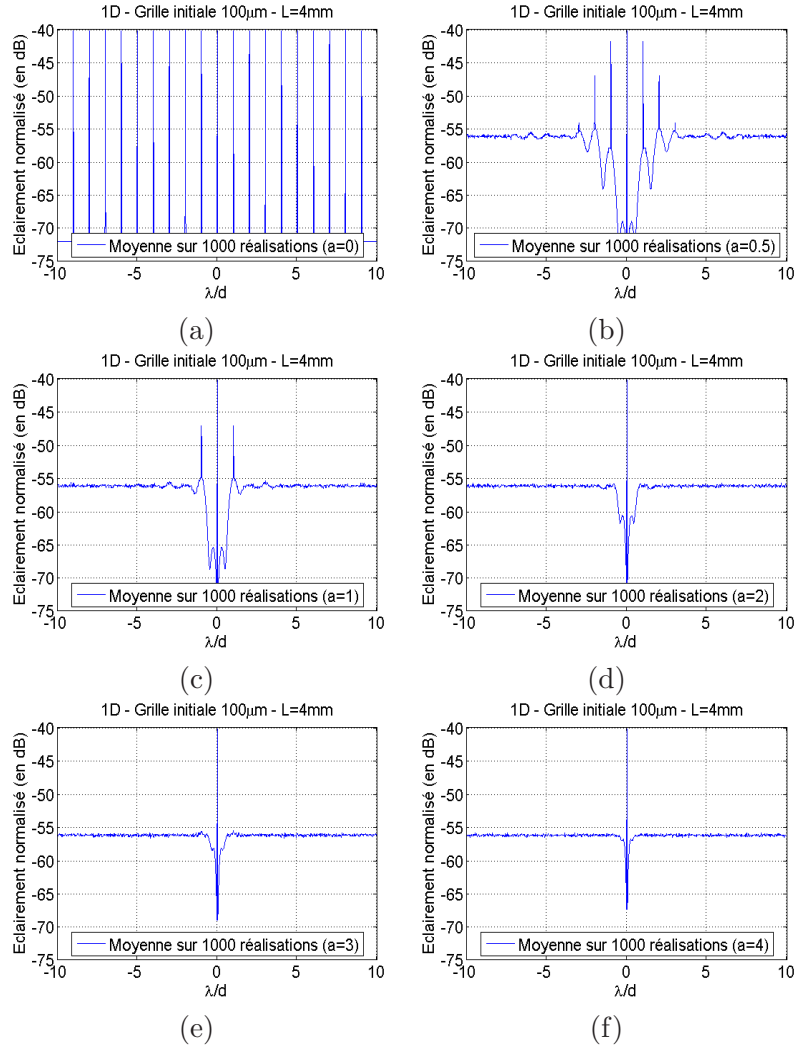


Fig. 1.8: Moyenne de l'éclairement normalisé sur 1000 composants Voronoi unidimensionnels issus d'un composant périodique de période $d = 100\mu\text{m}$. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$. (a) $a = \frac{\alpha}{d} = 0$, composant périodique (b) $a = 0.5$ (c) $a = 1$ (d) $a = 2$ (e) $a = 3$ (f) $a = 4$. L'échelle angulaire des abscisses est donnée en multiples de $\frac{\lambda}{d}$.

Nous pouvons vérifier sur la Fig.1.8.b que l'éclairement normalisé diffracté est bien un peigne de Dirac de période $\frac{1}{d}$ dont l'enveloppe est un sinus cardinal à la puissance 4 (Fig.1.9). Nous remarquons aussi que le premier pic s'annule pour $\alpha = 2d$, conformément à l'équation 1.12. Nous avons tracé à la Fig.1.9 l'évolution de l'intensité O_1 du premier pic en fonction du paramètre de déformation a . Pour $a = 2$, nous avons le minimum attendu. Ce minimum n'est néanmoins pas égal à zéro, mais à une valeur autour de -56dB qui semble être la plus petite valeur d'intensité quelle que soit la valeur de a . Nous montrons à la section A.2 de l'annexe A, que ce niveau constant est dû au caractère fini du composant et qu'il est proportionnel au nombre de parois du composant.

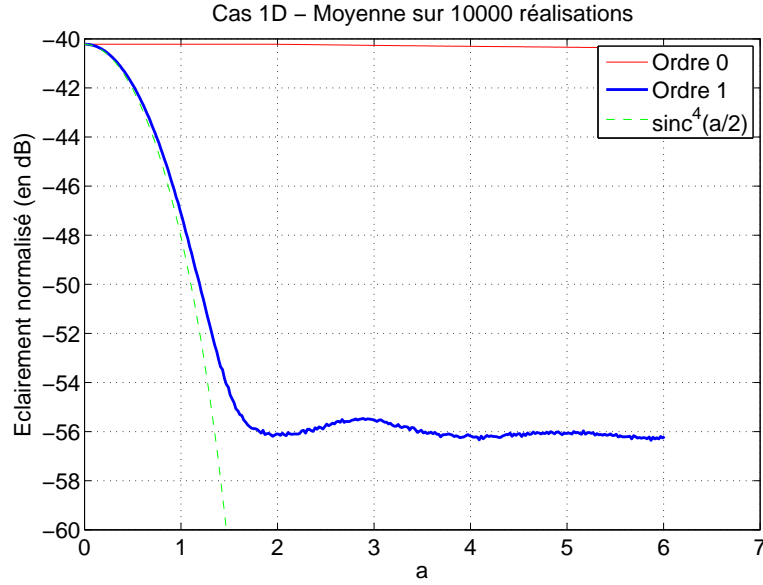


Fig. 1.9: Evolution de l'ordre 1 et de l'ordre 0 en fonction du paramètre de déformation a .

1.3.2 Cas bidimensionnel

Dans le cas unidimensionnel, nous avons été capables d'expliquer analytiquement la disparition puis la réapparition des pics de diffraction en fonction de la valeur du paramètre a . Pour des diagrammes de Voronoi bidimensionnels, l'approche théorique est bien plus complexe.

Quelques modèles analytiques de la diffraction par des structures aléatoires, de type quasi-cristaux [22,23], existent. Les quasi-cristaux sont des structures aperiodiques, de type pavage de Penrose par exemple [24], dont la figure de diffraction, constituée de pics de diffraction, est périodique [25]. Les modèles théoriques développés sont complexes et ne correspondent pas à nos besoins.

Dans cette section, nous nous limiterons donc aux simulations et nous analyserons leurs résultats. Nous étudierons l'évolution de l'ordre 1 en fonction du paramètre de déformation a pour des composants Voronoi obtenus de la même façon qu'à la section 1.1.

Nous traçons à la Fig.1.10 l'évolution de l'éclairement normalisé de l'ordre 1 en fonction du paramètre a . Si nous notons (ξ, η) les coordonnées d'un point dans le plan focal, nous rappelons que l'éclairement normalisé $E(\xi_n, \eta_n)$ est défini de la façon suivante :

$$E(\xi_n, \eta_n) = \frac{I(\xi_n, \eta_n)}{I_0} \quad (1.15)$$

où $I(\xi_n, \eta_n)$ est l'intensité diffractée par le composant au point (ξ_n, η_n) , et I_0 est l'intensité dans l'ordre 0 lorsque la transmittance est de 1 sur toute la pupille de diamètre $2R$, soit $I_0 = \frac{A^2}{\lambda^2 f^2}$, A étant l'aire de la pupille circulaire.

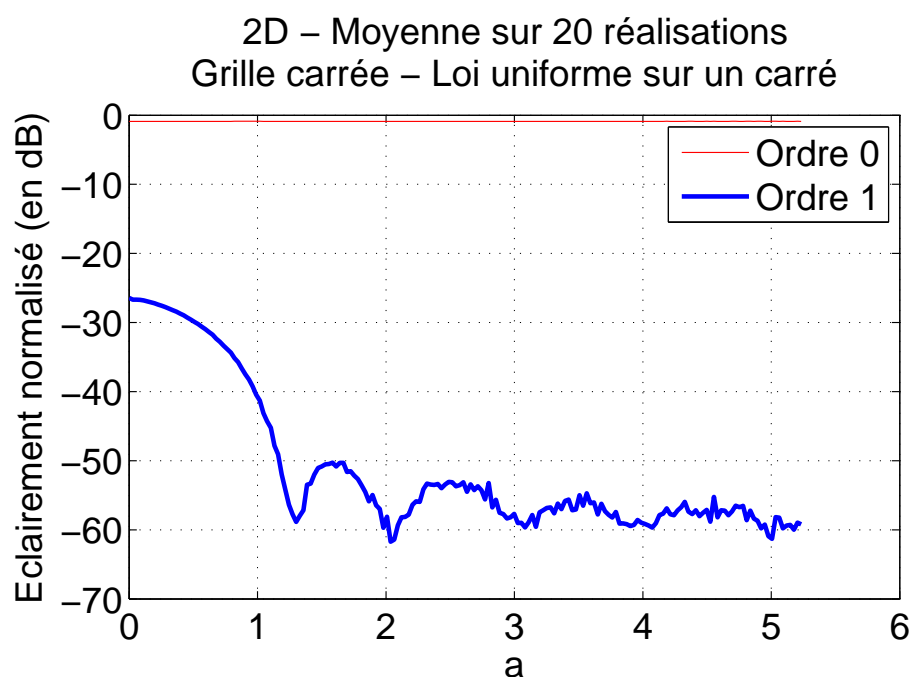


Fig. 1.10: Moyenne de l'éclairement normalisé sur 20 réalisations de composants Voronoi bidimensionnels pour $\lambda = 0.5\mu\text{m}$. La période de la grille régulière initiale vaut $d = 100\mu\text{m}$, la largeur des parois vaut $e = 5\mu\text{m}$ et $R = 2\text{mm}$.

La courbe de la Fig.1.10 a de nombreux points communs avec l'équation 1.12. Elle possède plusieurs minima locaux : le premier est situé à $a = 1.27$, et les autres semblent être situés à $a = l$, où l est un entier tel que $l \geq 2$, ce qui est identique au cas unidimensionnel. Ce résultat est en accord avec ce qui est observé à la Fig.1.3.f, où nous pouvons vérifier que pour $a = 1.27$, le premier pic de diffraction s'annule complètement. C'est également en accord avec le fait que pour $a > 1.27$, le premier pic réapparaît (Fig.1.3.h).

En conclusion, par cette technique d'obtention de diagrammes de Voronoi, il est possible d'annuler les pics de diffraction non souhaités et d'obtenir un pur halo de diffraction en choisissant des paramètres adéquats. Le fait de considérer initialement une grille régulière carrée et de choisir une loi de probabilité uniforme pour le déplacement des centres de la grille initiale peut sembler arbitraire. Dans la section suivante, nous allons donc généraliser cette méthode et montrer que les composants optimaux obtenus par différentes techniques d'optimisation sont similaires.

1.4 Obtention d'un composant bidimensionnel optimal

Notre technique d'obtention d'un composant optimal est basée sur la déformation d'une grille régulière. Cette technique dépend de plusieurs paramètres tels que la forme de la grille régulière initiale et la loi statistique associée aux mouvements des centres de la grille. Nous allons changer ces paramètres et montrer que les structures optimales que nous obtenons ont des caractéristiques similaires.

Afin d'évaluer la sensibilité de la grille optimale aux paramètres initiaux, nous avons considéré deux formes de grilles initiales : une grille carrée de période $d = 100\mu\text{m}$ et une grille

hexagonale dont le côté d'un hexagone vaut $d = 63\mu m$. L'aire de l'hexagone correspond ainsi à l'aire de la cellule de base de la grille régulière carrée. Nous avons également considéré trois lois statistiques différentes relativement aux déplacements aléatoires des centres des cellules : une loi uniforme sur un carré de côté $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$, une loi uniforme sur un disque de rayon $R = \frac{\alpha}{2}$ et une loi gaussienne centrée d'écart type $\sigma = \alpha$. Les déplacements selon les deux coordonnées sont décorrelés et ont le même écart type.

Une fois les paramètres de départ définis, nous procédons de la même façon qu'à la section 1.3 afin d'obtenir une structure optimale. Pour une valeur donnée du paramètre de déformation $a = \frac{\alpha}{d}$, nous déplaçons aléatoirement chaque centre de cellule. Nous déterminons alors l'intensité O_1 du premier pic de diffraction. La grille de Voronoi optimale est celle qui minimise pour la première fois l'intensité du premier pic de diffraction. Elle correspond à une valeur de a que nous noterons a_{opt} .

Nous avons représenté à la Fig.1.11, l'évolution de l'ordre 1 en fonction du paramètre de déformation a pour les six combinaisons possibles de grilles régulières initiales et de lois statistiques. Nous constatons que pour toutes les configurations, il existe une valeur a_{opt} qui annule cet ordre. Nous présentons également dans le tableau 1.1 les valeurs a_{opt} de chaque configuration, et nous remarquons que ces valeurs sont différentes, ce qui est logique puisque les longueurs caractéristiques décrivant l'allure de la grille ainsi que les déplacements aléatoires varient. Au tableau 1.2 nous donnons la distance moyenne entre le centre de cellule initial et le centre de cellule obtenu après son déplacement aléatoire tel que $a = a_{opt}$. Nous constatons que pour toutes les configurations, cette distance moyenne est du même ordre de grandeur autour de $52\mu m$. Nous représentons enfin dans le tableau 1.3 la valeur en dB du rapport entre le maximum du halo diffracté et l'ordre 0 pour $a = a_{opt}$. Nous observons que pour toutes les configurations, cette valeur a le même ordre de grandeur autour de 58dB. De plus, nous avons vérifié que pour ces grilles optimales les orientations des parois suivent bien une loi uniforme sur $[0, \pi]$. En conclusion, nous constatons que quels que soient les paramètres de départ, les grilles de Voronoi obtenues ont les mêmes propriétés (orientation des parois, allure et niveau du halo).

1.4 Obtention d'un composant bidimensionnel optimal

	Carré	Disque	Gaussienne
Grille carrée	1.27	1.58	0.56
Grille hexagonale	2	2.35	0.84

Tab. 1.1: Valeurs du paramètre a_{opt} pour différentes grilles régulières initiales et différentes lois statistiques de déplacement des centres des cellules.

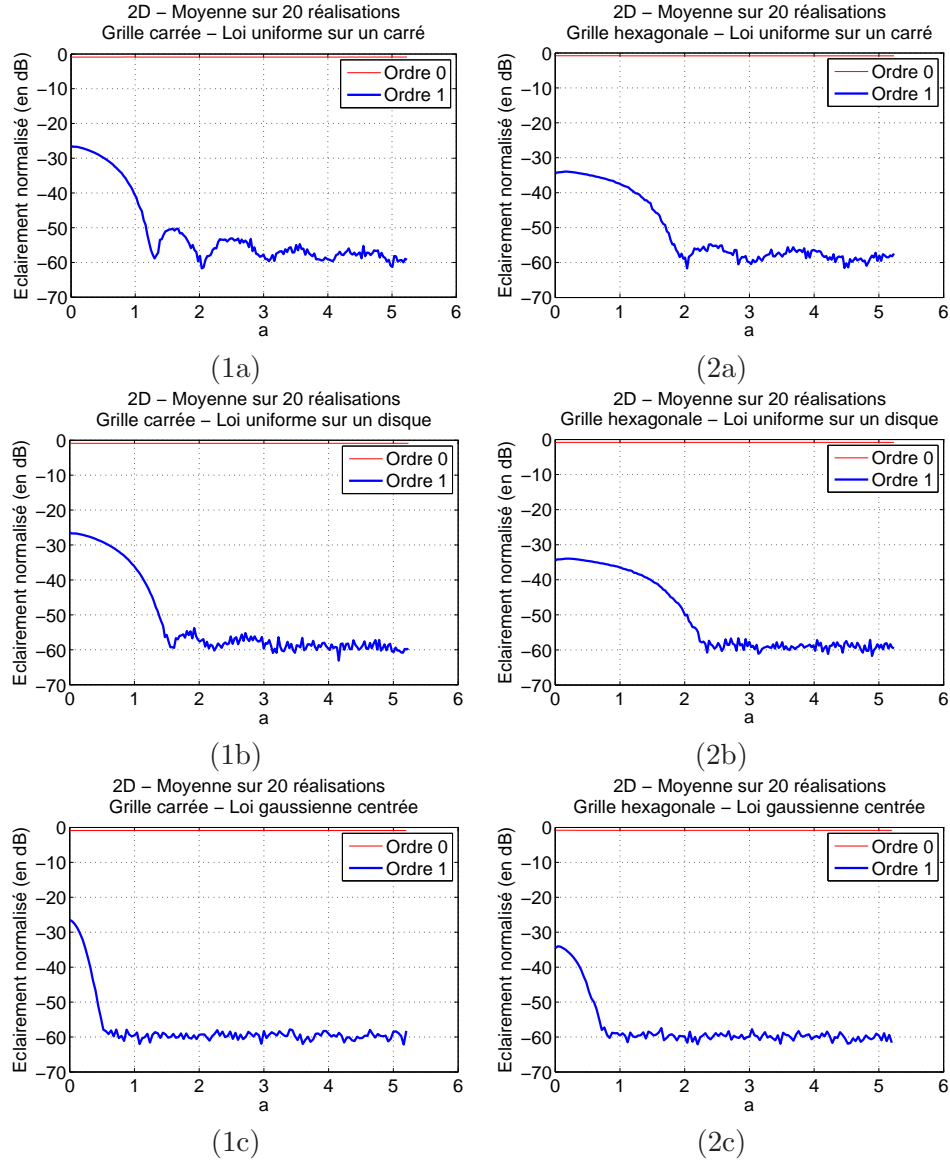


Fig. 1.11: Eclairement normalisé moyenné sur 20 composants Voronoi 2D. 1- Déformation d'une grille régulière carrée $d = 100\mu m$. 2- Déformation d'une grille régulière hexagonale $d = 63\mu m$ - (a) Loi uniforme sur un carré de côté $\alpha = ad$ (b) Loi uniforme sur un disque de rayon $R = \frac{\alpha}{2}$ (c) Loi gaussienne centrée d'écart type $\sigma = \alpha$.

	Carré	Disque	Gaussienne
Grille carrée	51.8	55.8	56
Grille hexagonale	51.4	52.3	53

Tab. 1.2: Valeurs (en μm) de la distance moyenne entre le centre de cellule initial et le centre de cellule obtenu après son déplacement aléatoire tel que $a = a_{opt}$.

	Carré	Disque	Gaussienne
Grille carrée	58	58.3	58.2
Grille hexagonale	59	58.7	59.4

Tab. 1.3: Rapports (en dB) entre l'intensité dans l'ordre 0 et le maximum du halo de diffraction pour $a = a_{opt}$.

1.5 Conclusion

Nous avons proposé une façon très simple d'obtenir des composants pixellisés dont les ordres de diffraction sont minimisés. Nous avons montré qu'en partant d'une grille régulière initiale carrée et en la déformant au moyen de la technique des diagrammes de Voronoi, il était possible d'annuler complètement les pics de diffraction et ce, pour des choix de paramètres adéquats. Pour ces valeurs, la figure de diffraction est constituée uniquement d'un ordre 0 et d'un halo de diffusion qui varie légèrement, ce qui est bien moins gênant pour un porteur que des pics de diffraction engendrés par une grille régulière. Nous avons montré que le halo peut être attribué à la diffraction d'un ensemble de fentes aléatoirement positionnées et orientées. Les simulations effectuées sur diverses grilles initiales régulières et différentes stratégies de déformation des cellules aboutissent aux mêmes conclusions. Nous avons supposé dans cette partie que toutes les cellules avaient la même phase et que cela revenait donc à ne considérer que l'influence des parois seules sur la qualité de l'image. Dans le chapitre 4, nous étudierons le cas où le composant réalise une fonction de phase de telle sorte que la valeur de la phase soit différente dans chaque cellule.

Réalisation et caractérisation de composants Voronoi

Afin de valider les résultats relatifs à la modélisation de l'effet des parois sur un composant encodant une phase constante, obtenus au chapitre 1 sur des composants Voronoi, quelques prototypes ont été réalisés au centre de recherche du CEA-LETI situé à Grenoble. Les prototypes, des micro-cuves Voronoi non remplies de liquide, sont obtenus par photolithographie d'une résine hybride solgel sur un substrat polymère transparent, le CR39 utilisé dans la fabrication des verres ophtalmiques par Essilor, sur lequel du polyéthylène téréphtalate (PET) a été laminé. La mise en oeuvre des différentes étapes de ce procédé a fait l'objet du travail de thèse de Laëticia Pont [11] qui est aujourd'hui poursuivi par les travaux de thèse de Rémy Bossuyt. Mon travail a consisté dans un premier temps à générer le motif du composant à fabriquer. Il convient de noter que ce motif est utilisé pour générer un masque qui est répliqué afin de générer le prototype. Puis, une fois le prototype réalisé, la deuxième partie de mon travail a été de le caractériser et de vérifier les résultats théoriques présentés au chapitre 1.

Dans la section 2.1, nous présenterons donc tout d'abord les composants Voronoi sélectionnés ainsi que la technique d'obtention des motifs, avant de présenter à la section 2.2 les résultats des mesures effectuées sur le prototype.

2.1 Réalisation des motifs pour le masque de photolithographie

Nous avons sélectionné quatre composants Voronoi optimaux au sens de la section 1.4 car le procédé autorise quatre motifs différents sur un masque. D'après la section 1.4, la figure de diffraction de ces composants optimaux présente non plus des pics de diffraction mais un halo de speckle conformément aux résultats obtenus dans le chapitre 1. Nous les choisissons issus de la déformation de grilles régulières initiales carrées de période respective $d = 100\mu m$, $d = 75\mu m$, $d = 50\mu m$ et $d = 30\mu m$ en déplaçant les centres des cellules selon une loi uniforme sur un carré et tels que $a = a_{opt} = 1.27$. Comme la taille du motif ne doit pas dépasser celle du champ concepteur égale à 21.7mm et que nous sommes contraints par ailleurs en mémoire et en temps de calcul par notre ordinateur, nous choisissons de travailler sur des composants carrés de côté $C = 16mm$ et tels que l'épaisseur des parois soit $e = 3\mu m$.

Les quatre motifs doivent être générés sous le format de fichier “.cif”, format ASCII lisible par le logiciel CleWin qui permet également de sauvegarder les motifs au format “gdsII”, utilisé par le CEA-LETI et plus généralement par les entreprises qui font de la photolithographie. Dans un premier temps, nous avons donc généré les quatre motifs différents proposés dont l’un d’entre eux est présenté à la Fig.2.1.

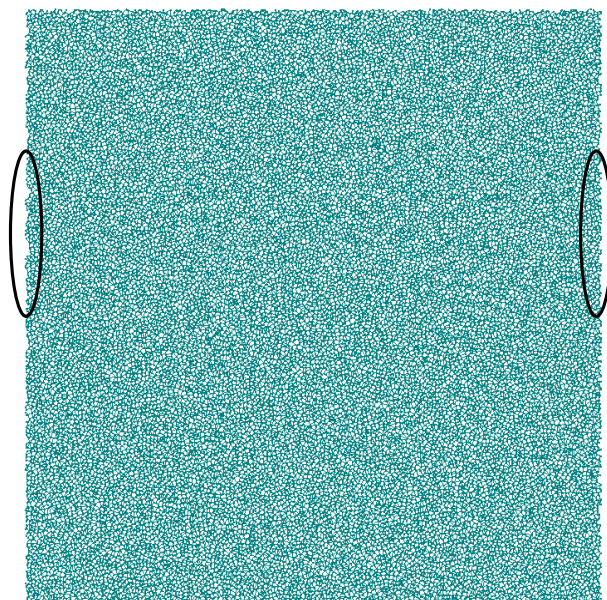


Fig. 2.1: Exemple de motif Voronoi optimal issu d’une grille régulière initiale de période $d = 100\mu m$, tel que $a_{opt} = 1.27$ et $C = 16mm$.

Nous constatons à la Fig.2.1 que ce motif ne peut pas être répliqué puisque les bords haut et bas mais aussi gauche et droit ne se recollent pas, comme par exemple au niveau des zones entourées de noir. Or, en photolithographie, on travaille sur une grande plaque de substrat (wafer). Le motif, alors appelé motif de base, est donc reproduit à l’identique un certain nombre de fois ce qui nécessite qu’il soit périodisable comme cela est illustré à la Fig.2.2.

2.1 Réalisation des motifs pour le masque de photolithographie

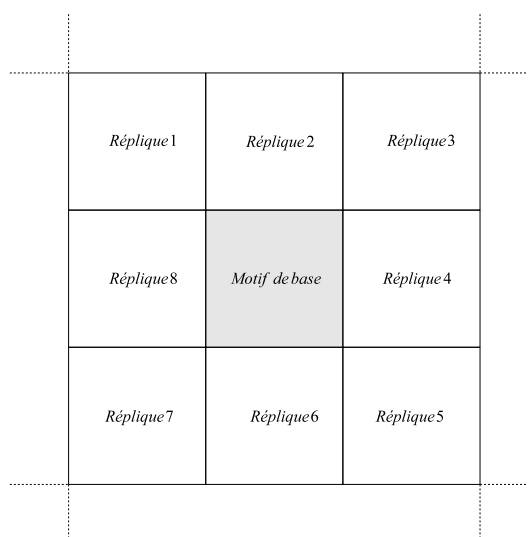


Fig. 2.2: Illustration de la réplique du motif de base (en gris clair) sur le wafer et donc de la nécessité à le périodiser.

Afin d'obtenir un motif de base périodisable, nous avons retenu la solution illustrée à la Fig.2.3, plus simple à mettre en oeuvre que d'imposer des conditions au bord du motif. Pour cela nous partons d'un motif initial carré de côté $C_i = 8mm$ ayant l'allure de la Fig.2.1 que nous symétrisons par rapport à l'axe de symétrie noté 1 sur la Fig.2.3. Cela nous donne un nouveau motif que nous symétrisons à nouveau par rapport à l'axe de symétrie 2. Nous obtenons alors des composants carrés de côté $C = 16mm$ périodisables dont l'allure est donnée à la Fig.2.4.

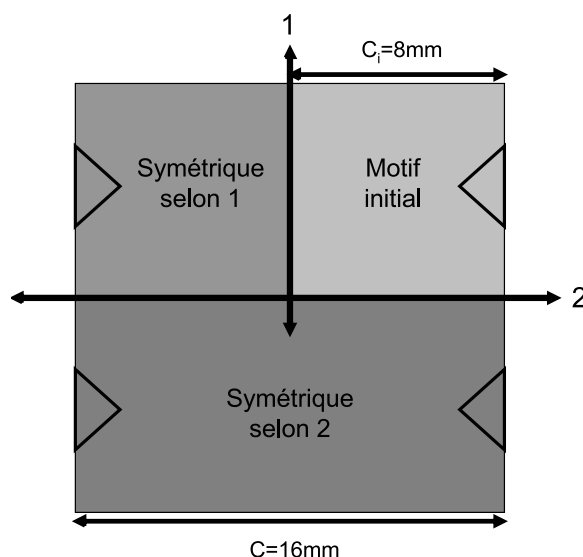


Fig. 2.3: Obtention d'un motif de base périodisable à partir du motif initial carré généré.

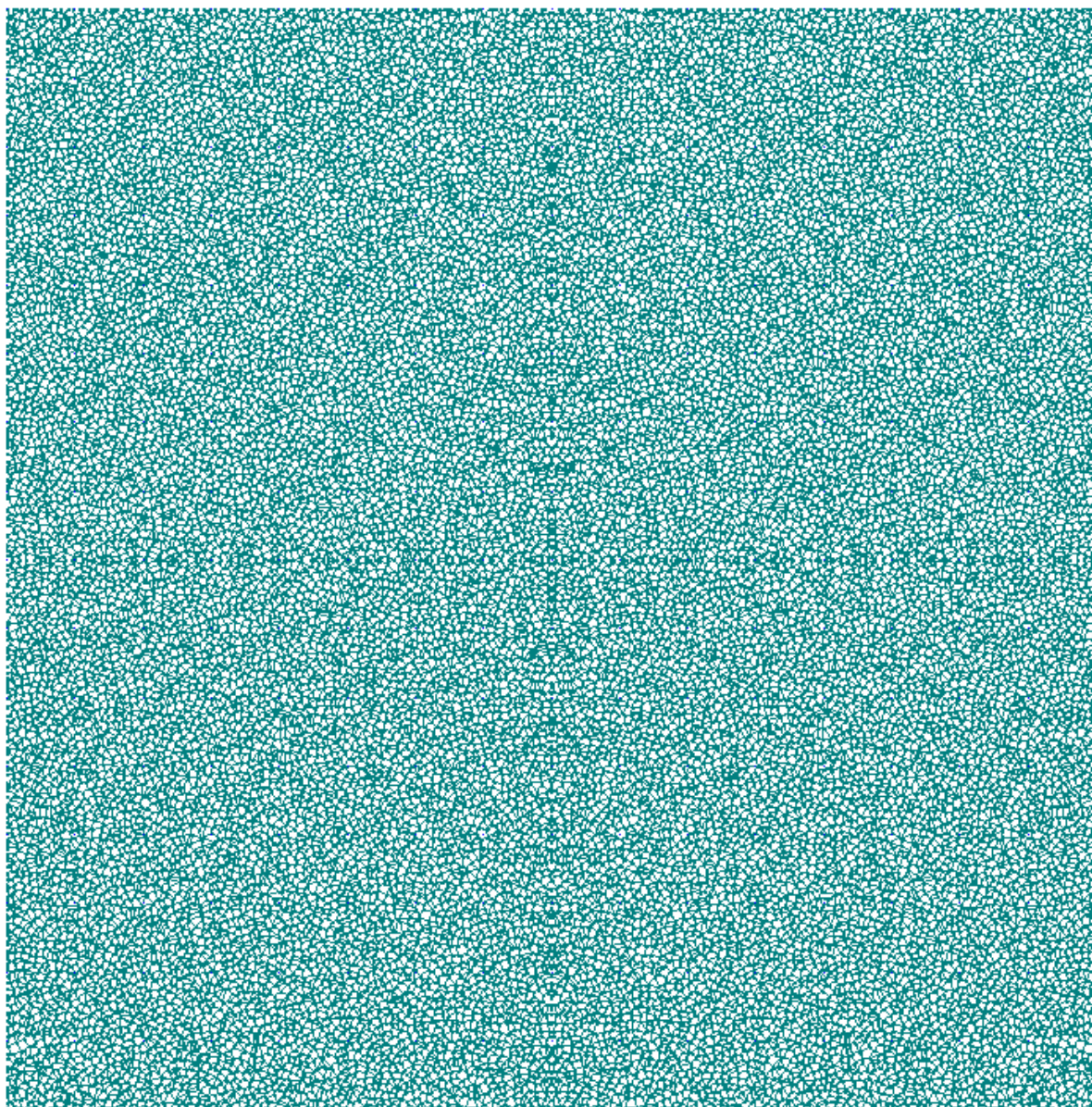


Fig. 2.4: Exemple de motif de base Voronoi optimal, $C = 16mm$, obtenu à partir d'un motif initial de Voronoi issu d'une grille régulière carrée de période $d = 100\mu m$ et tel que $C_i = 8mm$ et $a = 1.27$.

A la Fig.2.4, nous constatons qu'au niveau des axes de symétrie 1 et 2 définis à la Fig.2.3, le motif de base est constitué de cellules non convexes de très petites tailles, que nous retrouverons également à la jonction entre les répliques du motif de base. Ces cellules constituent un problème potentiel car nous ne savons pas si elles seront bien réalisées par photolithographie. Nous reviendrons sur ce point lors de la caractérisation du prototype à la section 2.2.

De même, l'obtention du motif de base en symétrisant un motif initial constitue un problème potentiel car nous ne connaissons pas l'impact de la symétrie ainsi créée sur la figure de diffraction du composant. Afin de le quantifier, nous regardons la figure de diffraction engendrée par les parois d'un motif de base répliquable, $C = 16mm$, et nous la comparons à

2.1 Réalisation des motifs pour le masque de photolithographie

celle obtenue par un diagramme de Voronoi optimal non répliquable sur un carré de 16mm de côté. Nous avons représenté à la Fig.2.5 les figures de diffraction obtenues pour chaque cas étudié et nous traçons à la Fig.2.6 une coupe horizontale des figures de diffraction de la Fig.2.5.

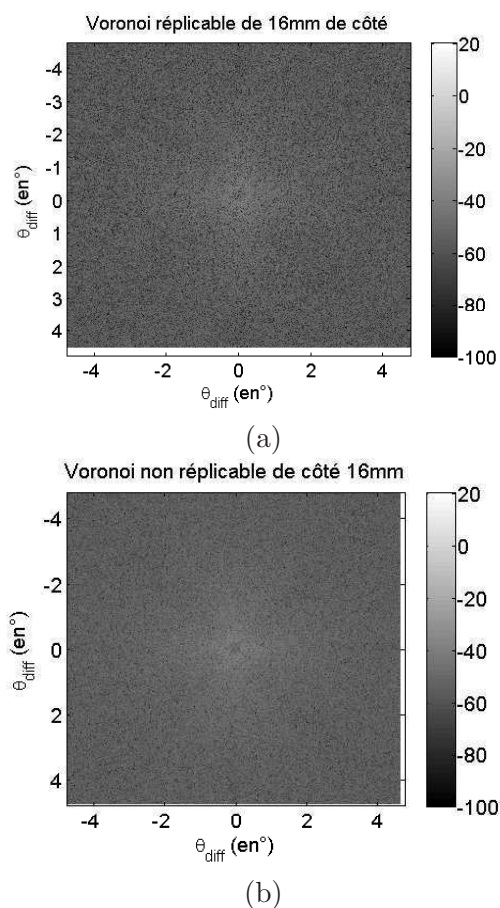


Fig. 2.5: Figures de diffraction, à $\lambda = 0.5\mu\text{m}$, de composants Voronoi optimaux, issus d'une grille régulière de période $d = 100\mu\text{m}$ tels que $a_{\text{opt}} = 1.27$ et $C = 16\text{mm}$. Les parois, d'épaisseur $e = 3\mu\text{m}$, ont une transmittance égale à 1 et le reste du composant est absorbant. (a) Composant répliquable (b) Composant Voronoi non répliquable.

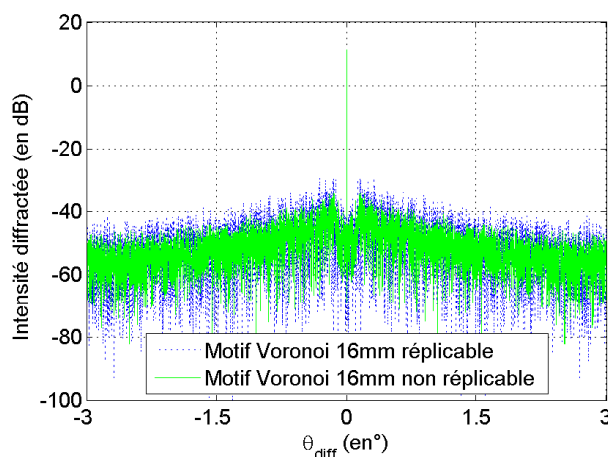


Fig. 2.6: Coupes horizontales des figures de diffraction obtenues à la figure 2.5.

D'après la Fig.2.5 et la Fig.2.6, nous constatons que les figures de diffraction du composant réplifiable et du composant non réplifiable sont similaires. En particulier, les niveaux moyens du halo sont égaux à 1dB près ce qui est très faible compte tenu de la dynamique d'environ 80dB que nous avons. De plus, l'écart de 0.3dB sur la valeur de l'ordre 0 vient du fait que le composant réplifiable a plus de parois compte tenu des petites cellules à la jonction des axes de symétrie (voir Fig.2.4). Nous en déduisons que la figure de diffraction du composant réplifiable est équivalente à celle d'un composant non réplifiable de même taille, ce qui signifie que l'ajout de symétrie a une influence négligeable de ce point de vue. Compte tenu des résultats obtenus, des prototypes ont été réalisés et nous les caractérisons à la section 2.2.

2.2 Caractérisation du composant Voronoi

Le but de cette première série de mesures est d'acquérir la figure de diffraction d'un composant Voronoi réalisé au CEA-LETI, dont le motif des parois est celui obtenu à la section précédente, et de vérifier les ordres de grandeur obtenus par la simulation. Nous noterons que dans ce chapitre, pour les mesures comme pour les simulations, les intensités sont diffractées par des composants à parois diélectriques. Ces résultats expérimentaux pourront néanmoins être comparés aux résultats théoriques déjà obtenus au chapitre 1 où les parois étaient transparentes.

De façon générale, les prototypes réalisés sont conçus pour diffracter le moins possible. L'intensité dans l'ordre 0 est donc très supérieure aux intensités dans les ordres supérieurs. Il n'est donc pas possible de mesurer, par l'intermédiaire d'une caméra CCD, simultanément l'intensité dans l'ordre 0 et les intensités dans les ordres supérieurs.

2.2.1 Banc de caractérisation

Sur les quatre prototypes réalisés, nous choisissons d'étudier celui issu d'une grille régulière initiale carrée de période $d = 100\mu m$, dont les centres des cellules sont déplacés selon une loi uniforme sur un carré et tel que $a = a_{opt} = 1.27$, paramètre pour lequel l'ordre 1 est minimisé. Le prototype est un carré de côté 6.5cm, constitué de 15 répliques du motif de base tel que $C = 16mm$ et dont nous avons l'illustration à la Fig.2.4. Les parois sont rectangulaires et ont un indice $n_p = 1.52$, une hauteur $h = 20\mu m$ et une épaisseur $e = 3\mu m$.

2.2 Caractérisation du composant Voronoi

Les cellules sont dans l'air, soit $n_{cel} = 1$. Par la suite nous ne nous intéresserons qu'à l'acquisition de la figure de diffraction de l'un des motifs de base carré de côté $C = 16mm$.

Afin d'acquérir la figure de diffraction du composant, nous avons réalisé un banc de Fourier à l'Institut d'Optique à Palaiseau. Un schéma explicatif est présenté à la Fig.2.7.

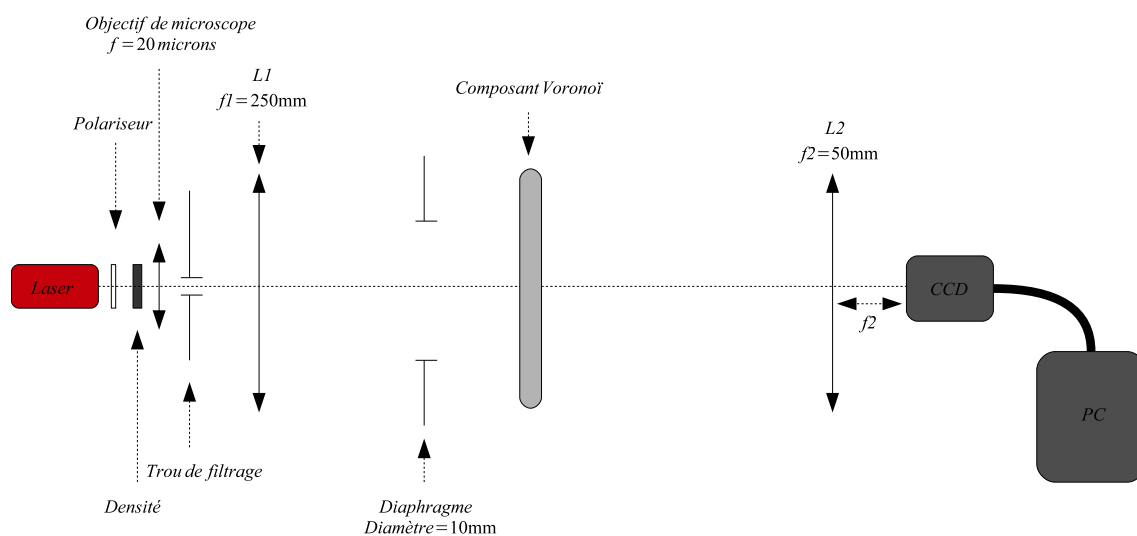


Fig. 2.7: Principe du banc de Fourier utilisé pour acquérir la figure de diffraction du composant Voronoi réalisé par le CEA-LETI.

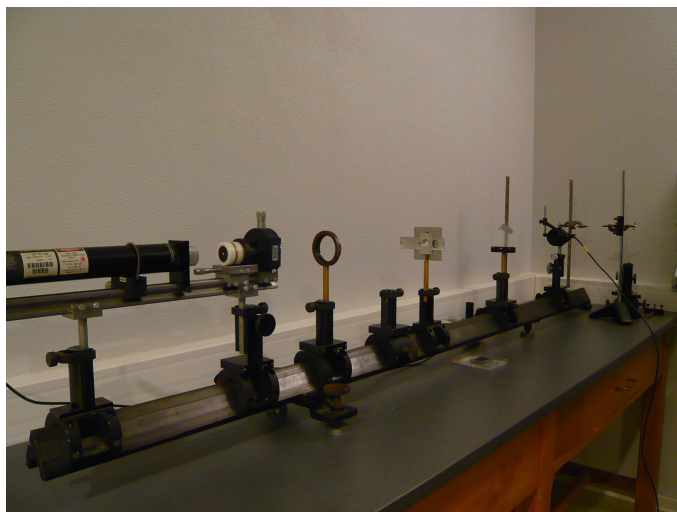


Fig. 2.8: Banc de Fourier utilisé pour acquérir la figure de diffraction du composant Voronoi réalisé par le CEA-LETI.

Ce banc est constitué d'un laser Hélium-Néon dont la longueur d'onde d'émission est $\lambda = 633nm$. Nous utilisons une densité et un polariseur en sortie du faisceau laser afin d'en diminuer la puissance pour ne pas saturer la caméra CCD. Le trou de filtrage placé juste en sortie du laser permet de se placer au waist du faisceau laser et d'avoir ainsi en sortie un faisceau gaussien propre. La lentille L1 permet l'obtention d'un faisceau parallèle. Nous utilisons également un diaphragme circulaire dont le diamètre est de 10mm, ce qui nous

permet d'éclairer une zone circulaire de 10mm de diamètre sur l'un des motifs de base de côté $C = 16mm$ du composant total. Ce diaphragme engendre néanmoins de la diffraction parasite. La lentille $L2$ permet ensuite de ramener la figure de diffraction à l'infini du composant dans son plan focal, et en plaçant ainsi la matrice de CCD dans le plan focal nous pouvons acquérir la figure de diffraction et l'observer au moyen d'un traitement sur ordinateur.

2.2.2 Acquisition de la figure de diffraction

L'ordre 0 étant très intense, les ordres supérieurs ne seront visibles que si l'on fait saturer fortement l'ordre 0 sur le capteur CCD. Nous avons donc acquis deux figures de diffraction successives en ajoutant dans chaque cas une densité dont le facteur d'atténuation est connu. Nous y reviendrons plus en détail à la section 2.2.2.1. La première est la figure de diffraction globale obtenue lorsque l'ordre 0 n'est pas saturé et la seconde, la figure de diffraction lorsque l'ordre 0 est très saturé ce qui permet de visualiser le halo. Nous les avons représentées à la Fig.2.9.

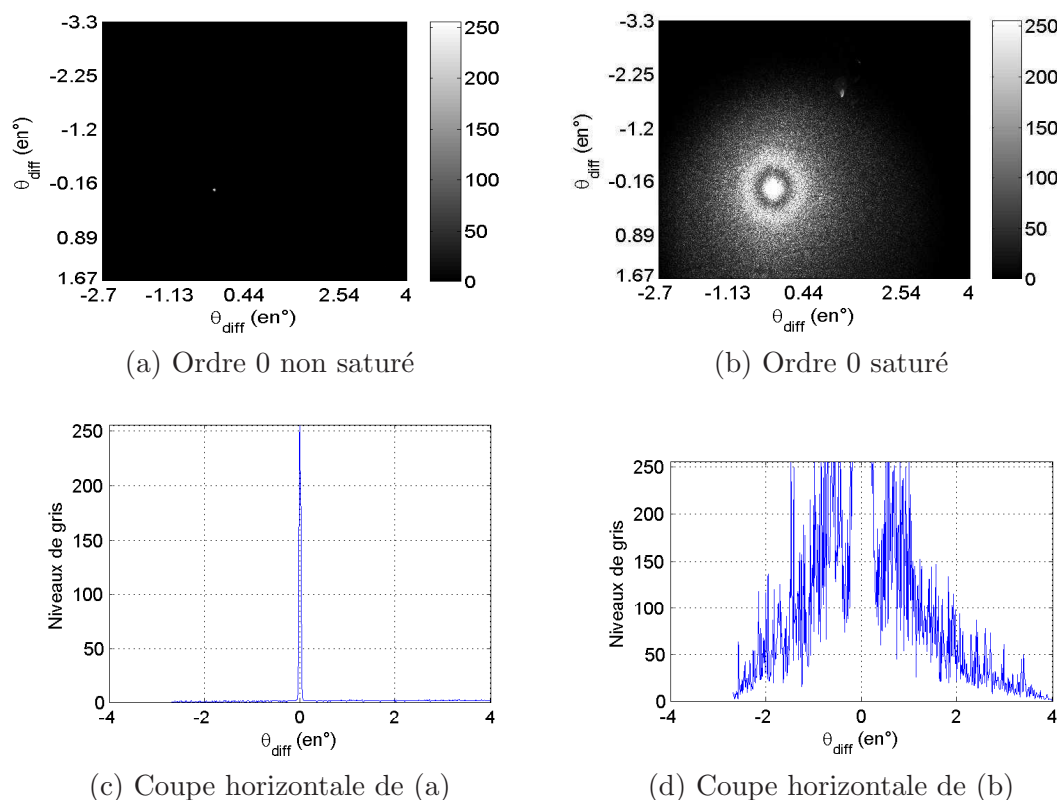


Fig. 2.9: Figures de diffraction et coupes horizontales des figures de diffraction à $\lambda = 633nm$ du composant Voronoi réalisé ($d = 100\mu m$). (a) et (c) Temps d'intégration de 79.509ms et facteur d'atténuation de 10^5 . (b) et (d) Temps d'intégration de 24.847ms et facteur d'atténuation de 1.

Remarque : La tache blanche que nous observons en dehors de l'ordre 0 à la Fig.2.9.b est probablement due à des réflexions parasites.

2.2 Caractérisation du composant Voronoi

Comparons maintenant les résultats de la Fig.2.9 à ceux de la simulation donnés à la Fig.2.10. Nous simulons pour cela un composant Voronoi identique à celui de la mesure dont les cellules ont une transmittance $t_{cel} = 1$ et dont les parois diélectriques ont une transmittance $t_p = \exp(i\varphi_p)$ avec $\varphi_p = \frac{2\pi h(n_p - n_{cel})}{\lambda}$. Nous travaillons à $\lambda = 633nm$ et nous intégrons les intensités simulées sur la largeur angulaire d'un pixel, soit 0.0115° , puisque la focale $f2$ vaut 50mm et que le côté d'un pixel carré de la caméra est de $10\mu m$. Nous prenons en compte en plus l'influence du diaphragme de 10mm de diamètre en simulant l'intensité diffractée par le composant limité par cette pupille circulaire.

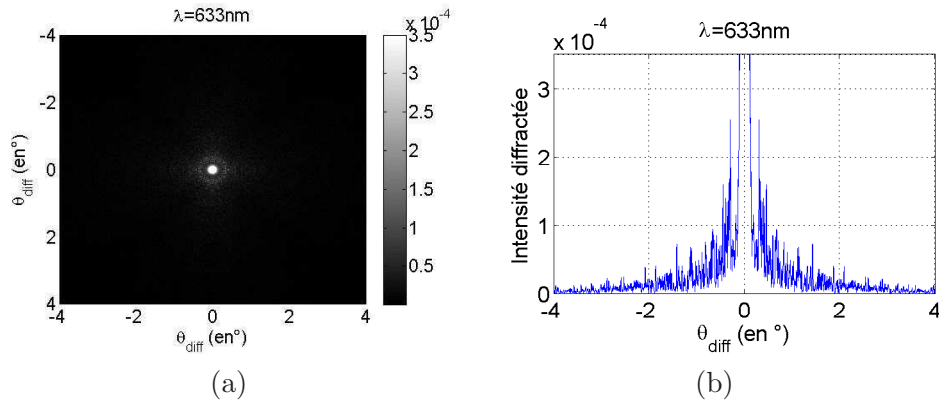


Fig. 2.10: (a) Figure de diffraction théorique du composant Voronoi optimal réalisé. L'ordre 0 est saturé. (b) Coupe horizontale de (a). Nous travaillons à $\lambda = 633nm$. La pupille est circulaire de diamètre 10mm.

A la Fig.2.11, nous comparons la Fig.2.9.d et la Fig.2.10.b en les représentant en échelle logarithmique et en les superposant en translatant la courbe expérimentale (Fig.2.9.d) de 59.6dB. Le niveau de saturation de l'ordre 0 du cas simulé est choisi de façon à ce que les coupes horizontales de la Fig.2.9.d et de la Fig.2.10.b se superposent.

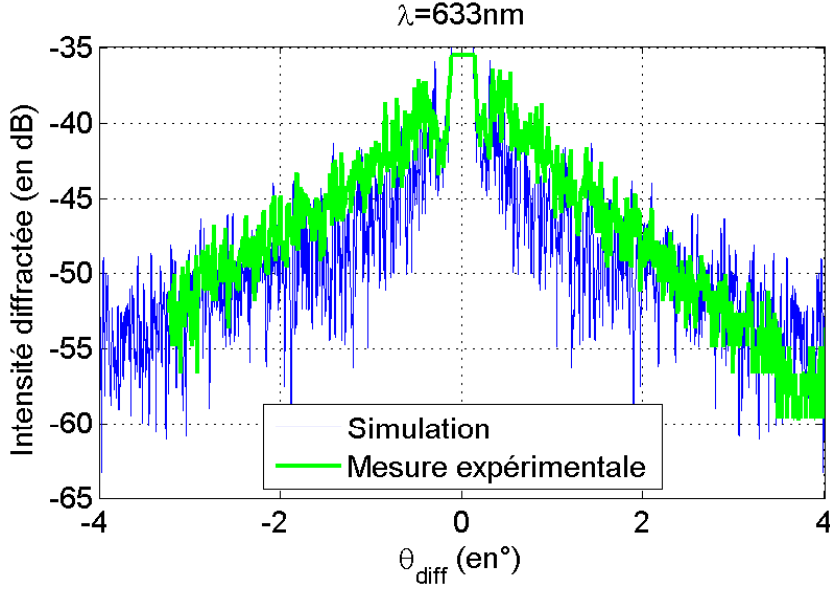


Fig. 2.11: Comparaison entre la simulation et la mesure pour le composant Voronoi réalisé. Les ordres 0 sont saturés. L'échelle est logarithmique. Pupille circulaire de diamètre 10mm et $\lambda = 633 \text{ nm}$. Translation de la courbe expérimentale de 59.6dB.

A $\lambda = 633 \text{ nm}$, les figures de diffraction simulées et expérimentales sont similaires. En particulier nous retrouvons les positions des maxima du halo. Pour la courbe simulée, les maxima sont situés à un angle de diffraction $\theta_{\text{diff}} = -0.3^\circ$ et $\theta_{\text{diff}} = 0.3^\circ$ alors que pour la courbe expérimentale, ils sont présents à $\theta_{\text{diff}} = -0.4^\circ$ et $\theta_{\text{diff}} = 0.33^\circ$. L'anneau que l'on voit sur la figure de diffraction expérimentale est donc un peu plus large que celui que l'on observe dans le cas des simulations.

Montrons que ces résultats, obtenus pour un composant à parois diélectriques ($n_p = 1.52$), sont comparables à ceux obtenus dans le chapitre 1 où les parois du composant sont transparentes (transmittance égale à 1) et le reste du composant est absorbant (transmittance égale à 0).

Pour cela, notons $t_a(x, y)$ la transmittance d'un composant Voronoi du chapitre 1 et $t_d(x, y)$ la transmittance d'un composant Voronoi à parois diélectriques. Pour le composant à parois transparentes, nous obtenons :

$$t_a(x, y) = f(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{pour les parois} \\ 0 & \text{pour les cellules} \end{cases} \quad (2.1)$$

La transmittance du composant à parois diélectriques peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned} t_d(x, y) &= f(x, y) \exp\left(\frac{2i\pi h n_p}{\lambda}\right) + (1 - f(x, y)) \exp\left(\frac{2i\pi h n_{\text{cel}}}{\lambda}\right) \\ &= A + B f(x, y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

où $A = \exp\left(\frac{2i\pi h n_{\text{cel}}}{\lambda}\right)$ et $B = \exp\left(\frac{2i\pi h n_p}{\lambda}\right) - \exp\left(\frac{2i\pi h n_{\text{cel}}}{\lambda}\right)$.

2.2 Caractérisation du composant Voronoi

Notons maintenant $I_a(\mu, \nu)$ l'intensité diffractée par le composant à parois transparentes dans l'approximation de Fraunhofer. Cela signifie que l'intensité diffractée dans le plan focal d'observation est égale au module carré de la transformée de Fourier de la transmittance $t_a(x, y)$. Notons également $I_d(\mu, \nu)$ l'intensité diffractée par le composant à parois diélectriques.

$$I_a(\mu, \nu) = |\tilde{f}(\mu, \nu)|^2 \quad (2.3)$$

Nous obtenons alors :

$$I_d(\mu, \nu) = \begin{cases} |A + B\tilde{f}(\mu, \nu)|^2 & \text{pour } (\mu, \nu) = (0, 0) \\ B^2 I_a(\mu, \nu) & \text{pour } (\mu, \nu) \neq (0, 0) \end{cases} \quad (2.4)$$

Ainsi, en dehors de l'ordre 0, l'allure de l'intensité diffractée par un composant à parois diélectriques est similaire à celle d'un composant à parois transparentes sur fond sombre et donc, d'après Babinet [19], à celle d'un composant à parois absorbantes sur fond transparent, à une constante multiplicative près. Les mesures ainsi réalisées sur des composants à parois diélectriques permettent donc de valider la modélisation présentée au chapitre 1. Néanmoins, nous n'avons pas étudié que l'allure de la figure de diffraction engendrée par les parois des prototypes dans ce chapitre. Nous avons en particulier évalué le rapport entre l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 0 et l'intensité maximale diffractée par le halo, puis nous avons évalué le flux total transmis par le composant.

2.2.2.1 Ordre 0 et halo

Nous voulons évaluer ici le rapport, noté R , entre l'intensité maximale diffractée par le halo et l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 0. Pour cela, nous notons :

- N_0 et N_1 respectivement le nombre de photons reçus par la CCD pour l'ordre 0 et pour le maximum du halo. Ces nombres de photons sont respectivement proportionnels aux niveaux de gris M_0 et M_1 mesurés à la Fig.2.9.
- Φ_0 et Φ_1 respectivement le flux dans l'ordre 0 et pour le maximum du halo.
- t_0 et t_1 respectivement les temps d'intégration sur lesquels l'acquisition pour l'ordre 0 et le maximum du halo a lieu.
- α_0 et α_1 les facteurs d'atténuation des densités ajoutées pour faire respectivement la mesure de l'ordre 0 et celle du halo.

Cela revient donc à évaluer le rapport R donné par :

$$R = \frac{\Phi_1}{\Phi_0} \quad (2.5)$$

Or, comme nous avons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} N_0 &= \Phi_0 t_0 \alpha_0 \\ N_1 &= \Phi_1 t_1 \alpha_1 \end{aligned}$$

et que, N_0 est proportionnel à M_0 et N_1 est proportionnel à M_1 , évaluer l'équation 2.5 revient à évaluer :

$$R = \frac{M_1 t_0 \alpha_0}{M_0 t_1 \alpha_1} \quad (2.6)$$

Afin de déterminer R , nous faisons ainsi deux mesures. La première est une mesure du niveau M_1 maximum pour le halo et la seconde est une mesure du niveau M_0 maximum

pour l'ordre 0. Nous faisons de plus en sorte que la valeur du paramètre M_0 soit identique à celle de M_1 . Pour cela nous jouons sur le temps d'intégration entre les deux mesures mais cela ne suffit pas car l'ordre 0 est vraiment trop intense. La solution est de faire une mesure de M_1 lorsque l'ordre 0 est très saturé, puis d'ajouter des densités dont le facteur d'atténuation α_0 est connu afin d'obtenir le même niveau M_0 pour l'ordre 0 seul.

Présentons les résultats obtenus pour la mesure de la Fig.2.9 avec les paramètres utilisés ci-dessous :

$$\begin{aligned} M_0 &= M_1 = 255 \\ \alpha_0 &= 10^5 \\ \alpha_1 &= 1 \\ t_0 &= 79.509ms \\ t_1 &= 24.847ms \end{aligned}$$

Nous en déduisons le rapport R suivant :

$$R = 3.2 * 10^5 \text{ soit } \mathbf{55dB} \quad (2.7)$$

En effectuant deux autres mesures en utilisant les mêmes densités mais en modifiant les paramètres $M_0 = M_1$ et t_0 et t_1 , nous obtenons respectivement $R = 52dB$ et $R = 54dB$. Déterminons maintenant à l'aide de la Fig.2.12, la valeur de R dans le cas de la simulation.

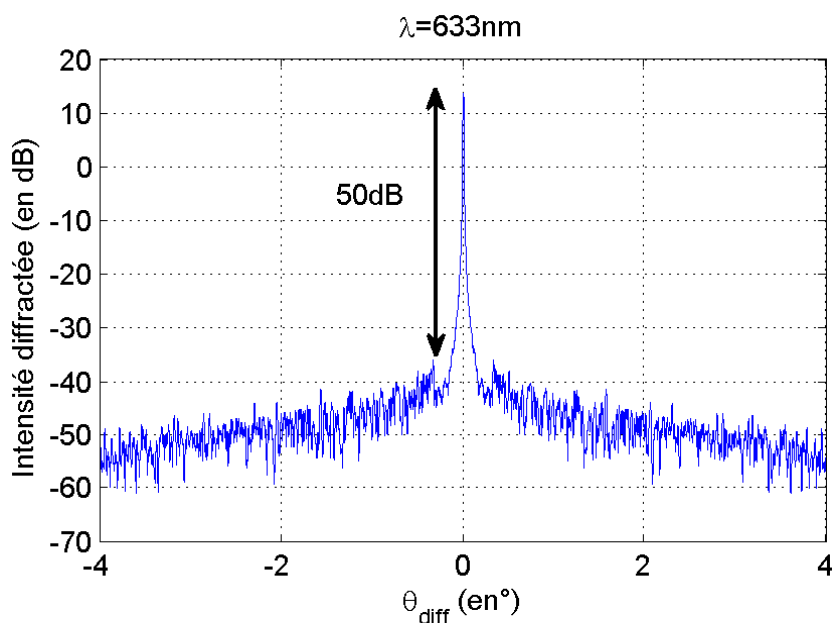


Fig. 2.12: Coupe horizontale de la figure de diffraction théorique du composant Voronoi réalisé. L'intensité est intégrée sur la largeur angulaire d'un pixel de la caméra. L'échelle est logarithmique, $\lambda = 633nm$ et la pupille est circulaire de diamètre 10mm.

On obtient dans le cas théorique un rapport **R de 50dB** qui est du même ordre de grandeur que celui obtenu par la mesure qui était de 55dB. Nous rappelons que dans le cas théorique, les intensités sont intégrées sur la largeur angulaire d'un pixel de la caméra

2.2 Caractérisation du composant Voronoi

égal à 0.0115° . Les quelques décibels d'écart peuvent s'expliquer par plusieurs raisons. Tout d'abord, nous avons négligé les effets Fabry-Perot. De plus, nous utilisons le modèle scalaire dans nos simulations pour des largeurs de parois de $3\mu m$. Or, nous avons montré à l'annexe B que l'erreur commise par le modèle scalaire par rapport au modèle vectoriel était acceptable pour des parois de $5\mu m$ (16% en écart relatif) mais significative pour des parois de $2\mu m$ (37% en écart relatif).

2.2.2.2 Mesure du flux total

Nous avons également voulu mesurer l'efficacité totale transmise par le composant de Voronoi. Nous avons malheureusement constaté que tout le flux diffracté n'arrivait pas sur le capteur CCD. Il aurait fallu pour cela soit diminuer la focale $f2 = 50mm$ de la lentille $L2$, soit placer le capteur CCD juste derrière le composant et donc enlever $L2$. Néanmoins, l'efficacité que nous avons calculée est une borne inférieure de l'efficacité réellement transmise. Nous avons donc effectué les deux mesures suivantes, après avoir placé des densités pour diminuer la puissance de la source et ne pas faire saturer la caméra. Tout d'abord, nous avons fait une mesure de référence sans le composant permettant de déterminer l'intensité I_{ref} de la lumière incidente sur le composant. Ensuite, nous avons fait une seconde mesure avec le composant permettant de déterminer l'intensité I_t de la lumière transmise par le composant.

L'efficacité totale du composant est égale au rapport de l'intensité transmise sur l'intensité incidente : $\eta = \frac{I_t}{I_{ref}}$. Nous avons obtenu par la mesure $\eta = 94.45\%$. Ainsi, **l'efficacité réellement transmise vérifie $\eta \geq 94.45\%$** .

2.2.2.3 Conclusion et perspectives

Les mesures réalisées confirment les résultats des simulations puisque les allures des figures de diffractions obtenues par la simulation et par la théorie sont similaires. Les mesures valident également la modélisation faite au chapitre 1. De plus, l'écart entre l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 0 et l'intensité maximale diffractée dans le halo est du même ordre de grandeur pour la mesure et la simulation, aux alentours de 50dB. Les quelques décibels d'écart que nous avons observés proviennent probablement des simplifications que nous avons faites pour simuler facilement le composant.

Afin de compléter les résultats obtenus, il pourrait être intéressant de faire des mesures où l'ordre 0 serait complètement supprimé afin de mesurer l'énergie présente dans le halo. Il pourrait également être envisagé de faire des mesures en éclairage monochromatique autre que $\lambda = 633nm$ pour observer ainsi l'influence de la longueur d'onde sur les ordres de diffraction.

2.2.3 Autres résultats expérimentaux

2.2.3.1 Observation en lumière blanche

Lorsque nous regardons le prototype en lumière blanche, il scintille. Cet effet de scintillement, engendré par les parois du composant et déjà observé sur les composants de première génération fabriqués par Essilor, se caractérise par une multitude de points brillants sur le composant, qui varient selon la direction d'observation, un peu comme lorsqu'on regarde la neige au soleil. En particulier, nous avons constaté que sous incidence rasante, le scintillement est bien plus important que sous incidence normale. Nous avons également remarqué qu'en remplissant de façon quasi uniforme les cellules du composant avec de l'eau distillée

d'indice $n_{cel} = 1.3$, le phénomène de scintillement est considérablement diminué et ce, que la lumière soit en incidence rasante ou non. Cela vient du fait que la différence d'indice Δn entre les parois et les cellules est plus faible quand les cellules sont remplies d'eau ($\Delta n = 0.2$) que quand elles sont à l'air libre ($\Delta n = 0.52$). Nous étudierons plus en détail cet effet de scintillement dans le chapitre 3 où nous chercherons en particulier à le minimiser.

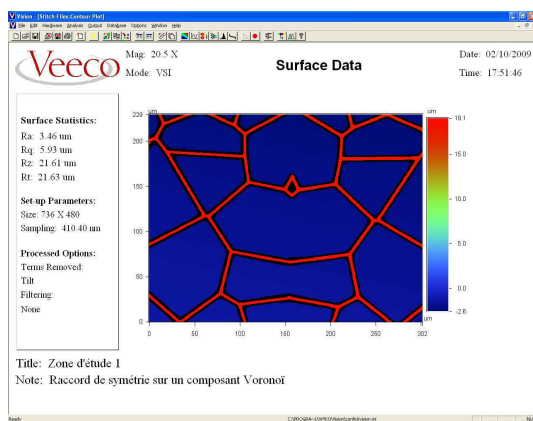
Enfin, en lumière blanche, nous remarquons que le composant est chromatique. Pour l'étude détaillée du chromatisme des composants pixellisés nous pourrions nous référer aux travaux actuels réalisés par Marius Peloux dans le cadre de sa thèse.

2.2.3.2 Observation au microscope interférométrique

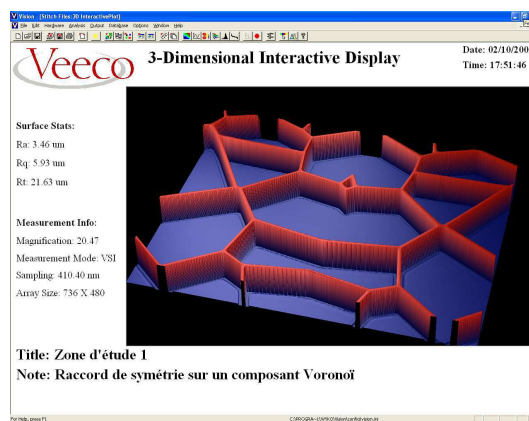
Nous nous posons la question à la section 2.1 de savoir si les cellules non convexes de petites tailles situées au niveau des axes de symétrie du motif de base et à la jonction des répliques, seraient correctement réalisées par photolithographie. Dans cette section, nous avons donc voulu contrôler la qualité de réalisation des parois par photolithographie. Pour cela nous avons utilisé un microscope interférométrique disponible au sein de l'Institut d'Optique, le Wyko NT1100, nous permettant de visualiser les structures en trois dimensions. Le champ d'observation est néanmoins limité car nous n'avons accès qu'à des zones de $300\mu m \times 300\mu m$.

Nous avons observé en particulier deux zones situées au niveau des axes de symétrie sur le motif de base que nous appellerons zone d'étude 1 et zone d'étude 2. Nous avons ainsi représenté à la Fig.2.13, le champ d'observation des zones d'étude 1 et 2 en deux dimensions et en trois dimensions. Nous traçons de plus à la Fig.2.14 les profils selon un axe horizontal noté X et un axe vertical noté Y des zones d'étude 1 et 2 pour regarder si les parois ont bien toutes une hauteur $h = 20\mu m$.

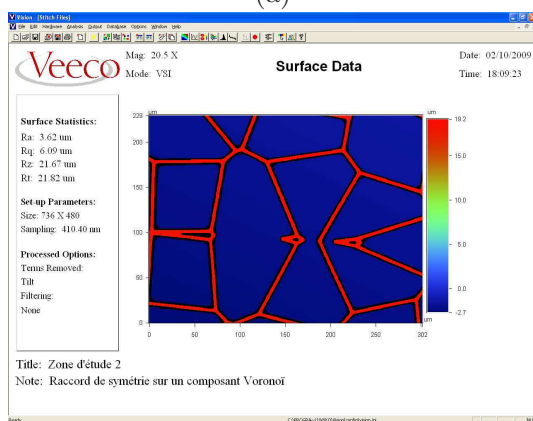
2.2 Caractérisation du composant Voronoï



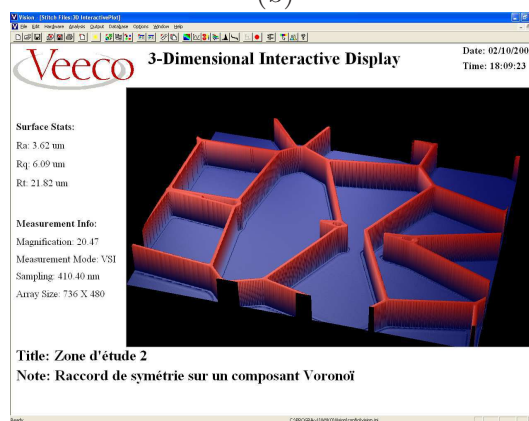
(a)



(b)

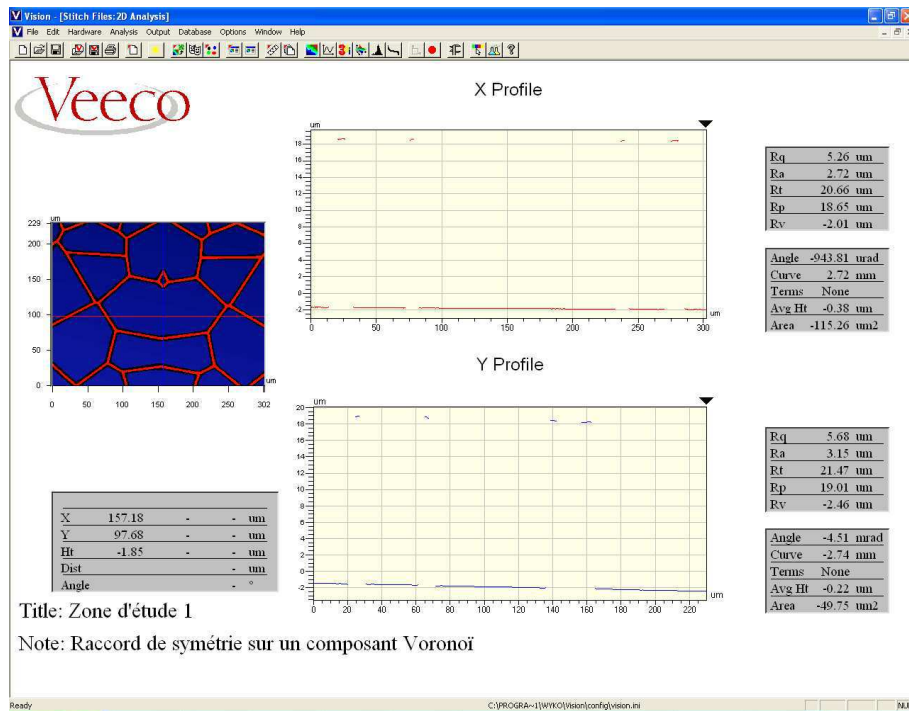


(c)

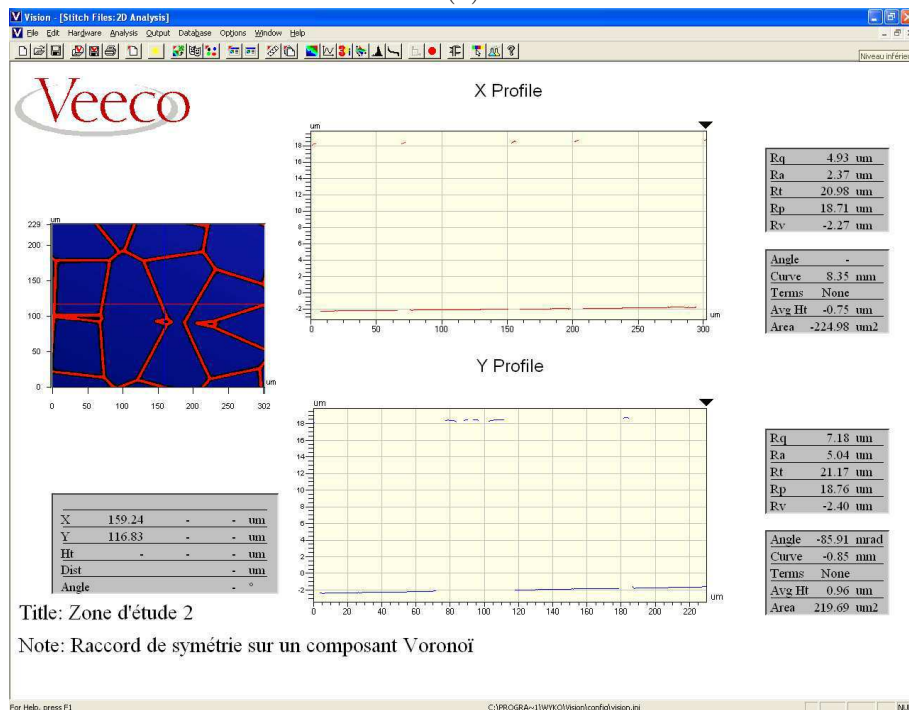


(d)

Fig. 2.13: Observations au microscope interférométrique du composant Voronoï. Le champ d'observation est de $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$. (a) et (c) Visualisation 2D respectivement de la zone 1 et de la zone 2. (b) et (d) Visualisation 3D respectivement de la zone 1 et de la zone 2.



(a)



(b)

Fig. 2.14: Observations au microscope interférométrique des profils selon un axe X et un axe Y du composant Voronoi pour respectivement la zone d'étude 1 (a) et la zone d'étude 2 (b).

D'après la Fig.2.13 et la Fig.2.14, nous constatons que les très petites cellules engendrées par la technique de périodisation que nous avons retenue (Fig.2.3), sont bien réalisées par

2.3 Conclusion

photolithographie. De plus, la hauteur des parois est uniforme sur les zones étudiées et donc très vraisemblablement sur l'ensemble du composant. Finalement, le fait de voir nettement à l'oeil des raccords de symétrie entre chaque réplique de côté $C = 16mm$ ne peut vraisemblablement pas provenir du procédé de périodisation car les raccords de symétrie avec le motif initial de côté $C_i = 8mm$ ne sont pas visibles à l'oeil nu. De plus si cet effet était dû à un décalage lors de la translation du motif final au cours de la photolithographie, nous l'aurions vu au microscope interférométrique, ce qui n'est pas le cas. L'hypothèse retenue est que dans cette zone linéaire il y a simplement une accumulation de cellules beaucoup plus petites que la moyenne.

2.2.4 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette section et relatifs à la caractérisation d'un prototype Voronoi valident les résultats des simulations présentés au chapitre 1. En particulier, l'allure de la figure de diffraction d'un composant Voronoi optimal tel que $a = a_{opt}$ est validée ainsi que l'ordre de grandeur du rapport entre l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 0 et l'intensité maximale diffractée dans le halo. Enfin, les mesures au microscope interférométrique valident la réalisation des parois des prototypes par la technique de photolithographie.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de valider les résultats obtenus au chapitre 1 relativement à la modélisation de l'effet des parois seules sur des composants Voronoi optimaux. En effet, la figure de diffraction de tels composants est bien constitué d'un halo de diffraction dont l'allure et le niveau sont identiques à la simulation. Nous avons également validé une procédure d'obtention de motifs utilisés pour générer un masque de photolithographie ensuite répliqué pour générer le prototype. Nous avons en particulier vérifié que les deux problèmes potentiels, à savoir l'obtention du motif de base en symétrisant un motif initial et la présence de petites cellules connexes de petites tailles au niveau des axes de symétrie, étaient négligeables. En effet, nous avons montré par la simulation que le motif de base était équivalent à un motif de Voronoi quelconque de même taille et nous avons montré par la mesure au microscope interférométrique que les petites cellules étaient bien réalisées par photolithographie. Dans le chapitre 3, nous allons revenir sur le problème du scintillement simplement évoqué à la section 2.2 et nous chercherons à le minimiser.

Etude et minimisation du scintillement

Nous avons constaté au chapitre 2, que lorsque les prototypes Voronoi sont éclairés en lumière blanche, ils scintillent. Cet effet de scintillement, qui est engendré par les parois du composant, se caractérise par une multitude de points très brillants sur le composant qui varient selon la direction d'observation, un peu comme lorsque l'on regarde de la neige au soleil. Cet effet avait déjà été constaté par Essilor sur leurs composants réguliers hexagonaux et carrés de première génération. Afin de le diminuer, l'idée a été de remplacer chaque paroi rectiligne du composant de première génération par une paroi à triple arcs de cercle, comme cela est illustré à la Fig.3.1. Cette solution a un double avantage : tout d'abord elle minimise l'effet du scintillement mais elle permet également de rendre l'orientation des parois plus aléatoire (tendant vers une loi uniforme sur $[0, \pi]$) ce qui revient à minimiser les pics de diffraction engendrés par la structure régulière initiale comme nous l'avons vu dans l'introduction générale. Par contre, l'un des défauts majeurs de ce type de solution est la présence de points de rebroussement qui seront problématiques pour le remplissage des structures.

Dans cette partie, nous souhaitons déterminer si le remplacement des parois rectilignes par des parois à arcs de cercle minimisera l'effet de scintillement des composants Voronoi. Dans la section 3.1, nous développons ainsi le calcul analytique de l'intensité diffractée par un arc de cercle, puis à la section 3.2, nous présentons la façon dont nous modélisons le phénomène de scintillement avant de comparer les résultats obtenus sur différents types de composants.

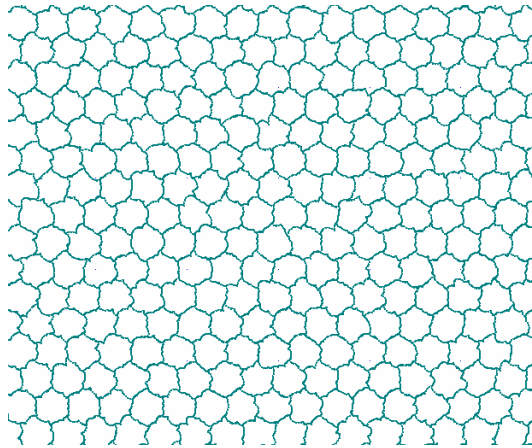


Fig. 3.1: Composant obtenu en remplaçant les parois rectilignes d'un composant régulier hexagonal par des parois à triple arcs de cercle.

3.1 Intensité diffractée par un arc de cercle

Dans cette section, nous calculons de manière analytique l'intensité diffractée par un arc de cercle de longueur donnée et de transmittance égale à 1.

3.1.1 Modèle théorique

Nous cherchons à calculer la transformée de Fourier de la fonction $F = f(\theta)\delta_C$ où C est un cercle de rayon r_0 et δ_C la distribution de mesure unité sur la courbe C , analogue à un pic de Dirac mais généralisé à une courbe. Nous la noterons \tilde{F} . Nous illustrons de plus notre propos par la Fig.3.2.

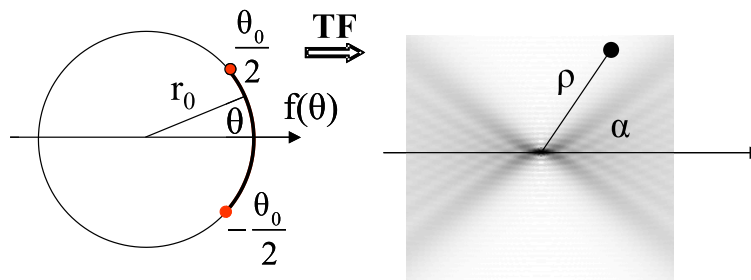


Fig. 3.2: Recherche de la transformée de Fourier d'un arc de cercle.

Ecrivons dans le cas général, $f(\theta)$ sous la forme d'une série de Fourier :

$$f(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{f}_n \exp(in\theta) \quad (3.1)$$

En coordonnées polaires (ρ, α) , la transformée de Fourier s'écrit de la façon suivante :

$$\tilde{F}(\rho, \alpha) = r_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{f}_n \int_0^{2\pi} \exp(in\theta) \exp(-2i\pi r_0 \rho \cos(\theta - \alpha)) d\theta \quad (3.2)$$

3.1 Intensité diffractée par un arc de cercle

En posant le changement de variable $\theta - \alpha = \theta' - \frac{\pi}{2}$ dans Eq.3.2, on obtient :

$$\tilde{F}(\rho, \alpha) = r_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{f}_n(-i)^n \exp(in\alpha) \int_0^{2\pi} \exp(in\theta') \exp(-2i\pi r_0 \rho \sin(\theta')) d\theta' \quad (3.3)$$

En utilisant le développement en fonctions de Bessel suivant :

$$\exp(ix \sin(\theta)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(x) \exp(in\theta) \quad (3.4)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{-n}(x) \exp(-in\theta) \quad (3.5)$$

nous obtenons, en utilisant l'égalité de l'équation 3.5 à l'équation 3.3 :

$$\begin{aligned} \tilde{F}(\rho, \alpha) &= r_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{f}_n(-i)^n \exp(in\alpha) J_{-n}(-2\pi r_0 \rho) \int_0^{2\pi} d\theta' \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2\pi r_0 \hat{f}_n(-i)^n \exp(in\alpha) J_{-n}(-2\pi r_0 \rho) \end{aligned} \quad (3.6)$$

En utilisant le fait que $J_n(-x) = (-1)^n J_n(x)$ et la définition de $J_{-n}(x)$, nous pouvons montrer que $J_n(-x) = J_{-n}(x)$. Nous obtenons ainsi le résultat suivant :

$$\tilde{F}(\rho, \alpha) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2\pi r_0 \hat{f}_n(-i)^n J_n(2\pi r_0 \rho) \exp(in\alpha) \quad (3.7)$$

Les coefficients de Fourier de $\tilde{F}(\rho, \alpha)$, pour ρ fixé, sont donc $2\pi r_0 \hat{f}_n(-i)^n J_n(2\pi r_0 \rho)$ et l'intensité diffractée est donnée par le module carré de $\tilde{F}(\rho, \alpha)$.

Par exemple, pour un arc de cercle d'angle θ_0 comme à la Fig.3.2, nous avons :

$$f(\theta) = \text{rect}\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right) \quad (3.8)$$

Soit :

$$\hat{f}_n = \frac{\theta_0}{2\pi} \text{sinc}\left(n \frac{\theta_0}{2\pi}\right) \quad \text{avec} \quad \text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x} \quad (3.9)$$

3.1.2 Simulations

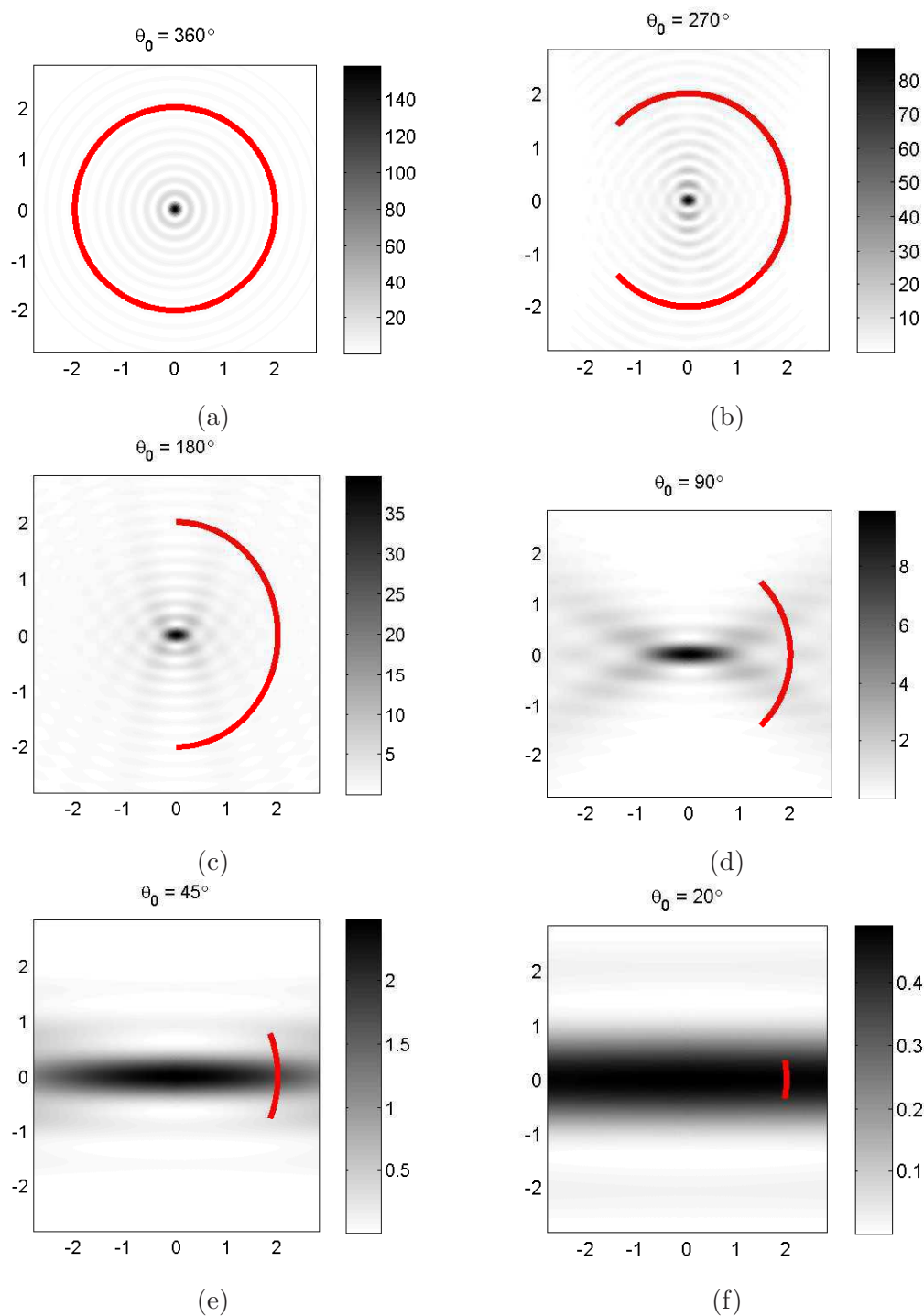


Fig. 3.3: Intensité diffractée par différents arcs de cercle pour 4096 composantes de Fourier.

Nous constatons à la Fig.3.3 que nous retrouvons une figure voisine de la tache d’Airy pour un cercle complet, soit $\theta_0 = 360^0$. De plus, nous remarquons que plus l’arc de cercle est court, c’est-à-dire moins il y a de parois, plus l’intensité diffractée est faible. Par la suite,

3.2 Influence de la forme des parois sur le phénomène de scintillement

nous ne calculerons pas analytiquement l'intensité diffractée par les parois des composants étudiés. Nous nous limiterons à une étude par le biais de simulations plus simples à mettre en oeuvre.

3.2 Influence de la forme des parois sur le phénomène de scintillement

3.2.1 Principe

Afin de déterminer l'impact du remplacement des parois rectilignes par des parois à arcs de cercle nous avons modélisé le phénomène de scintillement suivant le principe présenté aux Fig.3.4 et Fig.3.5. Nous faisons l'hypothèse que le composant est éclairé par une source de lumière spatialement et temporellement cohérente¹. Nous considérons de plus un composant optique Voronoi constitué de micro-cuves non remplies c'est-à-dire ne présentant que des parois. Les parois sont transparentes (transmittance égale à 1) et les micro-cuves sont absorbantes (transmittance égale à 0).

Nous nous intéressons à l'image de ce composant formée sur la rétine d'un observateur en fonction de son angle d'observation θ par rapport à la direction de la réflexion spéculaire, comme cela est illustré à la Fig.3.5. Il convient de noter que si l'oeil de l'observateur est sur l'axe de la réflexion spéculaire, ce dernier est ébloui. Nous n'étudierons donc pas ce cas particulier.

Afin de modéliser le filtrage fréquentiel réalisé par la pupille de l'observateur, nous calculons la transformée de Fourier de la transmittance du composant que nous filtrons au moyen d'une pupille de diamètre $d\theta = 1^\circ$ de transmittance égale à 1 que nous positionnons aléatoirement. Cette pupille représente la pupille de l'oeil de l'observateur (Fig.3.5). Ainsi, le fait de déplacer la pupille revient à changer la direction d'observation. La transformée de Fourier inverse nous permet alors de déterminer l'image du composant formée sur la rétine de l'observateur quand il regarde dans cette direction. Il est ainsi possible de déterminer les parois qui engendrent du scintillement dans une direction d'observation donnée. Ainsi, plus l'intensité diffractée sera importante, plus le scintillement sera important et donc gênant.

¹Cette hypothèse ne sera pas vérifiée dans la réalité puisque les verres de lunettes seront éclairés par le soleil, mais elle fournit néanmoins un ordre de grandeur utile.

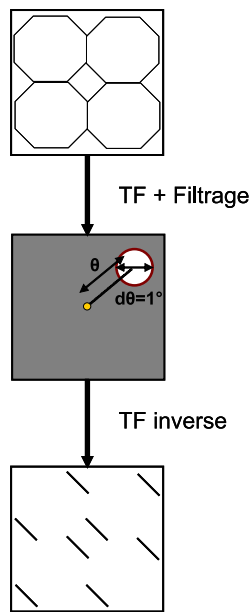


Fig. 3.4: Principe de modélisation du phénomène de scintillement pour un composant donné.

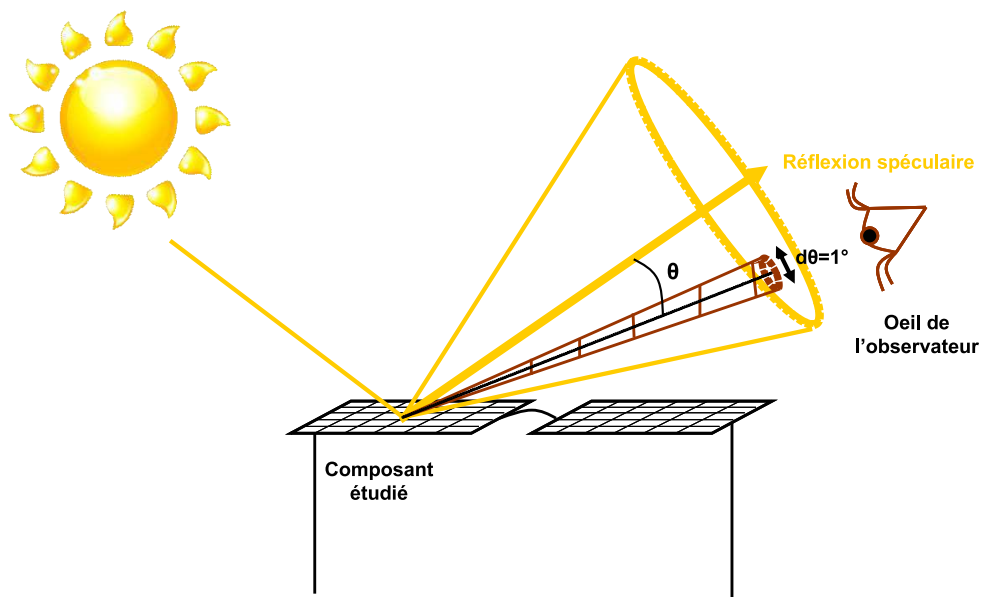


Fig. 3.5: Observation du scintillement engendré par les parois d'un composant par un observateur situé à un angle θ par rapport à la réflexion spéculaire.

Par la suite, nous allons regarder pour trois ou quatre positions de pupille identiques, le scintillement de quatre composants dont les parois sont d'abord rectilignes puis ensuite à simple arc de cercle. Nous regardons ainsi les cas simples d'une cellule carrée, d'une cellule polygonale, d'une grille régulière carrée et d'une grille Voronoi. Dans les deux derniers cas, nous étudierons en plus l'influence du choix du rayon de courbure sur le phénomène du scintillement.

3.2.2 Comparaison de composants à parois rectilignes et à simple arc de cercle

Dans cette section, nous allons tout d'abord présenter des résultats qualitatifs obtenus pour chacun des quatre composants étudiés et nous illustrerons nos conclusions par les images formées sur la rétine d'un observateur, représentées en échelle logarithmique pour une meilleure lisibilité. Dans un second temps, nous compléterons nos résultats par une étude quantitative afin d'évaluer l'éclairement intégré relatif des images obtenues. Nous supposons par la suite que les quatre composants que nous voulons étudier sont inclus dans une zone d'étude carrée de 8mm de côté. De plus, nous simulons des composants dont les parois de largeur $l = 5\mu m$ sont échantillonnées par un échantillon de calcul carré de côté $\Delta x = 5\mu m$.

3.2.2.1 Composant carré

Dans cette partie nous nous intéressons à un composant carré de côté $c = 3mm$. Nous comparons, à la Fig.3.6, le scintillement du composant à parois rectilignes à celui à parois à un arc de cercle dont les rayons de courbure sont tirés de façon aléatoire entre une valeur maximale $R_{max} = 8mm$ et une valeur minimale R_{min} correspondant à la moitié de la longueur du segment rectiligne initial, soit $R_{min} = 1.5mm$. Nous considérons trois positions de pupille différentes représentées à la Fig.3.6.a.

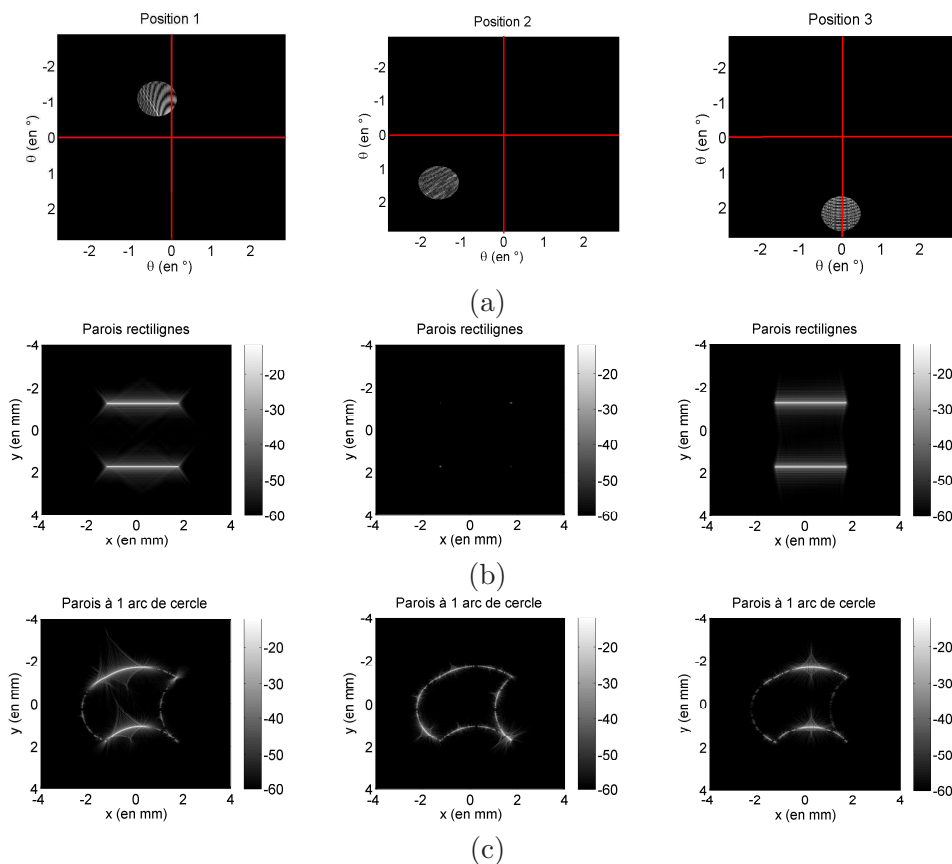


Fig. 3.6: Comparaison de l'intensité diffractée par un composant carré après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle.

Qualitativement, nous constatons à la Fig.3.6, que dans le cas de parois rectilignes, le scintillement est très important lorsque la pupille est placée à la perpendiculaire des parois du carré (positions 1 et 3), et très faible pour toute autre position (position 2). Pour des parois à simple arc de cercle, le scintillement est plus faible que pour des parois rectilignes sauf dans le cas où la pupille est située sur une diagonale (position 2). De plus, dans ce cas, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont moins marquées que dans le cas des parois rectilignes car l'orientation des parois est un peu plus variée. Nous constatons également que plus le rayon de courbure est faible, moins le scintillement est important. Enfin, nous remarquons que pour les parois à simple arc de cercle le scintillement passe par un maximum aigu lorsque la tangente à l'arc est perpendiculaire à la direction qui rejoint le centre de la pupille à la direction spéculaire.

Il apparaît donc que pour un composant carré, les arcs de cercle sont plus adaptés que les parois rectilignes en vue de réduire les effets du scintillement.

3.2.2.2 Composant polygonal

Nous nous intéressons maintenant à la Fig.3.7, au scintillement engendré par un composant polygonal dont les parois sont initialement rectilignes puis à un arc de cercle dont les rayons de courbure sont tirés de façon aléatoire entre une valeur maximale $R_{max} = 8mm$ et une valeur minimale R_{min} correspondant à la moitié de la longueur du segment rectiligne initial. Les positions de pupilles choisies sont les mêmes que précédemment.

3.2 Influence de la forme des parois sur le phénomène de scintillement

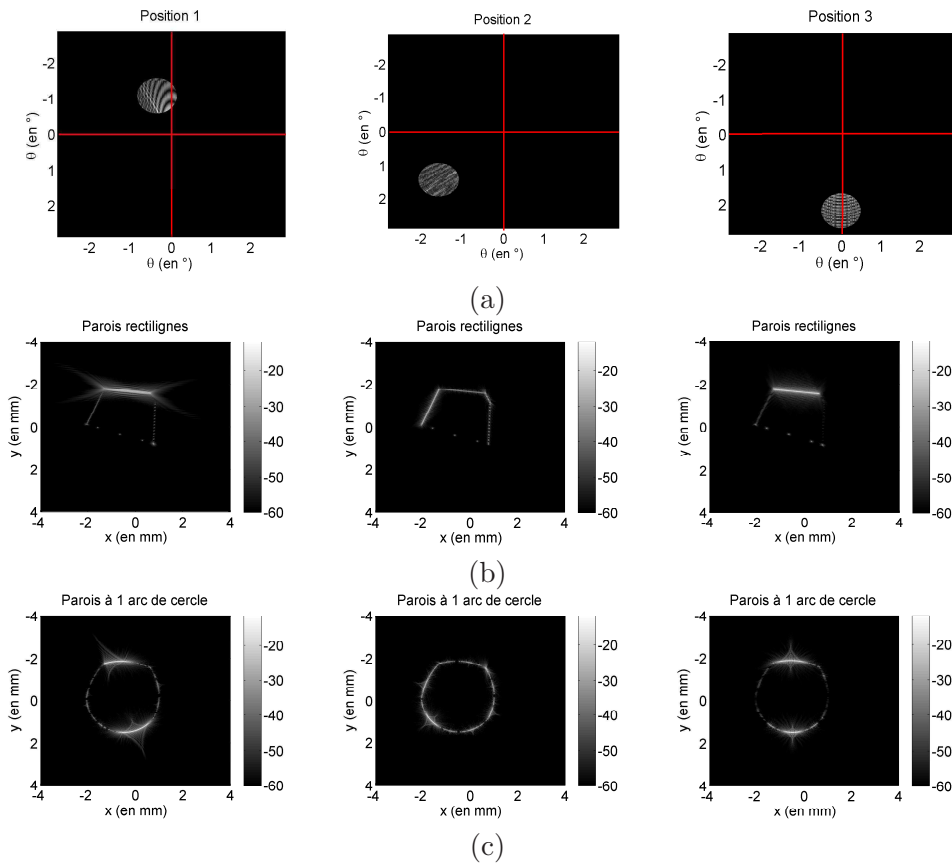


Fig. 3.7: Comparaison de l'intensité diffractée par une cellule de Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle.

Qualitativement, nous constatons à la Fig.3.7, que pour des parois à simple arc de cercle, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont moins marquées que dans le cas des parois rectilignes. Cela s'explique par le fait que l'orientation des parois est plus variée. De plus, plus le rayon de courbure est faible, moins le scintillement est important. Nous déduisons de la Fig.3.7, que les arcs de cercle sont plus adaptés que les parois rectilignes en vue de réduire les effets du scintillement pour un composant polygonal.

3.2.2.3 Grille carrée

Nous nous intéressons maintenant non plus à un simple composant carré mais à une grille régulière carrée de côté 2mm. Nous comparons à nouveau, à la Fig.3.8, le cas d'une grille à parois rectilignes à une grille à parois à simple arc de cercle dont les rayons de courbure sont tirés aléatoirement entre $R_{max} = 8mm$ et $R_{min} = 1mm$. Comme nous souhaitons regarder en plus l'influence du rayon de courbure sur le scintillement nous comparons les deux premières grilles à celle dont les parois sont à simple arc de cercle mais telle que tous les rayons de courbure soient égaux à R_{min} . Dans ce dernier cas, nous n'interdisons pas aux arcs de cercle de s'entrecroiser.

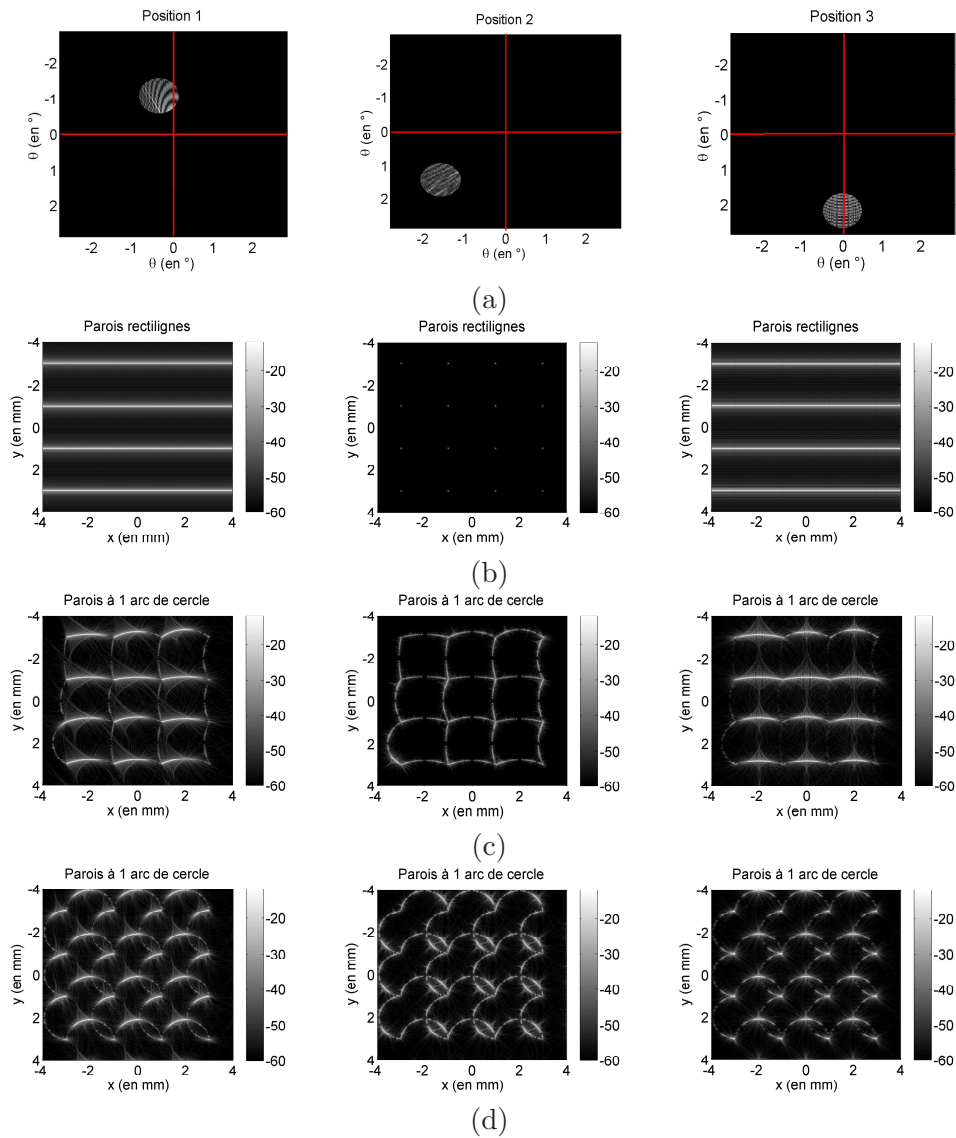


Fig. 3.8: Comparaison de l'intensité diffractée par une grille carrée après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$ (d) Parois à un arc de cercle telles que tous les rayons de courbure valent R_{min} .

A la Fig.3.8, nous constatons que toutes les remarques qualitatives faites pour le composant carré sont valides pour la grille carrée. Cela revient donc à dire que les arcs de cercle à faible rayon de courbure sont plus adaptés que les parois rectilignes et que les parois à arcs de cercle à rayon de courbure aléatoire en vue de réduire les effets de scintillement engendrés par les parois d'une grille régulière carrée.

3.2.2.4 Grille Voronoi

Le dernier composant étudié est une grille polygonale représentant un diagramme de Voronoi quelconque. Nous étudierons en fait deux diagrammes de Voronoi chacun étant issu d'une grille régulière carrée de 2mm de côté. Nous comparons, à la Fig.3.9 et à la Fig.3.10,

3.2 Influence de la forme des parois sur le phénomène de scintillement

le cas d'une grille à parois rectilignes, à une grille à parois à simple arc de cercle dont les rayons de courbure sont tirés aléatoirement entre $R_{max} = 8mm$ et R_{min} qui correspond à la moitié de la longueur du segment rectiligne initial, et à une grille à parois à simple arc de cercle telle que tous les rayons de courbures valent R_{min} . Dans ce dernier cas, nous n'interdisons pas aux arcs de cercle de s'entrecroiser.

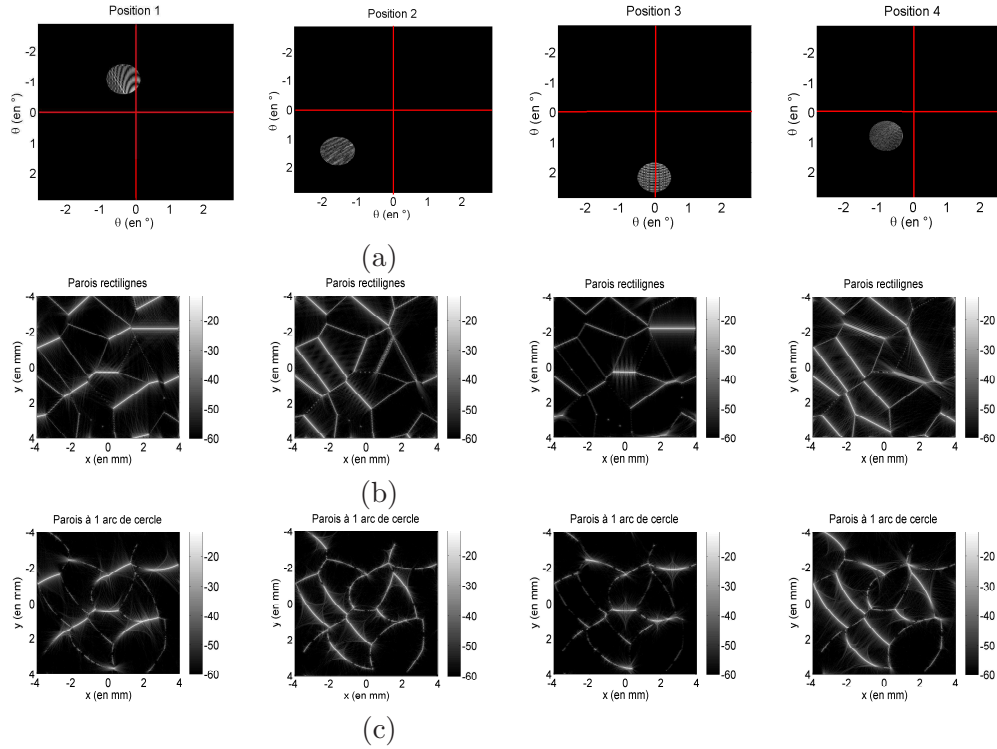


Fig. 3.9: Comparaison de l'intensité diffractée par une première grille Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$.

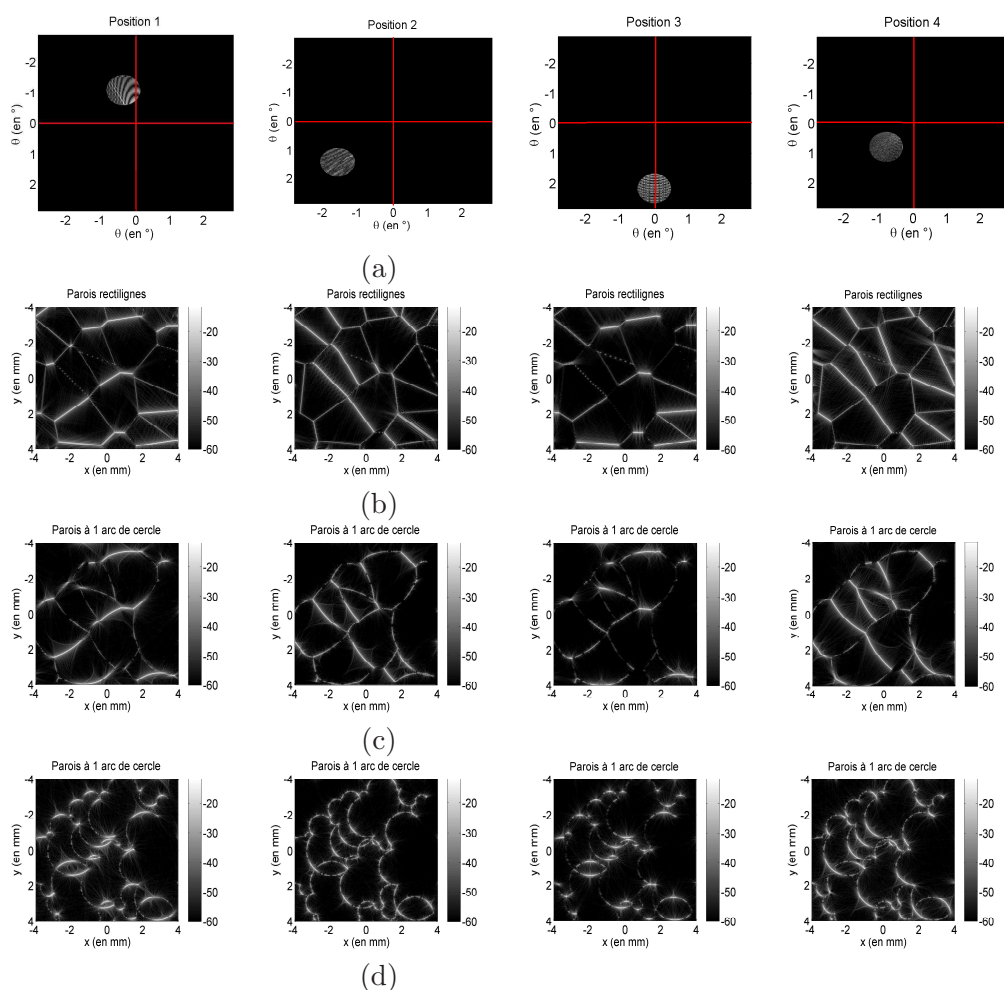


Fig. 3.10: Comparaison de l'intensité diffractée par une seconde grille Voronoi après filtrage par une pupille circulaire de 1° de diamètre. L'échelle est logarithmique. (a) Positions de la pupille (b) Parois rectilignes (c) Parois à un arc de cercle telles que $R_{min} \leq R \leq R_{max}$ (d) Parois à un arc de cercle dont tous les rayons de courbure valent R_{min} .

Qualitativement, nous constatons à la Fig.3.9 et à la Fig.3.10, que le scintillement engendré par des parois rectilignes est équivalent à celui de parois dont le rayon de courbure est aléatoire ainsi qu'à des parois très courbées. De plus, pour des parois à simple arc de cercle, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont équivalentes à celles des parois rectilignes. Cela vient du fait que les arcs de cercle et les parois rectilignes ont le même histogramme d'orientation. Cela est illustré par la première et dernière colonne des simulations puisque les pupilles sont situées à la même distance du centre de la figure de diffraction. Nous constatons également que plus le rayon de courbure est faible, moins le scintillement est important. Nous en déduisons donc que pour un composant Voronoi, les arcs de cercle et les parois rectilignes sont équivalents en terme de scintillement produit.

3.2.2.5 Etude quantitative

Compte tenu des résultats qualitatifs présentés précédemment, nous avons voulu compléter notre étude en évaluant l'éclairement intégré relatif des images obtenues. Nous nous

3.3 Conclusion

sommes donc intéressés à leur éclairage. Pour cela nous avons déterminé la quantité d'intensité intégrée par le composant donnée par le rapport $\frac{I_{trans}}{I_{inc}}$. Nous notons I_{trans} et I_{inc} , respectivement l'intensité transmise et l'intensité incidente sur le composant. Pour chaque position de la pupille, nous donnons l'intensité transmise en pourcentage d'intensité d'incidente par cm de parois au tableau 3.1.

	Position 1	Position 2	Position 3	Position 4
Composant carré				
Parois rectilignes	0.0047	0.000002	0.0068	-
Parois à 1 arc de cercle	0.0031	0.0011	0.0016	-
Composant polygonal				
Parois rectilignes	0.001	0.00032	0.0021	-
Parois à 1 arc de cercle	0.0024	0.00084	0.0017	-
Grille carrée				
Parois rectilignes	0.0047	0.000002	0.0068	-
Parois à 1 arc de cercle	0.0035	0.00046	0.0035	-
Parois à 1 arc de cercle très courbe	0.0026	0.0013	0.0012	-
Grille de Voronoï 1				
Parois rectilignes	0.0026	0.0018	0.0011	0.003
Parois à 1 arc de cercle	0.0025	0.0018	0.0011	0.003
Grille de Voronoï 2				
Parois rectilignes	0.0028	0.0017	0.002	0.0032
Parois à 1 arc de cercle	0.0027	0.0018	0.0014	0.0031
Parois à 1 arc de cercle très courbe	0.0027	0.0012	0.0015	0.0025

Tab. 3.1: Intensité intégrée en % par cm de parois

D'après le tableau 3.1, nous déduisons que **pour un composant carré unique, polygonal unique et une grille carrée, les arcs de cercle sont plus adaptés que les parois rectilignes pour réduire les effets du scintillement**. En particulier, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont moins importantes avec les arcs de cercle. De plus, plus les arcs de cercle ont un faible rayon de courbure, moins le scintillement est visible.

Nous en déduisons également que **pour une grille Voronoï, les parois à arcs de cercle et rectilignes sont équivalentes pour réduire les effets du scintillement**. En particulier, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont équivalentes dans les trois configurations étudiées. D'après les résultats obtenus aux positions 1 et 4, où la pupille est à égale distance du centre de la figure de diffraction, nous en déduisons que cela vient du fait que les arcs de cercle et les parois rectilignes ont le même histogramme d'orientation des parois qui est celui d'une loi uniforme sur l'intervalle $[0, \pi]$.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'effet du scintillement engendré par les parois des prototypes réalisés au chapitre 2. Cet effet avait déjà été constaté dans les composants réguliers carrés et hexagonaux de première génération déjà développés par Essilor. Une solution efficace mise en oeuvre a été de remplacer les parois rectilignes par des parois à triple arcs de cercle.

Nous avons dans un premier temps justifié la solution utilisée par Essilor, puisque nous montrons que pour des composants très périodiques, à cellules carrées ou hexagonales par exemple, l'ajout des arcs de cercles est très intéressant pour réduire l'effet du scintillement. Dans un second temps, nous montrons que pour un composant Voronoi, parois rectilignes, parois à simple arc de cercle et parois très courbées sont équivalentes en termes de réduction du scintillement. De plus, dans ces trois cas, les fluctuations du scintillement en fonction de la position de la pupille sont équivalentes. Pour des composants Voronoi, nous ne recommandons donc pas de remplacer les parois rectilignes par des arcs de cercle afin de minimiser le scintillement. Cela permet en effet de ne pas augmenter la surface de parois et cela présente un avantage en termes de remplissage des structures car les parois rectilignes ne présentent pas de points de rebroussement qui sont gênants lors du dépôt des gouttes de liquide.

Comme les parois rectilignes des structures Voronoi engendrent un scintillement équivalent à celui de parois à arcs de cercle qui est considéré comme acceptable par Essilor, nous n'avons pas cherché à minimiser encore cet effet. Nous pourrions en effet pousser plus loin cette étude en envisageant de remplacer les parois rectilignes par un autre type de fonction sans point de rebroussement et variant suffisamment vite pour minimiser le scintillement tout en minimisant également la surface totale de parois.

Enfin, cette première étude qui a permis de comparer les niveaux de lumière parasite scintillante apportés par différentes formes de parois, est aujourd'hui complétée par les travaux actuels de Marius Peloux et de Jean-Paul Hugonin au sein de l'Institut d'Optique, leur objectif étant d'évaluer le scintillement en fonction de la hauteur de parois et du saut d'indice par un calcul électromagnétique rigoureux.

Deuxième partie

Réduction de l'effet de la
pixellisation

Etude de l'effet de la pixellisation seule

L'un des points forts de la pixellisation est de pouvoir fabriquer des composants actifs dont la fonction de phase peut changer au cours du temps. Seules quelques publications récentes traitent de la correction active du défocus et de l'astigmatisme dans le cadre d'applications ophtalmiques [26–28]. Ces composants ne sont néanmoins pas pixellisés et un composant ne peut corriger que du défocus ou que de l'astigmatisme ce qui limite ses applications. Or, l'un des objectifs de cette thèse est de proposer un composant sur lequel on puisse encoder n'importe quelle fonction de phase au cours du temps. Pour cela, nous nous intéressons en particulier aux modulateurs spatiaux de lumière (SLM) qui sont des composants qui réalisent notamment de la modulation de phase [29, 30]. Ils sont principalement utilisés pour réaliser des fonctions optiques soit en imagerie (vidéoprojecteurs par exemple) soit en correction de front d'onde [31, 32]. Ils sont généralement constitués de petites cellules, appelées pixels, réparties régulièrement et dont la forme est le plus souvent soit carrée soit rectangulaire. A cause de la répartition régulière de ces cellules, les images formées sont souvent affectées par des artéfacts prenant la forme de pics de diffraction distribués périodiquement. Par exemple, il a été montré que des lentilles pixellisées affichées sur un SLM pouvaient produire un grand nombre d'images répliquées de même intensité [29, 33–35]. La forme et l'intensité des ordres de diffraction produits par ces composants, responsables d'effets d'imagerie multiple, ont déjà été analysées dans quelques publications [33–36].

Notre objectif dans ce chapitre est de réduire ces pics de diffraction en introduisant du désordre dans la structure régulière carrée ou rectangulaire du modulateur. Nous allons étudier et comparer deux techniques de pixellisation différentes permettant de mettre en oeuvre cette idée : une méthode au moyen d'isophases et une méthode au moyen de diagrammes de Voronoi. La technique de Voronoi a déjà été présentée au chapitre 1 où elle a montré sa capacité à réduire les pics de diffraction lorsque seules les parois des pixels étaient prises en compte.

Le chapitre s'organise de la façon suivante. A la section 4.1, nous décrivons les deux techniques de pixellisation et nous illustrons leurs performances respectives en considérant la réalisation de lentilles pixellisées de focales différentes. Puis, à la section 4.2 nous comparons leurs capacités à corriger différentes aberrations optiques avant de conclure à la section 4.3.

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Afin de réduire les pics de diffraction, notre idée est d'introduire du désordre dans la structure régulière d'un SLM. Dans cette section, nous examinons deux techniques différentes et nous comparons leurs performances respectives en considérant la réalisation d'une lentille pixellisée de focale f .

4.1.1 Techniques de pixellisation

Notons $\varphi_{ideal}(x, y)$ la phase idéale continue. La figure de diffraction est dans ce cas constituée uniquement d'un ordre 0. Nous appellerons pixellisation par la suite, le fait d'approcher la fonction $\varphi_{ideal}(x, y)$ par une fonction continue par morceaux, de telle sorte que la phase φ_p dans chaque cellule du SLM soit constante et minimise la quantité de lumière diffractée. Au cours de cette étude, nous supposerons que la différence entre $\varphi_{ideal}(x, y)$ et φ_p reste assez faible, de telle sorte que l'effet de l'échantillonnage puisse être analysé au moyen de leur différence de phase. La valeur de φ_p qui minimise les pertes par diffraction est telle que l'écart quadratique σ_{Φ}^2 avec $\varphi_{ideal}(x, y)$ soit minimum (critère de Maréchal [37]).

$$\sigma_{\Phi}^2 = \int \int_D (\varphi_{ideal}(x, y) - \varphi_p)^2 dx dy \quad (4.1)$$

D étant le support du pixel. On cherche la phase φ_p qui minimise σ_{Φ}^2 , c'est-à-dire :

$$\frac{\partial}{\partial \varphi_p} \int \int_D (\varphi_{ideal}(x, y) - \varphi_p)^2 dx dy = 0 \quad (4.2)$$

Appelons s l'aire de la cellule, nous obtenons alors :

$$\varphi_p = \frac{1}{s} \int \int_D \varphi_{ideal}(x, y) dx dy \quad (4.3)$$

Nous associerons ainsi à chaque cellule la moyenne de la phase idéale sur sa surface.

Considérons par la suite la réalisation d'une lentille pixellisée de focale f , qui correspond, dans l'approximation de Fresnel, à la fonction de phase idéale continue suivante :

$$\varphi_d(x, y) = \frac{\pi}{\lambda f} (x^2 + y^2) \quad (4.4)$$

Au cours de cette étude nous nous intéresserons plus particulièrement aux cas où $f = 2m$, $f = 1m$ et $f = 0.8m$. Considérons par exemple le cas d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ réalisée sur un SLM à pixels carrés. A la Fig.4.1, la taille des pixels carrés vaut $d = 100\mu m$. Nous supposons qu'elle est éclairée par une onde plane monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$ en incidence normale et nous regardons la répartition de la lumière dans le plan focal. La pupille du modulateur est un disque de diamètre 4mm. Notons (ξ, η) les coordonnées d'un point dans le plan focal, nous appelons alors éclairement normalisé $E(\xi, \eta)$ le rapport suivant :

$$E(\xi, \eta) = \frac{I(\xi, \eta)}{I_{airy}} \quad (4.5)$$

où $I(\xi, \eta)$ est l'intensité diffractée par la lentille pixellisée et I_{airy} est l'intensité du lobe central de la tache d'Airy générée par l'ouverture circulaire seule dans le même plan focal. Le rapport de Strehl S [19] est alors défini de la façon suivante :

$$S = \max(E(\xi, \eta)) \quad (4.6)$$

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Nous avons représenté à la Fig.4.2.a, la répartition en deux dimensions de l'éclairement normalisé obtenu dans le plan focal pour le SLM de la Fig.4.1.b, ainsi qu'une coupe horizontale à la Fig.4.2.b. Afin de prendre en compte le moyennage spatial du capteur, qu'il s'agisse d'un oeil ou d'une caméra CCD par exemple, nous avons considéré une résolution spatiale d'une minute d'arc et nous avons moyenné spatialement l'éclairement normalisé au moyen d'une convolution par une fonction porte de largeur une minute d'arc. Ainsi, les pics de diffraction n'ont plus l'aspect de la dérivée de la fonction de Bessel $\frac{J_1(X)}{X}$, comme cela est décrit en [36]. Les Fig.4.2.a et Fig.4.2.b illustrent le fait bien connu que la répartition d'intensité dans le plan focal d'un modulateur dont les pixels sont carrés consiste en un ordre 0, pour un angle de diffraction $\theta_{diff} = 0^\circ$ (indiqué par un cercle plein à la Fig.4.2.b) et en des ordres de diffraction ou pics répartis régulièrement selon une période angulaire égale à λ/d . Par exemple, le pic du premier ordre est entouré d'un cercle pointillé à la Fig.4.2.b. Lorsque la focale de la lentille pixellisée diminue, les pics de diffraction créent des répliques de motifs de lentilles engendrant des effets d'imagerie multiple [29,33–35]. Nous considérons dans ce chapitre que la focale et l'échantillonnage sont tels que ces effets d'imagerie multiple ne se produisent pas.

Par la suite, nous allons étudier deux techniques permettant de réduire ces pics, l'une au moyen d'isophases et l'autre au moyen de diagrammes de Voronoi.

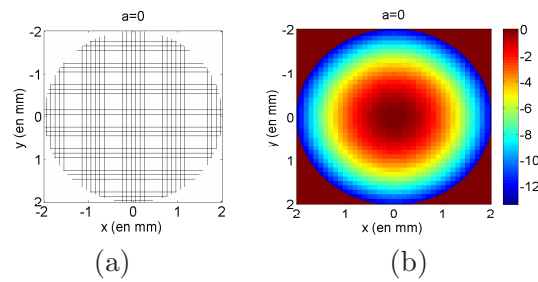


Fig. 4.1: SLM classique : grille régulière carrée de période $d = 100 \mu m$. (a) Parois seules. (b) Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. La pupille est circulaire de diamètre 4mm.

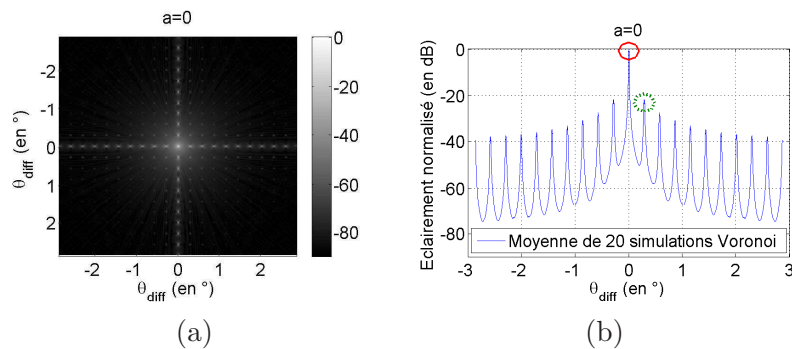


Fig. 4.2: Eclairement normalisé diffracté par le SLM classique de la Fig.4.1.b (a) et sa coupe horizontale associée (b). Pupille circulaire de diamètre 4mm.

4.1.2 Pixellisation par isophases

La première technique que nous avons choisi d'étudier est celle de la pixellisation adaptée par isophases par opposition à la pixellisation régulière par isophases. La distinction entre ces deux dernières va être introduite dès à présent. Nous présenterons également le principe de la pixellisation adaptée par isophases avant d'illustrer son intérêt au moyen d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$.

Le principe des pixellisations adaptée et régulière est présenté à la Fig.4.3. Dans les deux cas, la fonction de phase est une fonction $z = \varphi_{ideal}(x, y)$ que nous coupons par des plans horizontaux $z = 2k\pi\gamma$, avec k un entier et γ un nombre réel. Les projections sur le SLM des intersections entre chaque plan et la fonction de phase définissent la forme des isophases et donc des pixels également appelés cellules.

Dans le cas régulier, à la Fig.4.3.b, la valeur de γ varie de sorte que la distance entre deux isophases successives soit toujours la même. Les anneaux sont ainsi régulièrement espacés selon une période T et la figure de diffraction dans le plan focal de la lentille est constitué d'anneaux de diffraction répartis régulièrement selon une période angulaire égale à $\frac{\lambda}{T}$, comme cela est illustré à la Fig.4.4.

Dans le cas adapté, la valeur prise par γ est toujours la même, ce qui revient à couper la fonction $z = \varphi_{ideal}(x, y)$ par des plans horizontaux régulièrement espacés. Cela implique que la distance entre deux isophases successives est variable, comme cela est illustré à la Fig.4.3.a. Evidemment, dans ce cas il n'y a plus de périodicité et les anneaux de diffraction n'existent donc pas (Fig.4.4).

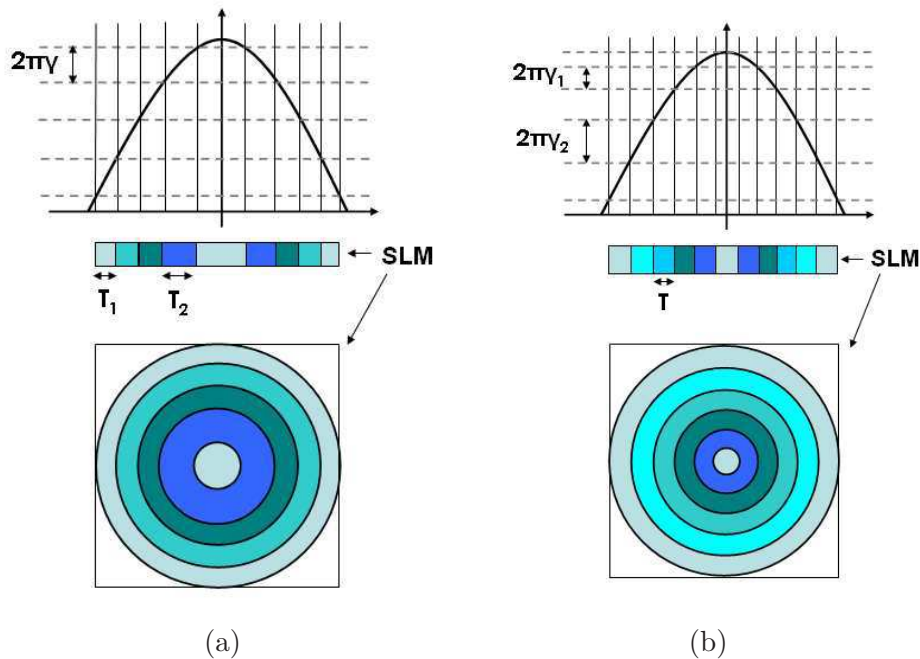


Fig. 4.3: Principes de la pixellisation adaptée (a) et régulière (b) par isophases.

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

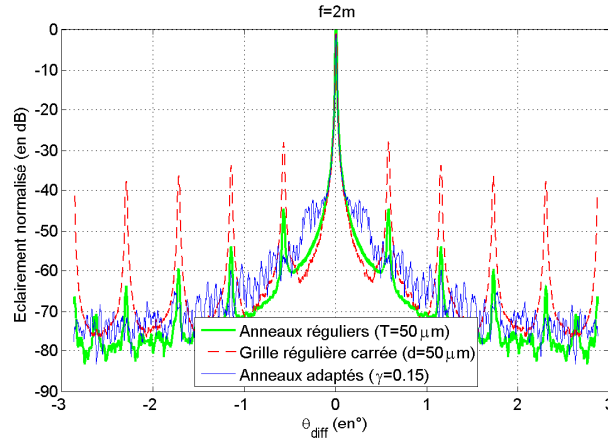


Fig. 4.4: Coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une lentille de focale $f = 2m$ pixellisée par une grille régulière carrée de côté $d = 50\mu m$, par des isophases régulières espacés tous les $T = 50\mu m$ et par des isophases adaptées telles que $\gamma = 0.15$.

Comme l'objectif de cette thèse est de minimiser les pics de diffraction, nous n'étudierons donc pas la pixellisation régulière par isophases. Nous nous limiterons au cas de la pixellisation adaptée par isophases que nous appellerons simplement par la suite pixellisation par isophases.

Le problème principal de cette dernière technique de pixellisation réside dans le choix de γ . Evidemment, la pixellisation est meilleure si la valeur de γ est petite puisqu'elle permet une meilleure approximation de $\varphi_{ideal}(x, y)$. Cependant, γ ne peut pas être aussi petit que l'on veut pour des raisons technologiques : les plus petits anneaux doivent être réalisables. Comme compromis, nous imposons alors une distance minimale d_{min} entre deux isophases successives de telle sorte que les petits anneaux ne soient pas trop fins. Ainsi, pour une valeur de γ donnée, si la distance entre deux isophases est inférieure à d_{min} nous la prendrons égale à d_{min} .

Quand γ est très petit, comme à la Fig.4.5.a où $\gamma = 0.05$, la taille de la plupart des cellules est minimale, égale à d_{min} . Cette situation, équivalente à une pixellisation régulière, produit donc des anneaux de diffraction. Lorsque la valeur de γ est grande, comme à la Fig.4.5.c où $\gamma = 0.15$, la distance entre les isophases est plus importante et des effets dus au sous échantillonnage peuvent se produire. Il existe donc une valeur optimale de γ qui réduit l'éclairement normalisé diffracté à $\theta_{diff} = \frac{\lambda}{d}$, c'est-à-dire l'ordre 1. Cette valeur correspond à un profil de phase où les distances entre les isophases sont différentes les unes des autres, avec peu de cellules distantes de d_{min} . Pour nos simulations, nous considérons par la suite une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ telle que $d_{min} = 50\mu m$ et $\gamma = 0.1$. L'allure de ce SLM est donné à la Fig.4.6.

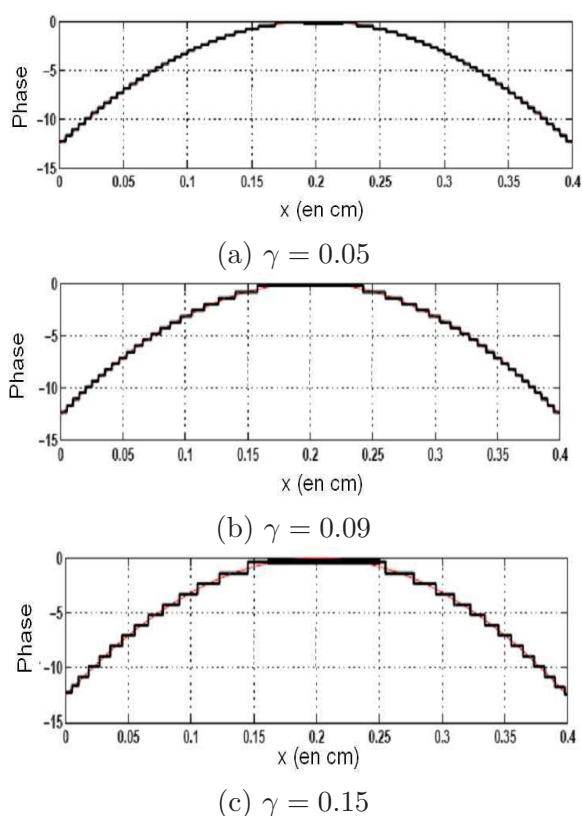


Fig. 4.5: Profils de phase correspondant à une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ obtenus pour différentes valeurs de γ .

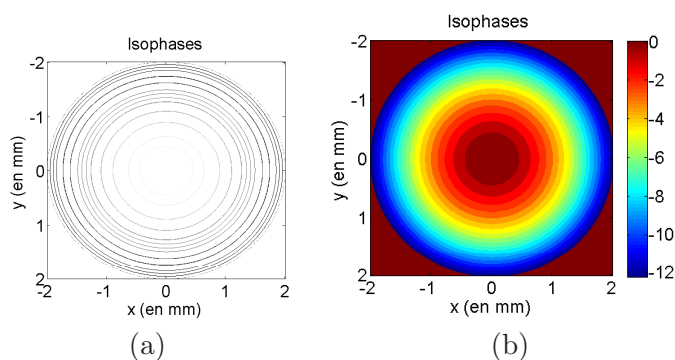


Fig. 4.6: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ sur un SLM pixellisé par isophases ($\gamma = 0.1$). (a) Isophases uniquement (b) Phase dans le modulateur. La pupille est circulaire de diamètre 4mm.

Comparons maintenant le cas de la pixelisation par isophases avec celle par une grille régulière carrée de période $d = 100\mu\text{m}$ pour notre lentille pixellisée de focale $f = 2m$. A la Fig.4.7, nous avons représenté une coupe horizontale de l'éclairement normalisé pour chacune de ces techniques de pixellisation. Nous remarquons que la répartition angulaire de l'éclairement normalisé est plus uniforme dans le cas des isophases que dans le cas de la grille régulière. A la place des pics de diffraction, nous avons un halo variant doucement. De plus, en dehors de l'ordre 0, le maximum d'intensité diffractée est toujours inférieur à

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

-50dB pour les isophases. Ce halo résiduel est moins gênant que les pics de diffraction pour un observateur humain ou pour un algorithme de traitement automatique des images.

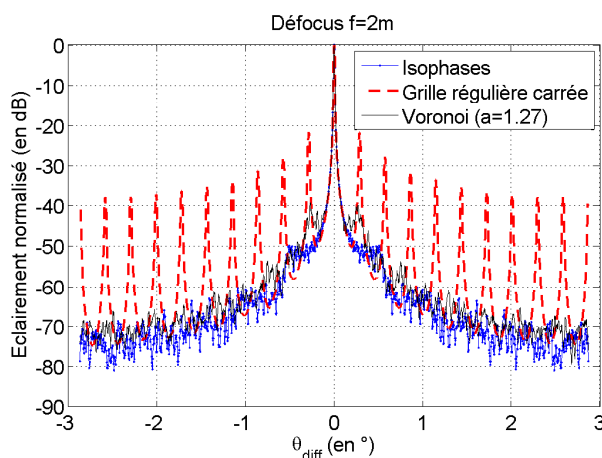


Fig. 4.7: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Comparaison des coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$) et les isophases.

	S	G
Grille carrée	0,94	-
Isophases	0,97	28
Voronoi ($d = 100\mu m$)	0,92	18

Tab. 4.1: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Rapports de Strehl S et différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi mesuré à l'endroit du premier pic qui par essence n'existe plus.

Nous pouvons voir au tableau 4.1 que le rapport de Strehl (voir l'équation 4.6) obtenu avec les isophases est meilleur que celui obtenu avec la grille régulière. Au tableau 4.1, nous avons également représenté G , la différence en dB entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases mesuré à l'endroit du premier pic qui par essence n'existe plus. Nous remarquons que ce dernier est de 28dB inférieur au premier. La pixellisation par isophases est donc intéressante, mais cette pixellisation est spécifique à une fonction de phase donnée. Ainsi, dans la section suivante, nous proposons d'utiliser une autre technique dont l'avantage est de conduire à un motif qui est indépendant de la fonction de phase encodée sur le SLM.

4.1.3 Pixellisation au moyen de diagrammes de Voronoi

Nous ne reviendrons pas sur la définition d'un diagramme de Voronoi déjà donnée à la section 1.1. Nous rappellerons simplement que pour générer des diagrammes de Voronoi nous procédons de la même façon qu'au chapitre 1. Nous partons d'une grille régulière carrée de période d et nous la déformons en déplaçant aléatoirement les centres des cellules selon

une loi statistique donnée. A la Fig.4.8, nous avons représenté les différents diagrammes de Voronoi déjà étudiés au chapitre 1 (voir Fig.1.2) et qui correspondent à différents niveaux de désordre. Ils ont été générés en déplaçant les centres des cellules de telle sorte que chaque déplacement selon la direction x ou y soit la réalisation d'une variable aléatoire uniforme sur l'intervalle $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$. Nous rappelons la définition du paramètre de déformation donnée par l'expression suivante :

$$a = \frac{\alpha}{d} \quad (4.7)$$

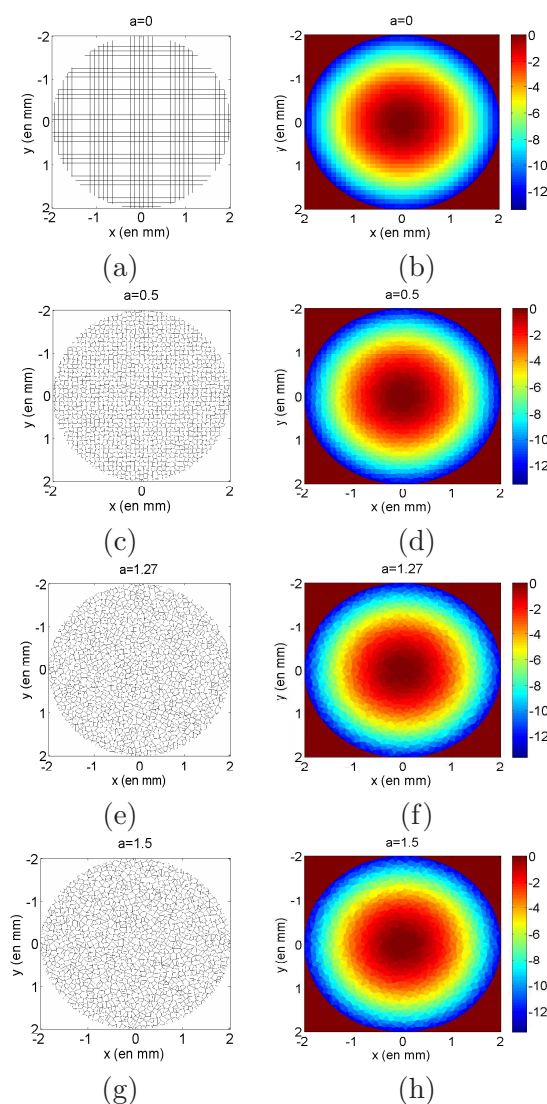


Fig. 4.8: Augmentation de la déformation d'une grille régulière initiale de période $d = 100\mu m$. (a), (c), (e) et (g) : Diagrammes de Voronoi associés constitués de parois uniquement. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur un carré de côté α tel que $a = 0$, $a = 0.5$, $a = 1.27$ et $a = 1.5$. (b), (d), (f) et (h) : Diagrammes de Voronoi associés réalisant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. La pupille est circulaire de diamètre $4m$.

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

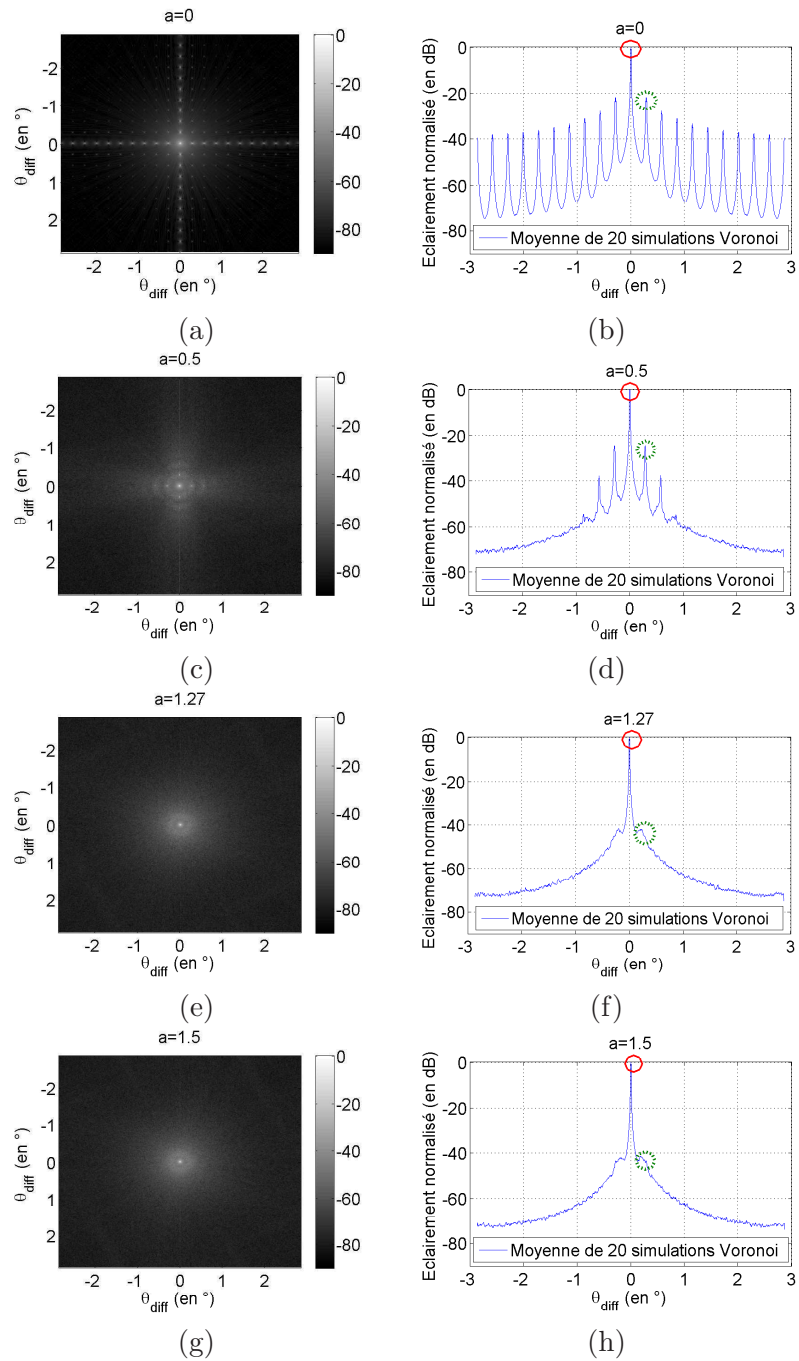


Fig. 4.9: Eclaircissements normalisés diffractés par les composants Voronoi de la Fig.4.8 réalisant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ et leurs coupes horizontales associées. (a) - (b) Grille régulière $d = 100\mu m$, $a = 0$ (c) - (d) $a = 0.5$ (e) - (f) $a = 1.27$ (g) - (h) $a = 1.5$. Pupille circulaire de diamètre 4mm.

Les grilles de la Fig.4.8 correspondent à différentes valeurs du paramètre a pour $d = 100\mu m$. Nous avons également représenté sur cette figure le profil de phase correspondant lorsque le SLM réalise une lentille de phase $\varphi_d(x, y)$ (voir l'équation 4.4) de focale $f = 2m$.

Nous avons représenté à la Fig.4.9 la distribution angulaire en deux dimensions de l'éclaircissement normalisé dans le plan focal de chaque modulateur représenté à la Fig.4.8

réalisant la lentille pixellisée, de même qu'une coupe horizontale. A la Fig.4.8.a, la grille est carrée de côté $d = 100\mu m$. La grille représentée à la Fig.4.8.c correspond à une petite déformation de la grille régulière avec un paramètre $a = 0.5$. Nous constatons aux Fig.4.9.c et 4.9.d que les amplitudes des ordres supérieurs sont réduites, plus particulièrement ceux situés à des angles de diffraction plus grands que 1° . On constate également que de la lumière diffusée apparaît entre les pics. Nous appellerons par la suite cette contribution le "halo".

La grille représentée à la Fig.4.8.e correspond à une déformation plus importante ($a = 1.27$). Si nous regardons la distribution d'intensité aux Fig.4.9.e et 4.9.f, nous constatons que tous les ordres supérieurs ont disparu et que le niveau du halo a légèrement augmenté. Si nous augmentons à nouveau a , comme à la Fig.4.8.g, ($a = 1.5$), nous constatons aux Fig.4.9.g et 4.9.h que la figure de diffraction reste quasiment identique.

Nous avons également représenté à la Fig.4.10 l'évolution des éclaircissements relatifs à l'ordre 0 et l'ordre 1 en fonction du paramètre de déformation a . Nous remarquons que la courbe de l'ordre 1 décroît avec a puis se stabilise à une valeur constante. Cette évolution est similaire à celle que nous avons observée au chapitre 1, à la section 1.3 (voir Fig.1.10) où nous avons étudié la diffraction par les parois du SLM, sans fonction de phase encodée. La seule différence dans ce dernier cas vient du fait qu'après un premier minimum en $a = 1.27$, la courbe augmente à nouveau, c'est-à-dire que le pic de l'ordre 1 réapparaît, et atteint des minima locaux autour de $-60dB$ pour $a = l$ avec l entier et $l \geq 2$. Dans le cas présent de pixels encodant une loi de phase spécifique, au contraire des parois des pixels, nous n'avons pas les minima situés à $a = l$, comme cela est représenté à la Fig.4.10, mais une saturation du premier pic de diffraction à un niveau constant non nul. Ce niveau est dû au halo et il augmente lorsque le nombre de dioptries à corriger augmente.

A cause de ce niveau constant, la position du premier minimum de l'ordre 1 est difficile à déterminer. Afin de l'estimer, nous avons fait une approximation polynomiale de degré 9 pour les 40 premières valeurs de la courbe de l'ordre 1, représentée par la courbe en pointillés à la Fig.4.10. Nous obtenons ainsi la valeur $a = 1.26$ pour une valeur de l'ordre 1 autour de $-60dB$. Nous en concluons que l'évolution de l'ordre 1 est identique pour $a \in [0, 1.27]$ dans le cas où seules les parois sont prises en compte et dans le cas où la structure implémente une fonction de phase. Une conséquence pratique de cette propriété c'est qu'il n'est pas nécessaire de déformer la grille régulière au-delà de $a = 1.27$: l'amplitude de l'éclaircissement normalisé du premier pic de diffraction ne diminuera pas plus.

Ainsi, nous définissons par grille de Voronoi optimale celle obtenue pour $a = a_{opt}$. Comme $a_{opt} = 1.27$, la structure optimale du modulateur est la même dans le cas de la pixellisation seule et dans le cas des parois seules, ce qui est très intéressant en termes de conception du composant.

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

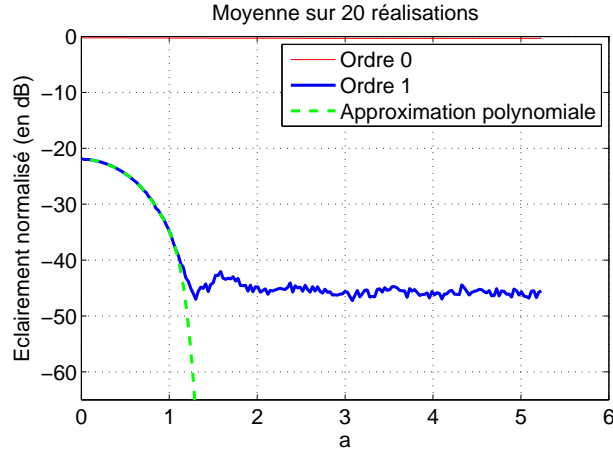


Fig. 4.10: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Moyenne des éclairements normalisés sur 20 réalisations de composants Voronoi.

A la Fig.4.7, nous comparons une coupe horizontale de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée, la grille de Voronoi optimale et les isophases. Tout d'abord, nous concluons que la structure de Voronoi optimale est meilleure que la grille régulière malgré un rapport de Strehl plus faible (tableau 4.1) puisque les pics de diffraction disparaissent et que le niveau du halo est inférieur de 18dB. Enfin, nous concluons que la pixellisation par isophases est le meilleur choix dans cette situation parce que les isophases réduisent le niveau du halo de diffraction de 10dB de plus que la grille de Voronoi et que le rapport de Strehl est meilleur (tableau 4.1).

4.1.4 Evolution des pics de diffraction en fonction de la focale de la lentille pixellisée

Les résultats obtenus précédemment sont valides pour une focale $f = 2m$. Est-ce le cas pour une autre valeur de focale? Dans cette partie, nous nous proposons donc de regarder l'évolution des pics de diffraction en fonction de la focale de la lentille pixellisée. Afin d'éviter les effets dus à l'échantillonnage numérique, nous allons nous placer dans des cas d'études favorables. En effet, au cours de sa thèse, Gaid Moulin a montré [17] que la condition sur la taille d des pixels du SLM pour que l'échantillonnage de la phase du SLM soit correct, était liée à la vitesse de variation de la phase du défaut. La différence de phase entre deux pixels successifs ne doit pas être supérieure à $2\pi\beta$ avec $\beta \in [0, 1]$, c'est-à-dire :

$$d < \frac{2\pi\beta}{\Phi'} \quad (4.8)$$

$$\text{avec } \Phi' = \max_{(x,y)} \left(\sqrt{\left| \frac{\partial\varphi}{\partial x}(x,y) \right|^2 + \left| \frac{\partial\varphi}{\partial y}(x,y) \right|^2} \right)$$

Φ' désigne donc la valeur maximale, sur la pupille, de la norme du gradient du profil de phase $\varphi(x,y)$ qu'on veut encoder sur le composant pixellisé.

Si cette condition n'est pas vérifiée, elle montre que pour une fonction de phase quadratique, l'échantillonnage peut conduire à un phénomène particulier de reproduction pseudo-périodique de cette fonction de phase. On parle parfois de moiré pour décrire ce phénomène.

Or, dans le cas d'une lentille pixellisée, à partir de la condition de l'équation 4.8, on peut définir une focale critique f_c , telle que la différence de phase maximale introduite soit de π et corresponde donc d'après l'équation 4.8 à $\beta = \frac{1}{2}$. La valeur de f_c dépend de la largeur totale du composant L , de la taille des pixels d ainsi que de la longueur d'onde λ :

$$f_c = \frac{Ld}{\lambda} \quad (4.9)$$

Gaid Moulin [17] montre que le phénomène de moiré n'est pas présent pour toute focale f supérieure à une focale critique f_c . Dans notre cas d'étude, $L = 4mm$, $d = 100\mu m$ et $\lambda = 0.5\mu m$, nous obtenons $f_c = 0.8m$. Nous étudierons donc par la suite plus particulièrement les cas $f = 1m$ et $f = 0.8m$. Pour chaque focale d'étude f , nous donnons au tableau 4.2 les déphasages en bord de pupille ϵ_{ab}^d correspondants, donnés par la relation suivante, où Δ représente le chemin optique et où $\varphi_d(x, y) = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$:

$$\epsilon_{ab}^d = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{\max(\varphi_d(x, y))}{2\pi} \quad (4.10)$$

f (en m)	2	1	0.8
ϵ_{ab}^d	1.99	3.99	4.99

Tab. 4.2: Déphasages en bord de pupille en fonction de la focale d'étude de la lentille pixellisée.

A la Fig.4.11, nous comparons les coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés par un SLM pixellisé par une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$, par un diagramme de Voronoi optimal ($a = 1.27$) et par des isophases (le paramètre γ est optimal soit $\gamma = 0.15$ dans les deux cas étudiés) pour une lentille de focale $f = 1m$ et $f = f_c = 0.8m$. Tout d'abord, nous concluons que pour la focale critique et une focale de 1m, la structure de Voronoi optimale est meilleure que la grille régulière malgré un rapport de Strehl un peu plus faible (tableau 4.3) puisque les pics de diffraction disparaissent et que le niveau du halo est inférieur d'environ 18.5dB (tableau 4.4). Enfin, nous concluons également que pour ces deux focales, la pixellisation par isophases est le meilleur choix parce que les isophases réduisent le niveau du halo de diffraction d'environ 16dB de plus que la grille Voronoi (tableau 4.4) et que le rapport de Strehl est meilleur (tableau 4.3).

4.1 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

S	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	0,94	0.77	0.66
Isophases	0,97	0.93	0.93
Voronoi ($d = 100\mu m$)	0,92	0.73	0.6

Tab. 4.3: Rapports de Strehl S pour une lentille pixellisée de focale f donnée.

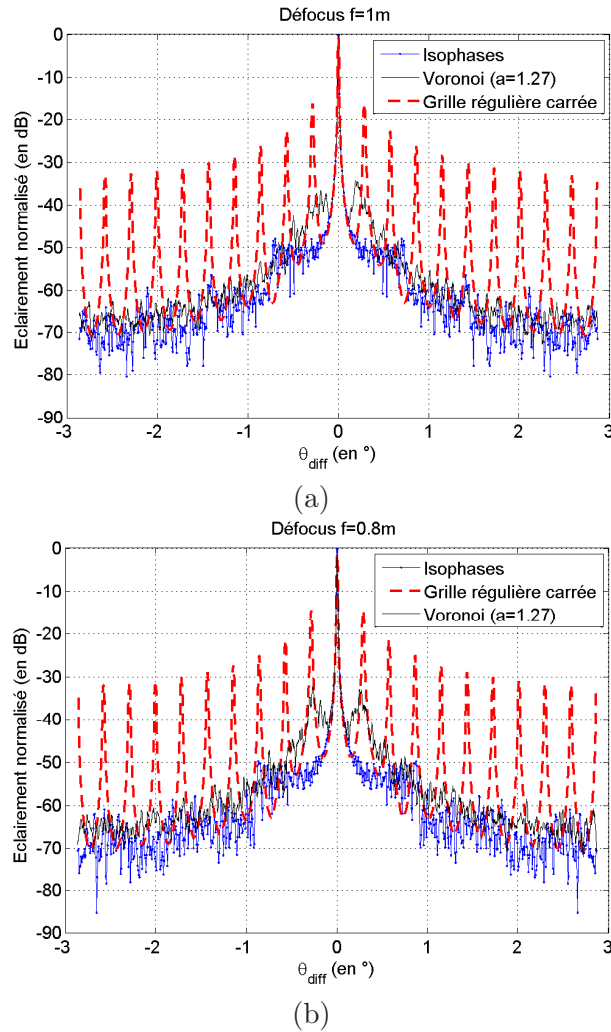


Fig. 4.11: Coupes horizontales des éclairagements normalisés diffractés par un SLM pixellisé par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), par un diagramme de Voronoi optimal ($a = 1.27$) et par des isophases ($\alpha = 0.15$) et encodant une lentille de focale $f = 1m$ (a) et $f = f_c = 0.8m$ (b).

Ainsi, nous avons montré que lorsque nous augmentons la puissance d'une lentille pixellisée, les deux techniques de pixellisation permettent toujours de réduire les pics de diffraction générés par un SLM périodique en choisissant correctement des paramètres (le paramètre de déformation a pour Voronoi et le paramètre γ pour les isophases) même si les propriétés optiques du composant se dégradent (moins bon rapport de Strehl). Pour une lentille pixellisée, nous concluons que la pixellisation par isophases est toujours la plus adaptée puisque

G	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	-	-	-
Isophases	28	34	35.2
Voronoi ($d = 100\mu m$)	18	18.4	18.5

Tab. 4.4: Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi mesuré à l'endroit du premier pic qui par essence n'existe plus.

le rapport de Strehl et le gain par rapport au pic de l'ordre 1 sont meilleurs que dans le cas Voronoi, quelle que soit la focale considérée.

4.1.5 Conclusion

Nous avons montré que dans le cas d'une lentille pixellisée de focale quelconque, les deux techniques de pixellisation permettent de réduire les pics de diffraction engendrés par un SLM pixellisé de façon périodique. Il est possible d'annuler les pics de diffraction et d'obtenir à la place un halo de diffraction en choisissant correctement les paramètres (γ pour les isophases et a pour Voronoi). Nous avons montré que les deux techniques étaient meilleures qu'une grille régulière carrée. Nous avons également montré que les isophases étaient meilleures que la grille Voronoi optimale avec un gain pouvant aller jusqu'à 17dB pour le niveau maximum du halo de diffraction pour la focale critique.

A la section 4.2, nous allons comparer à nouveau ces deux techniques dans le cas de la correction de front d'onde afin de déterminer si elles sont équivalentes ou non lorsque d'autres fonctions de phase sont encodées sur le SLM.

4.2 Application à la correction de front d'onde

Le principe de la correction de front d'onde est présenté à la Fig.4.12. L'idée est de corriger un front d'onde aberrant au moyen d'un SLM placé dans la pupille d'une lentille parfaite et illuminé en incidence normale par une onde monochromatique aberrante de longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$. Nous nous intéressons à la distribution d'intensité dans le plan focal, qui correspond dans ce cas simple, au module carré de la transformée de Fourier de la transmittance du modulateur. Nous considérerons par la suite la correction d'un front d'onde d'astigmatisme et de coma. Ces deux exemples sont intéressants car les fonctions de phase ne possèdent pas la symétrie de révolution comme dans le cas d'une lentille.

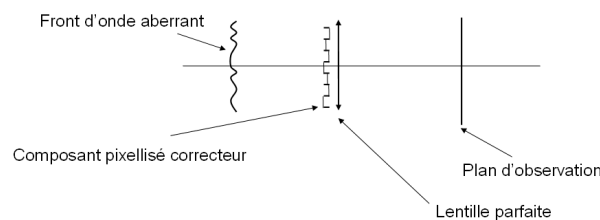


Fig. 4.12: Principe de la correction de front d'onde.

4.2 Application à la correction de front d'onde

4.2.1 Profils de phase des fronts d'onde aberrants

Nous considérons des fronts d'onde aberrants d'astigmatisme et de coma correspondant aux fonctions de phase suivantes :

$$\varphi_{ast}(X, Y) = 2A_{ast}XY \quad (4.11)$$

$$\varphi_{coma}(X, Y) = A_{coma}(-2Y + 3Y^3 + 3X^2Y) \quad (4.12)$$

A_{ast} et A_{coma} sont des constantes. Nous introduisons également les coordonnées réduites (X, Y) , telles que $X = 2x/L$, $Y = 2y/L$ et $\sqrt{X^2 + Y^2} < 1$, où L désigne le diamètre de la pupille.

Afin de pouvoir comparer les éclaircissements normalisés diffractés par les lentilles pixellisées étudiées (section 4.1) à ceux d'un SLM encodant de l'astigmatisme et de la coma, nous devons fixer les valeurs des constantes A_{ast} et A_{coma} . Ces dernières sont choisies de façon à ce que la valeur maximale sur la pupille de la norme du gradient des profils de phase $\varphi_{ast}(x, y)$ et $\varphi_{coma}(x, y)$, notée respectivement Φ'_{ast} et Φ'_{coma} (voir l'équation 4.8), soit égale à celle du profil de la lentille pixellisée considérée notée Φ'_d .

Pour le défocus $\varphi_d(x, y)$, la pente maximale Φ'_d est atteinte au bord de la pupille, en particulier pour $(x = \frac{L}{2}, y = 0)$, d'où :

$$\Phi'_d = \frac{L\pi}{\lambda f} \quad (4.13)$$

Ainsi, pour un défocus, la focale f correspond à un gradient de phase maximal Φ'_d donné par l'équation 4.13. Déterminons les paramètres A_{ast} et A_{coma} tels que Φ'_{ast} et Φ'_{coma} soient égaux à Φ'_d pour des focales $f = 2m$, $f = 1m$ et $f = 0.8m$, c'est-à-dire aux cas déjà traités lors de l'étude du défocus.

Pour l'astigmatisme, le maximum est atteint au bord du composant, en particulier pour $(x = \frac{L}{2}, y = 0)$, d'où :

$$\Phi'_{ast} = \frac{4}{L}A_{ast} \quad (4.14)$$

Pour la coma horizontale, nous pouvons montrer que le maximum de la norme du gradient est atteint au bord du composant aux points $(x = 0, |y| = \frac{L}{2})$ d'où :

$$\Phi'_{coma} = \frac{14}{L}A_{coma} \quad (4.15)$$

D'après les équations 4.13, 4.14 et 4.15, nous déduisons les paramètres A_{ast} et A_{coma} , donnés au tableau 4.5 pour $L = 4mm$ et $\lambda = 0.5\mu m$. Nous ajoutons au tableau 4.5, les écarts aberrants ϵ_{ab}^{ast} et ϵ_{ab}^{coma} en appliquant l'équation 4.10 aux cas $\varphi_{ast}(x, y)$ et $\varphi_{coma}(x, y)$.

	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
A_{ast}	4π	8π	10π
ϵ_{ab}^{ast}	1.99	3.99	5.2
A_{coma}	$\frac{8\pi}{7}$	$\frac{8\pi}{5}$	2π
ϵ_{ab}^{coma}	0.57	1.13	1.3

Tab. 4.5: Constantes A_{ast} et A_{coma} et écarts aberrants ϵ_{ab}^{ast} et ϵ_{ab}^{coma} correspondant respectivement à des fronts d'onde d'astigmatisme et de coma comparables à une lentille pixellisée de focale f .

Par la suite nous allons donc étudier les six fronts d'onde aberrants d'astigmatisme et de coma dont les résultats seront comparables à ceux obtenus par une lentille pixellisée de focale $f = 2m$, $f = 1m$ et $f = f_c$, les écarts aberrants étant connus.

4.2.2 Astigmatisme

Nous considérons tout d'abord le cas d'un front d'onde aberrant d'astigmatisme. La fonction de phase $\varphi_{ast}(X, Y)$ à encoder sur le SLM pour corriger ce front d'onde est donnée à la Fig.4.13 pour $A_{ast} = 4\pi$ et pour trois structures différentes de SLM : une grille régulière carrée, des isophases et un diagramme de Voronoi optimal.

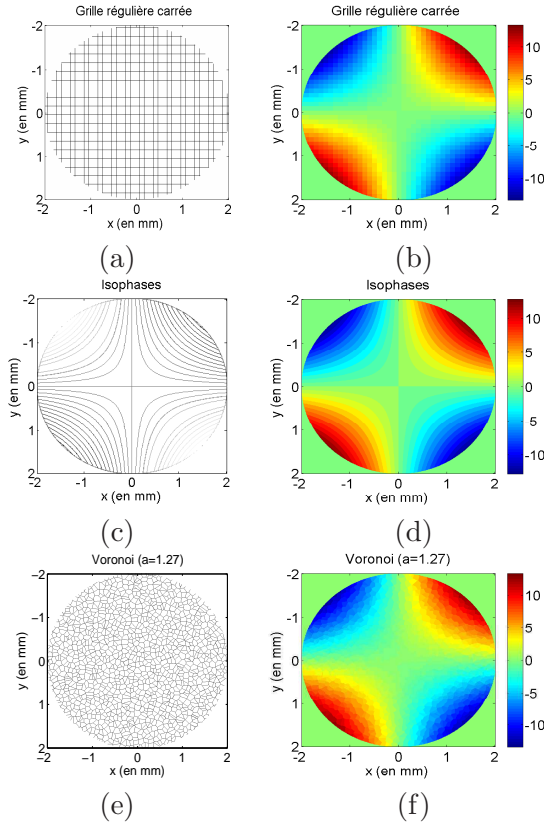


Fig. 4.13: Structures de différents SLM pixellisés où seules les parois sont représentées (première colonne) et où l'astigmatisme ($A_{ast} = 4\pi$) est encodé (deuxième colonne). (a)-(b) Grille régulière carrée ($d = 100\mu m$) (c)-(d) Isophases ($\gamma = 0.15$) (e)-(f) Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$).

Nous représentons, à la Fig.4.14, une coupe horizontale de l'éclairement normalisé diffracté par chaque structure pixellisée. Nous comparons ainsi une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$, à des isophases dont le paramètre γ est optimal et au diagramme de Voronoi optimal identique au cas de la lentille pixellisée (section 4.1.3 avec $a = a_{opt} = 1.27$). La direction de la coupe que nous avons choisie est celle où le niveau du halo est maximum. A la Fig.4.14.a, nous considérons le cas où $A_{ast} = 4\pi$ et dont les structures sont représentées à la Fig.4.13. Nous avons également considéré les cas où $A_{ast} = 8\pi$ et $A_{ast} = 10\pi$, respectivement à la Fig.4.14.b et Fig.4.14.c.

4.2 Application à la correction de front d'onde

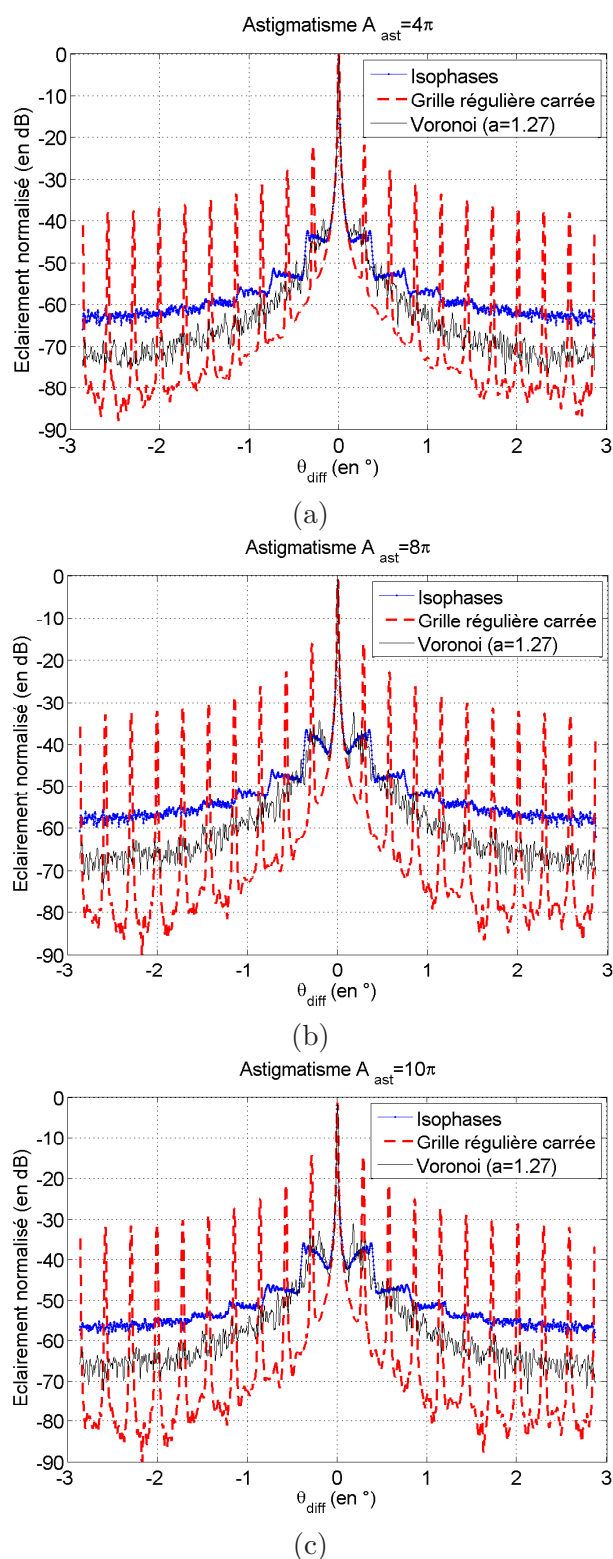


Fig. 4.14: Correction d'un astigmatisme. Comparaison des coupes horizontales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille Voronoi optimale ($a = 1.27$) et par les isophases. (a) $A_{ast} = 4\pi$ et $\gamma = 0.15$ (b) $A_{ast} = 8\pi$ et $\gamma = 0.3$ (c) $A_{ast} = 10\pi$ et $\gamma = 0.35$.

S	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	0,94	0.77	0.66
Isophases	0,93	0.73	0.65
Voronoi ($d = 100\mu m$)	0,92	0.72	0.6

Tab. 4.6: Rapports de Strehl S pour un astigmatisme dont le maximum du gradient sur la pupille est égal à celui d'une lentille pixellisée de focale f donnée.

G	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	-	-	-
Isophases	22	20.5	21.5
Voronoi ($d = 100\mu m$)	18	16.3	16.7

Tab. 4.7: Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi.

Comme dans le cas de la lentille pixellisée à la section 4.1.3, nous concluons tout d'abord que, quels que soient les paramètres A_{ast} considérés, la grille de Voronoi optimale est meilleure que la grille régulière malgré un rapport de Strehl plus faible (tableau 4.6) puisque les pics de diffraction disparaissent et que le niveau du halo est inférieur de 18dB dans le meilleur des cas (tableau 4.7). Enfin, nous concluons que la pixellisation par isophases est le meilleur choix dans cette situation parce que les isophases réduisent le niveau du halo de diffraction de l'ordre de 4dB ou 5dB de plus que la grille de Voronoi (tableau 4.7) et que le rapport de Strehl est meilleur (tableau 4.6).

4.2.3 Coma

Etudions maintenant le cas d'un front d'onde aberrant de coma. La fonction de phase $\varphi_{coma}(X, Y)$ à encoder sur le SLM pour corriger ce front d'onde est donnée à la Fig.4.15 pour $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ et pour trois structures différentes de SLM : une grille régulière carrée, des isophases et un diagramme de Voronoi optimal.

4.2 Application à la correction de front d'onde

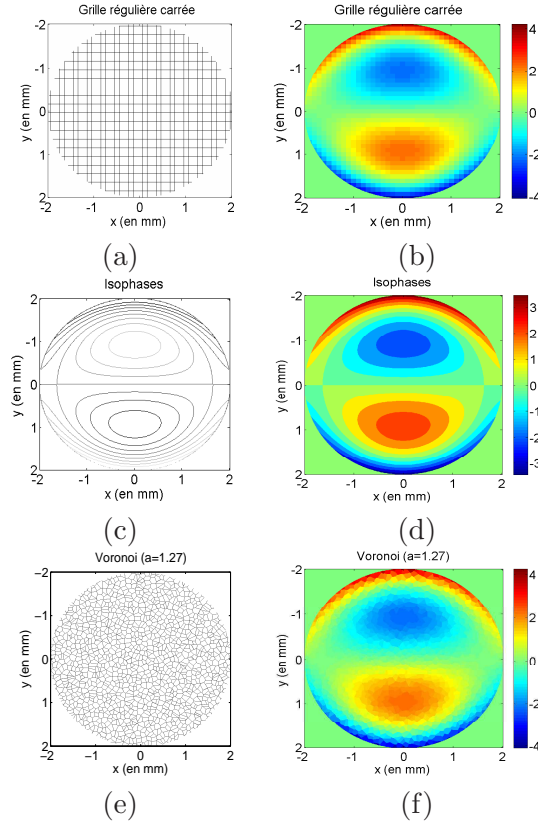


Fig. 4.15: Structures de différents SLM pixellisés où seules les parois sont représentées (première colonne) et où une coma ($A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$) est encodée (deuxième colonne). (a)-(b) Grille régulière carrée ($d = 100\mu m$) (c)-(d) Isophases ($\gamma = 0.1$) (e)-(f) Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$).

Nous représentons à la Fig.4.16, une coupe verticale de l'éclairement normalisé diffracté par chaque structure pixellisée. Nous comparons ainsi une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$, à des isophases dont le paramètre γ est optimal et au diagramme de Voronoi optimal identique au cas de la lentille pixellisée (section 4.1.3 avec $a = a_{opt} = 1.27$). La direction de la coupe que nous avons choisie est celle où le niveau du halo est maximum. A la Fig.4.16.a, nous considérons le cas où $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ et dont les structures sont représentées à la Fig.4.15. Nous avons également considéré les cas où $A_{coma} = \frac{8\pi}{5}$ et $A_{coma} = 2\pi$, respectivement à la Fig.4.16.b et Fig.4.16.c.

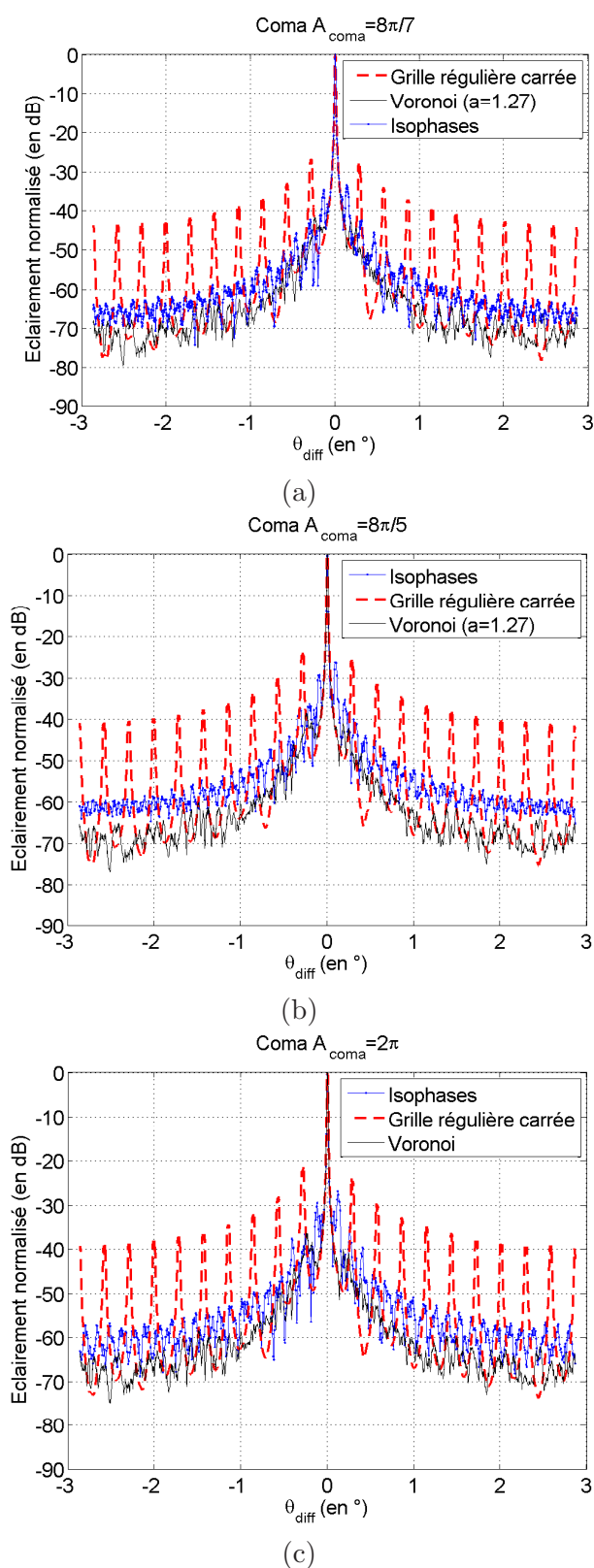


Fig. 4.16: Correction d'une coma. Comparaison des coupes verticales de l'éclairement normalisé diffracté par une grille régulière carrée ($d = 100\mu m$), une grille Voronoi optimale ($a = 1.27$) et par les isophases. (a) $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ et $\gamma = 0.1$ (b) $A_{coma} = \frac{8\pi}{5}$ et $\gamma = 0.2$ (c) $A_{coma} = 2\pi$ et $\gamma = 0.2$.

4.2 Application à la correction de front d'onde

S	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	0,98	0.96	0.94
Isophases	0,98	0.88	0.87
Voronoi ($d = 100\mu m$)	0,97	0.95	0.93

Tab. 4.8: Rapports de Strehl S pour une coma dont le maximum du gradient sur la pupille est égal à celui d'une lentille pixellisée de focale f donnée.

G	$f = 2m$	$f = 1m$	$f = f_c = 0.8m$
Grille carrée	-	-	-
Isophases	8	2.6	5.3
Voronoi ($d = 100\mu m$)	15	15.1	15

Tab. 4.9: Différence en dB, notée G , entre l'éclairement normalisé du premier pic de diffraction de la grille régulière et l'éclairement normalisé du maximum du halo engendré par les isophases ou Voronoi.

Nous remarquons tout d'abord que la structure de Voronoi optimale est meilleure que la grille régulière carrée puisque les pics de diffraction disparaissent et que le niveau du halo est inférieur de 15dB (tableau 4.9) pour un rapport de Strehl identique (tableau 4.8). Puis nous notons qu'elle est également meilleure que les isophases qui conduisent uniquement à une réduction du niveau du halo de diffraction de 8dB dans le meilleur des cas (tableau 4.9) pour un rapport de Strehl identique (tableau 4.8). Une explication de ce comportement est donnée à la Fig.4.17, où une coupe verticale de la fonction $\varphi_{coma}(X, Y)$ telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ est présentée. Entre $[-1mm, 1mm]$, cette fonction est linéaire ce qui signifie que si on coupe la nappe 3D par des plans $z = 2\pi\gamma$, les intervalles entre deux isophases sont les mêmes. Ceci introduit donc une périodicité qui est à l'origine des pics de diffraction visibles à la Fig.4.16. D'autre part, avec la structure de Voronoi considérée, il n'y a pas de périodicité et donc il n'y a pas de pics de diffraction. Dans cette situation, la technique de Voronoi est donc le meilleur choix.

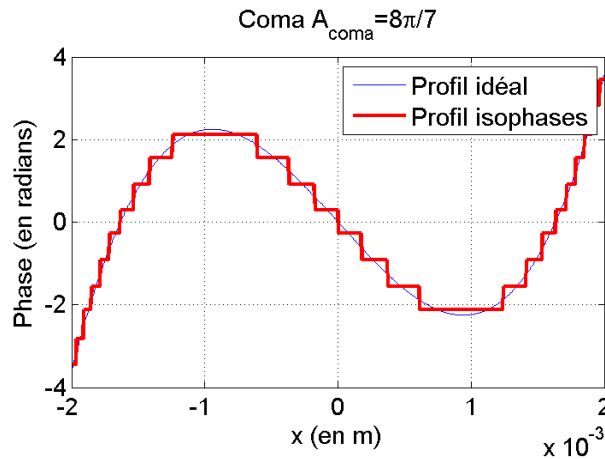


Fig. 4.17: Comparaison pour la coma du profil idéal à celui obtenu par la pixelisation par isophases.

4.2.4 Conclusion

En considérant deux fonctions de phase sans symétrie de révolution, nous avons montré qu'il était possible de minimiser les pics de diffraction et d'obtenir à la place un halo de diffraction en choisissant correctement des paramètres particuliers à chaque pixellisation. Nous avons également montré que chaque technique de pixellisation se comporte différemment selon la fonction de phase implémentée sur le SLM. Avec les isophases, le degré de réduction des pics de diffraction dépend fortement de la fonction de phase encodée. Dans les cas peu favorables, de type coma, le gain est très faible. D'autre part, la technique de Voronoi a un comportement bien plus stable quelle que soit la fonction de phase encodée.

4.3 Conclusion

En conclusion, nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à une nouvelle technique de pixellisation non périodique issue de la technique de pavage Voronoi. En approfondissant le travail déjà réalisé au chapitre 1, où seules les parois des cellules de Voronoi étaient considérées, nous avons montré qu'il était possible de s'affranchir des pics de diffraction qui proviennent de la périodicité de la structure. Dans les cas considérés, pour une dégradation très modérée du rapport de Strehl et pour un choix approprié des paramètres permettant de générer le diagramme de Voronoi, les pics de diffraction sont complètement supprimés au profit d'un faible halo. Cette méthode est donc très intéressante dans le cadre de la correction active de front d'onde. D'autre part, si l'aberration est connue, il n'est pas nécessaire d'avoir une correction active. Dans ce cas, si la technologie impose une phase constante dans les pixels, les isophases donnent de meilleurs résultats, au moins pour certaines formes de front d'onde, puisque elles permettent de réduire les pics de diffraction tout en générant un halo dont le niveau est moins important que celui issu de la technique Voronoi.

Techniques de pixellisation suivant le gradient

Dans le chapitre 4 nous avons étudié et comparé la pixellisation par isophases à la pixellisation au moyen d'un diagramme de Voronoi. Nous avons montré que la première donne le plus souvent de meilleurs résultats si l'aberration est connue, alors que la seconde donne de meilleurs résultats dans le cadre d'une correction active des aberrations.

Les structures de Voronoi que nous avons étudiées jusqu'alors peuvent présenter des cellules dont la taille est inférieure à la limite d_{min} imposée par la technologie de remplissage. Or, nous montrerons au chapitre 6 que le remplissage est de meilleure qualité lorsque les cellules sont grandes. Nous savons en outre que la pixellisation est quant à elle d'autant meilleure que les cellules sont petites puisque cela permet une meilleure approximation de $\varphi_{ideal}(x, y)$ (voir l'équation 4.3). Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre les grandes cellules idéales pour le remplissage et les petites cellules idéales pour la pixellisation. C'est l'objectif de ce chapitre.

Pour cela, l'idée développée est d'adapter les tailles des cellules de Voronoi au gradient du défaut de phase qui nous intéresse. Comme la phase dans les cellules minimise l'écart quadratique σ_{Φ}^2 avec $\varphi_{ideal}(x, y)$, lorsque cette dernière variera vite, c'est-à-dire lorsque son gradient sera important, nous aurons des petites cellules alors que lorsque $\varphi_{ideal}(x, y)$ variera lentement, c'est-à-dire lorsque son gradient sera faible, nous aurons des grandes cellules. Il convient de remarquer que dans ce cas nous perdons le côté actif du composant car la pixellisation sera adaptée à un seul type de défaut de phase.

Dans la section 5.1 nous décrirons d'abord deux techniques de pixellisation utilisées pour générer des diagrammes de Voronoi adaptés au gradient de la fonction de phase considérée. Nous comparerons ensuite leurs performances respectives en considérant la réalisation d'une lentille pixellisée à la section 5.2. Puis aux sections 5.3 et 5.4, nous comparerons leurs capacités à corriger les aberrations optiques d'astigmatisme et de coma avant de conclure à la section 5.5.

5.1 Diagrammes de Voronoi adaptés au gradient de la fonction de phase à encoder

Nous présentons ici les deux techniques que nous avons utilisées pour générer les diagrammes de Voronoi, l'une étant issue d'un maillage de Delaunay et l'autre construisant

directement le diagramme de Voronoi à partir d'un nuage de points répartis selon le gradient de la fonction de phase que l'on souhaite encoder.

5.1.1 Diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay

Pour cette première technique de pixellisation selon le gradient, nous partons d'un maillage bidimensionnel régulier de Delaunay [38]. Un exemple à usage général est donné à la Fig.5.1.a. La caractéristique de ce maillage constitué de triangles est qu'il constitue le dual d'un diagramme de Voronoi. Nous pouvons ainsi passer facilement de l'un à l'autre car les sommets des triangles correspondent aux centres des cellules de Voronoi. Nous effectuons ensuite les étapes¹ illustrées à la Fig.5.1 dans le cas d'un défaut de coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$, ce paramètre ayant été défini au chapitre 4.

Nous calculons tout d'abord (Fig.5.1.b) pour chaque sommet de coordonnées (x, y) de chaque triangle, la norme au carré du gradient de la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ à encoder, ce qui revient à calculer la valeur suivante :

$$\left| \overrightarrow{grad} \varphi_{ideal}(x, y) \right|_{xy}^2 = \left| \left(\frac{\partial \varphi_{ideal}(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_{ideal}(x, y)}{\partial y} \right)^2 \right|_{xy} \quad (5.1)$$

Ensuite, la première itération réalise un maillage de Delaunay plus fin dans les zones telles que :

$$\left| \overrightarrow{grad} \varphi_{ideal}(x, y) \right|_{xy}^2 \geq \epsilon_1 \quad (5.2)$$

La valeur de ϵ_1 est choisie arbitrairement comme à la Fig.5.1.c où $\epsilon_1 = 30$.

Puis, la seconde itération réalise un maillage plus fin des zones telles que :

$$\left| \overrightarrow{grad} \varphi_{ideal}(x, y) \right|_{xy}^2 \geq \epsilon_2 \quad (5.3)$$

La valeur de ϵ_2 est choisie arbitrairement plus grande que celle de ϵ_1 comme à la Fig.5.1.d où $\epsilon_2 = 90$. Les coordonnées des sommets des triangles sont alors stockées afin de construire le diagramme de Voronoi associé. Celui-ci est très régulier comme cela est illustré à la Fig.5.1.e. Sa figure de diffraction présentera donc des pics de diffraction gênants pour l'observateur humain.

La dernière étape consiste donc à casser cette régularité afin de remplacer les pics de diffraction par un halo moins gênant pour notre observateur. Les sommets des triangles, et donc les centres des cellules de Voronoi, sont ainsi déplacés selon une loi statistique donnée. Nous aurions pu envisager d'ajuster le déplacement des centres des cellules, caractérisé par le paramètre α défini au chapitre 4, à leur taille locale et donc au gradient. Néanmoins, par simplicité de mise en oeuvre, nous nous sommes limités à un déplacement des centres des cellules selon une loi uniforme sur un carré de côté $[-\frac{\alpha}{2}, \frac{\alpha}{2}]$ telle que $\alpha = 127\mu m$ que nous avons illustré à la Fig.5.1.f.

¹Les étapes mettant en oeuvre un maillage de Delaunay ont été réalisées en utilisant des codes développés par M. Mondher Besbes au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

5.1 Diagrammes de Voronoi adaptés au gradient de la fonction de phase à encoder

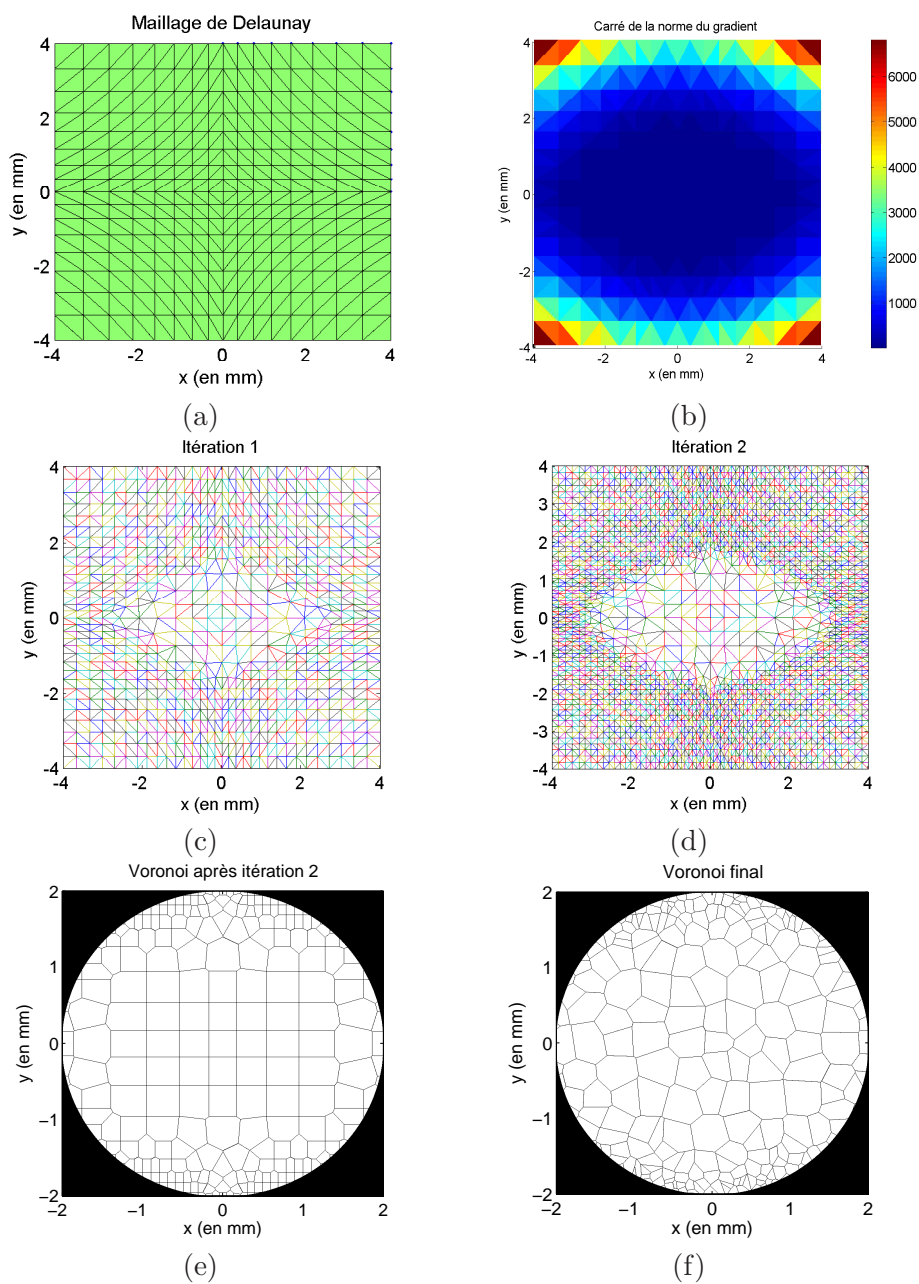


Fig. 5.1: Etapes de l'algorithme générant un diagramme de Voronoi dont la répartition et la taille des cellules suivent le gradient d'un défaut de coma tel que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. (a) Maillage initial de Delaunay. (b) Carte de la norme au carré du gradient. (c) Maillage après la première itération. (d) Maillage après la seconde itération. (e) Diagramme de Voronoi obtenu d'après (d). (f) Diagramme de Voronoi final obtenu en déformant (e).

Nous avons utilisé cet algorithme pour réaliser une fonction lentille et la correction des défauts d'astigmatisme et de coma. Pour chaque cas d'étude, quatre maillages se différenciant par leur nombre de triangles initiaux ont été générés pour un même couple de valeurs arbitraires ($\epsilon_1 = 30, \epsilon_2 = 90$). Les résultats obtenus sont présentés à l'annexe C. Par la suite et pour chaque fonction de phase étudiée, seul le diagramme ne présentant pas de cellules de

taille inférieure à la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$ et ayant donné les meilleurs résultats sera présenté. Il sera noté **GRAD-DEL**.

5.1.2 Diagramme de Voronoi construit sur un nuage de points répartis suivant le gradient

Pour cette seconde technique de pixellisation selon le gradient, au lieu de partir d'un maillage de Delaunay, nous souhaitons générer un nuage de points dont la concentration suit le gradient du défaut de phase à encoder. Ces points correspondent aux centres des cellules du diagramme de Voronoi. Pour cela, nous devons d'abord tirer aléatoirement selon une loi uniforme sur la pupille circulaire de diamètre $L = 4mm$ une coordonnée (x, y) . En cette coordonnée, nous calculons la probabilité d'acceptation p_{xy} correspondante donnée par l'équation 5.4.

$$p_{xy} = \frac{|\overrightarrow{\text{grad}}\varphi_{ideal}(x, y)|_{xy}}{\max |\overrightarrow{\text{grad}}\varphi_{ideal}(x, y)|_{xy}} \quad (5.4)$$

Cette valeur de p_{xy} nous fournit un seuil. Puis, nous tirons aléatoirement selon une loi uniforme sur $[0, 1]$ une valeur α . Si $\alpha \leq p_{xy}$, alors un centre de cellule est placé en ce point. Sinon, aucun centre de cellule n'est placé. Ces trois étapes sont réalisées le nombre de fois nécessaire à l'obtention du nombre souhaité N de centres de cellules. Nous obtenons ainsi, par exemple pour une lentille pixellisée, un nuage de points comme à la Fig.5.2.a et nous pouvons alors construire directement sous Matlab le diagramme de Voronoi à partir de ce nuage de points (Fig.5.2.b).

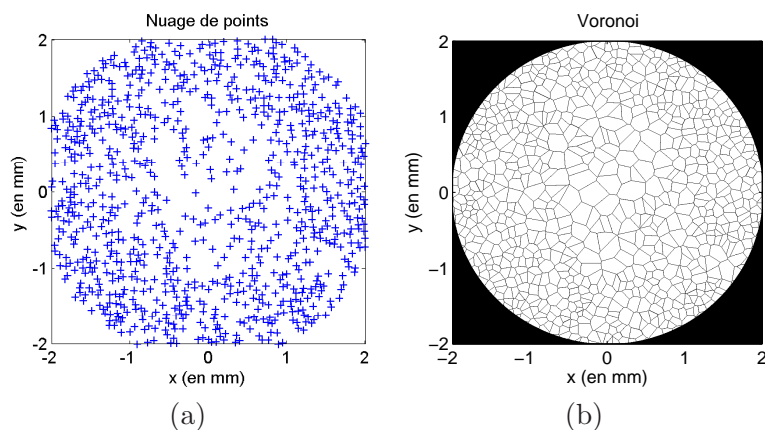


Fig. 5.2: Nuage de points (a) et diagramme de Voronoi associé (b) dont la répartition des cellules suit le gradient d'une lentille pixellisée. Pupille circulaire de diamètre 4mm.

L'un des avantages de cette technique par rapport à la précédente est de pouvoir maîtriser la taille des cellules. Compte tenu de la technologie de remplissage, les cellules ne peuvent pas être trop petites. La plus petite taille des cellules est fixée technologiquement à $d_{min} = 50\mu m$. Ainsi, si un point tiré au hasard se trouve à moins de $50\mu m$ d'un point déjà existant, il n'est pas pris en compte. Cela permet de ne pas créer de cellules de trop petite taille. En revanche, cette façon de restreindre la densité des centres des cellules a pour conséquence que lorsque N augmente on tend vers une loi uniforme avec des cellules qui ont toutes la même taille, adaptée à la technologie mais insensible au gradient. Pour la lentille

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

pixellisée comme pour la correction d'un défaut d'astigmatisme et de coma, nous avons étudié trois structures obtenues respectivement pour $N = 840$, $N = 1670$ et $N = 2500$.

Cas particulier de la loi de probabilité uniforme

A partir de la technique précédente mais en tirant aléatoirement les centres des cellules selon une loi de probabilité uniforme, c'est-à-dire telle que $p_{xy} = 1$ quelle que soit la coordonnée (x, y) de la pupille circulaire, nous obtenons un diagramme de Voronoi classique dont l'allure est similaire à celle du diagramme de Voronoi optimal issu de la déformation d'une grille régulière et défini au chapitre 4, mais où la taille minimale des cellules est maîtrisée. Nous étudierons plus particulièrement par la suite le cas où nous avons $N=2500$ cellules sur la pupille de diamètre $L = 4mm$ et nous comparerons les performances de ces deux types de diagrammes de Voronoi classiques.

5.1.3 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Par la suite, nous allons comparer les techniques de pixellisation suivantes :

- Pixellisation par grille régulière carrée de côté $100\mu m$, que nous noterons **REG**.
- Pixellisation par isophases, notée **ISO**.
- Pixellisation par diagrammes de Voronoi issus de la déformation d'une grille régulière carrée de côté $100\mu m$ puis $50\mu m$. On prendra la valeur optimale pour le paramètre de déformation $a = 1.27$. On notera ces pixellisations respectivement **DEF-100** et **DEF-50**.
- Pixellisation par diagramme de Voronoi dont les centres des cellules sont tirés selon une loi de probabilité uniforme, sans prendre en compte le gradient. Nous prendrons $N = 2500$ et nous noterons cette technique **UNIF-2500**.
- Pixellisation par diagramme de Voronoi dont les tailles des cellules sont adaptées au gradient de la phase que l'on corrige. On comparera les techniques suivantes :
 1. Technique de pixellisation issue du meilleur diagramme de Delaunay obtenu à l'annexe C que l'on notera **GRAD-DEL** ne présentant pas de cellules de taille inférieure à la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$.
 2. Technique de pixellisation issue d'un nuage de points répartis selon le gradient. On considérera les trois cas suivants : $N = 840$, $N = 1670$ et $N = 2500$ notés respectivement **GRAD-840**, **GRAD-1670** et **GRAD-2500**.

Nous faisons les mêmes hypothèses de travail qu'au chapitre 4 en ne nous intéressant toujours qu'à l'effet de la pixellisation seule. Nous comparerons les différentes techniques de pixellisation en termes de structure (aires des cellules et orientation des parois), d'éclairement normalisé diffracté (voir l'équation 4.5) et de rapport de Strehl (voir l'équation 4.6) dans les cas où le SLM encode une lentille pixellisée de focale $f = 2m$, de l'astigmatisme et de la coma, respectivement aux sections 5.2, 5.3 et 5.4.

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

Dans un premier temps nous allons comparer les différentes techniques de pixellisation en termes de structure du SLM (aire des cellules et orientations des parois) puis dans un second temps en termes de qualité optique (éclairement normalisé et rapport de Strehl) en

considérant la réalisation d'une lentille pixellisée de focale f , correspondant à la fonction de phase suivante :

$$\varphi_d(x, y) = \frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2) \quad \text{où } f = 2m \quad (5.5)$$

5.2.1 Caractéristiques des différents SLM

Intéressons-nous tout d'abord à la Fig.5.3 où la structure des différents SLM que nous allons comparer, à l'exception des isophases, est présentée. Nous comparons plus particulièrement les densités de probabilité de la répartition des aires des cellules données à la Fig.5.4 et dont les principales caractéristiques sont données au tableau 5.1, ainsi que les densités de probabilité d'orientation des parois données à la Fig.5.5 et dont les caractéristiques sont données au tableau 5.2. Nous noterons que pour la densité de probabilité de répartition des aires des cellules, nous n'avons pas pris en compte les petites cellules créées artificiellement au voisinage du bord de la pupille circulaire étant donné que nous générons initialement le diagramme sur une surface plus grande que celle de la pupille.

Nous constatons tout d'abord que la densité de probabilité de répartition des aires des cellules pour les structures dont la taille des cellules suit le gradient de la lentille pixellisée (**GRAD-DEL**, **GRAD-840**, **GRAD-1670** et **GRAD-2500**) est une courbe en cloche centrée sur l'aire de la cellule de base de la grille régulière, ce qui est similaire au cas du diagramme de Voronoi classique (**DEF-100**) (Fig.5.4.c). Par contre, cette courbe en cloche est d'autant plus piquée que l'on augmente le nombre de cellules (Fig.5.4.b, Fig.5.4.d, Fig.5.4.f et Fig.5.4.h) et elle tend vers la densité de probabilité de répartition des aires des cellules du cas **UNIF-2500** (Fig.5.4.g), compte tenu de la contrainte technologique imposée sur la taille minimale d_{min} des cellules.

Puis, à l'exception de la grille régulière **REG**, nous constatons dans tous les cas que les orientations des parois suivent une loi uniforme sur $[0, \pi]$ (Fig.5.5). En effet, à partir des écarts types σ que nous avons estimés au tableau 5.2 en degrés, nous constatons que les variances σ^2 correspondantes en radians ont des valeurs proches de la valeur théorique d'une loi uniforme sur $[0, \pi]$ soit $\sigma^2 = \pi^2/12 = 0.82$.

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

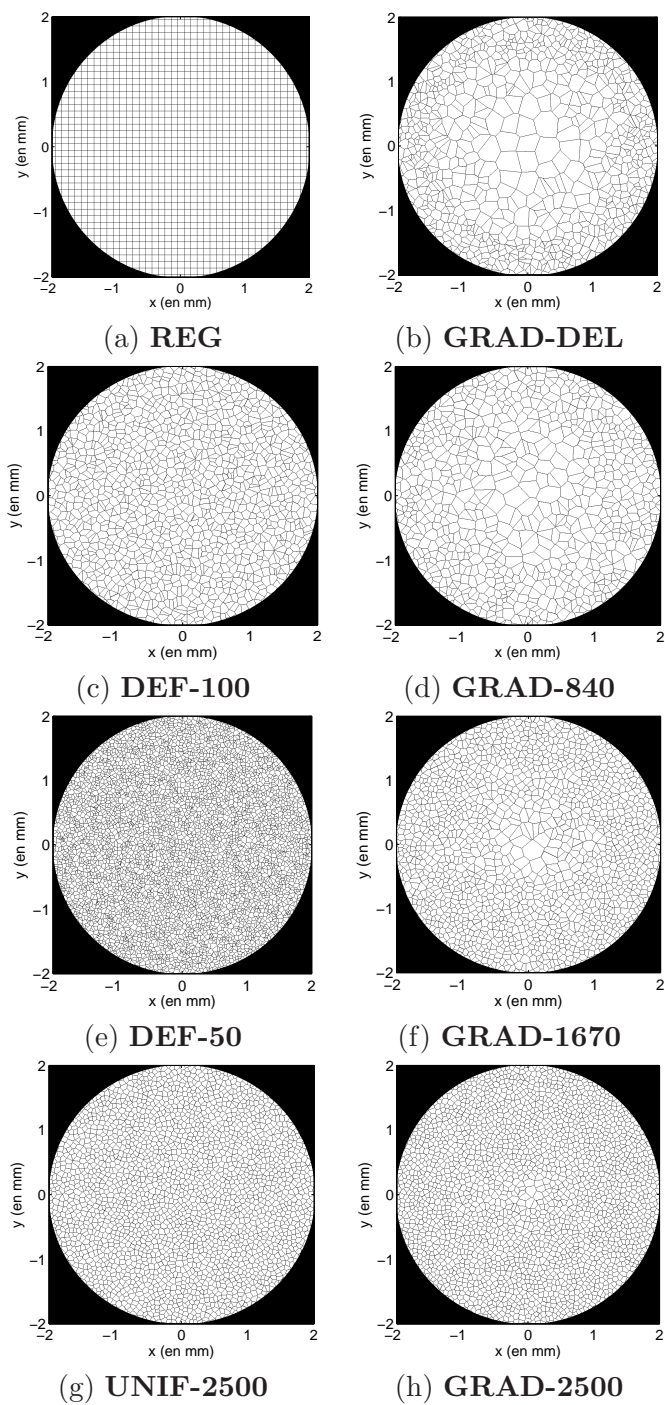


Fig. 5.3: Comparaison de la structure des différents SLM étudiés. $L = 4\text{mm}$.

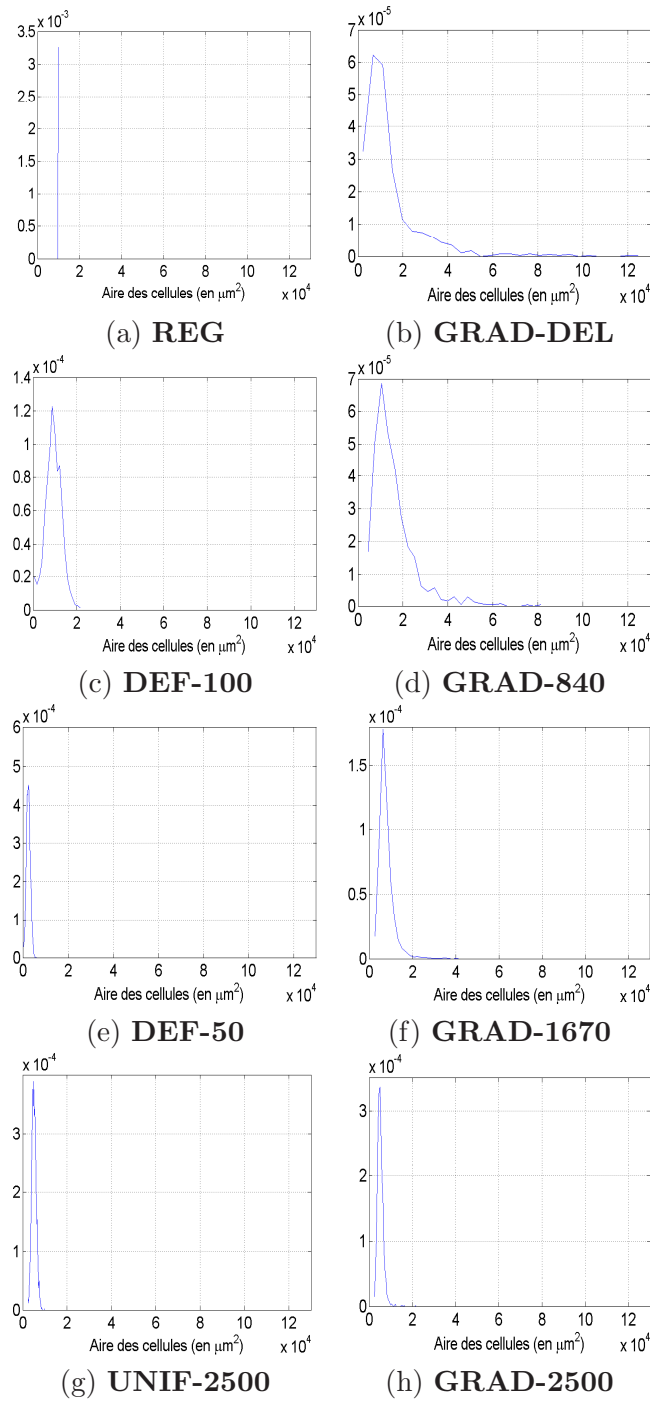


Fig. 5.4: Histogrammes des aires des cellules des SLM de la Fig.5.3.

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

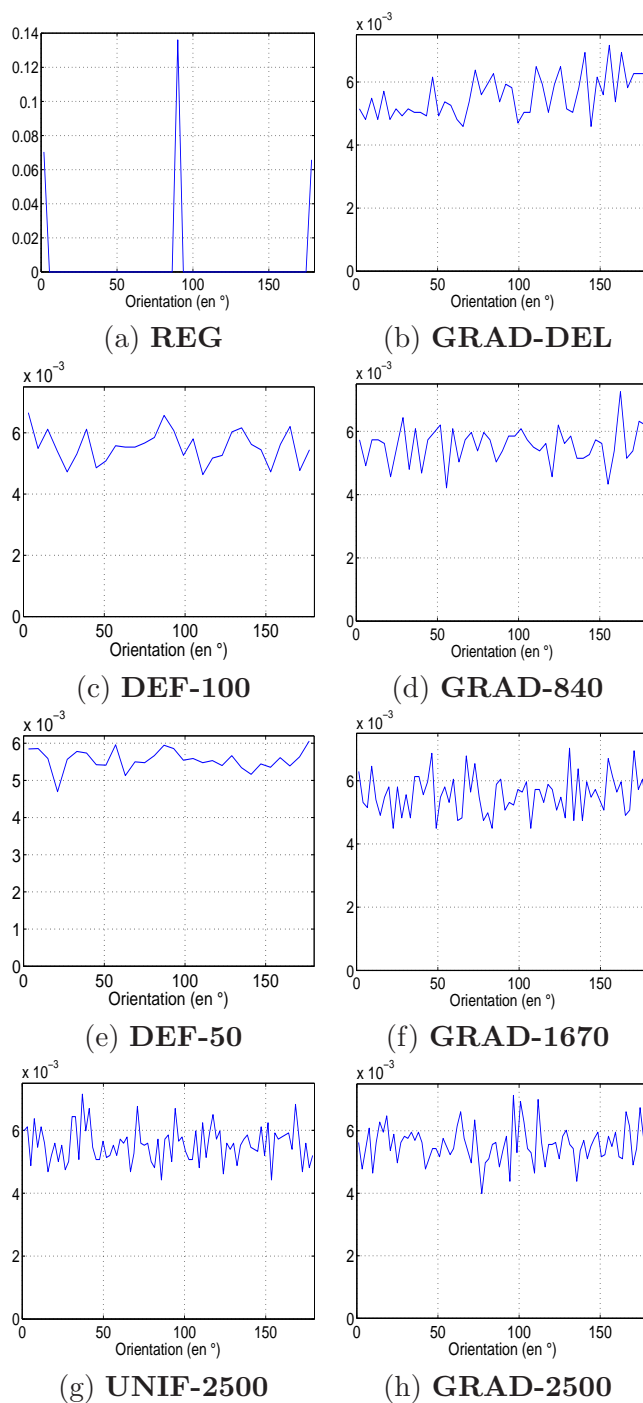


Fig. 5.5: Histogrammes des orientations des parois des cellules des SLM de la Fig.5.3.

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
REG	1335	10000	10000	10000	1969
DEF-100	1328	9463	634	21575	3632
DEF-50	5157	2437	345	6150	884
UNIF-2500	2550	4916	2525	9950	1262
GRAD-DEL	898	13994	2257	126650	14207
GRAD-840	835	15049	4501	82700	9968
GRAD-1670	1662	7560	2732	71575	4126
GRAD-2500	2491	5044	2491	21800	1571

Tab. 5.1: Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules pour les différentes techniques de pixellisation étudiées. Les valeurs sont données en μm^2 sauf pour le nombre de cellules N .

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
REG	1335	90	0	180	63.6
DEF-100	1328	90.4	0.03	180	52
DEF-50	5157	89.9	0	180	52.1
UNIF-2500	2550	89.8	0	180	52
GRAD-DEL	898	93.3	0	180	52
GRAD-840	835	86.5	0.1	180	52
GRAD-1670	1662	90.4	0	180	52.2
GRAD-2500	2491	90.1	0	180	52

Tab. 5.2: Caractéristiques des histogrammes des orientations des parois des cellules pour les différentes techniques de pixellisation étudiées. Les valeurs sont données en degrés sauf pour le nombre de cellules N .

5.2.2 Comparaison des différentes techniques de pixellisation

Dans un premier temps, nous allons comparer les deux techniques de pixellisation donnant des diagrammes de Voronoi classiques, non adaptés au gradient, soit **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50**. Puis nous nous intéresserons aux deux techniques de pixellisation selon le gradient en les comparant à nombre de cellules N égal, soit **GRAD-DEL** et **GRAD-898** avant de regarder l'influence de N sur la qualité optique de la lentille pixellisée en comparant **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**.

Comparaison des cas UNIF-2500, DEF-100 et DEF-50

Nous comparons à la Fig.5.6 les éclaircissements normalisés diffractés dans les cas **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50** et nous donnons au tableau 5.3 leurs rapports de Strehl S .

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

	S
REG	0,94
ISO	0,97
DEF-100	0,92
DEF-50	0,97
GRAD-DEL	0,87
GRAD-898	0,9
UNIF-2500	0,97

Tab. 5.3: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S .

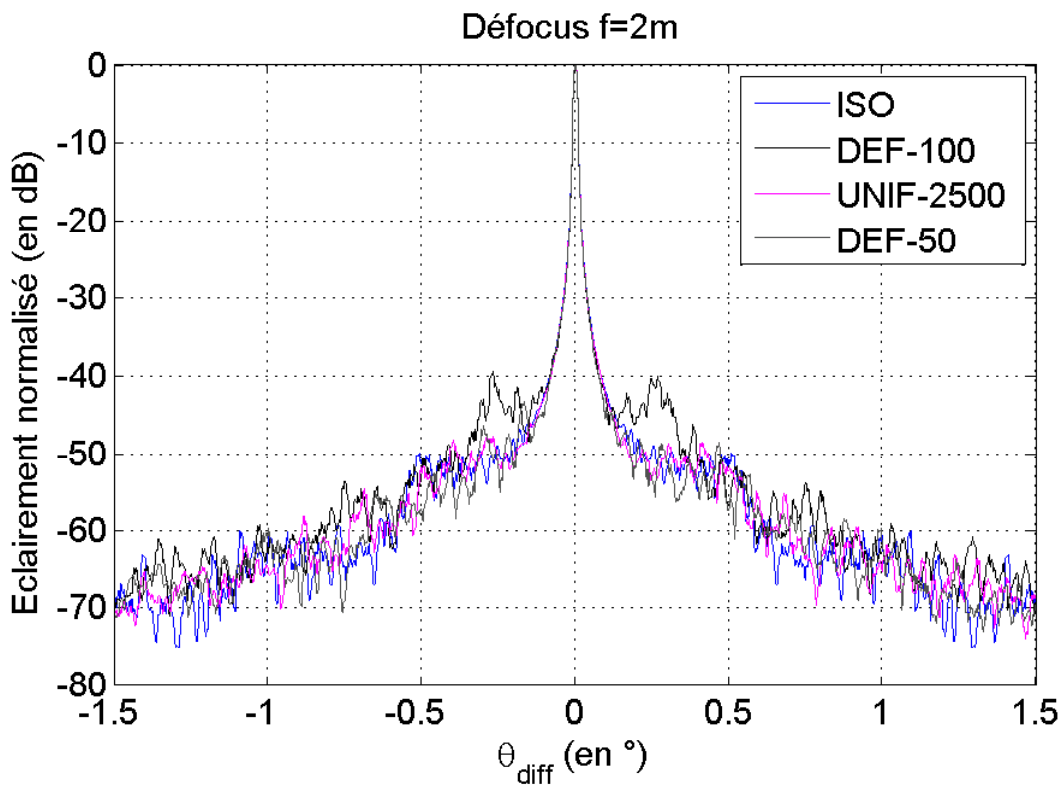


Fig. 5.6: Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **ISO** (courbe bleue), **DEF-100** (courbe noire), **DEF-50** (courbe grise) et **UNIF-2500** (courbe violette). $\lambda = 0,5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.6, nous constatons que quel que soit l'angle de diffraction θ_{diff} , les techniques de pixellisation par isophases, **ISO**, et par Voronoi issu d'une loi uniforme, **UNIF-2500**, ou de la déformation d'une grille régulière carrée de $50\mu m$ de côté, **DEF-50**, sont équivalentes. Elles ont de plus le même rapport de Strehl ($S = 0,97$ au tableau 5.3). De plus, pour les trois cas précédents, le gain par rapport à la pixellisation par Voronoi issu de la déformation d'une grille régulière carrée de $100\mu m$ de côté, **DEF-100**, est d'environ 10dB pour le halo situé autour de l'ordre 0.

Comparaison des cas GRAD-DEL et GRAD-898

A la Fig.5.7, nous comparons les deux techniques de pixellisation suivant le gradient c'est-à-dire **GRAD-898** et **GRAD-DEL**. Afin que les deux techniques de gradient soient comparables, nous faisons en sorte que le nombre de cellules N soit identique dans les deux cas. Comme $N = 898$ pour **GRAD-DEL**, nous le comparerons à **GRAD-898**.

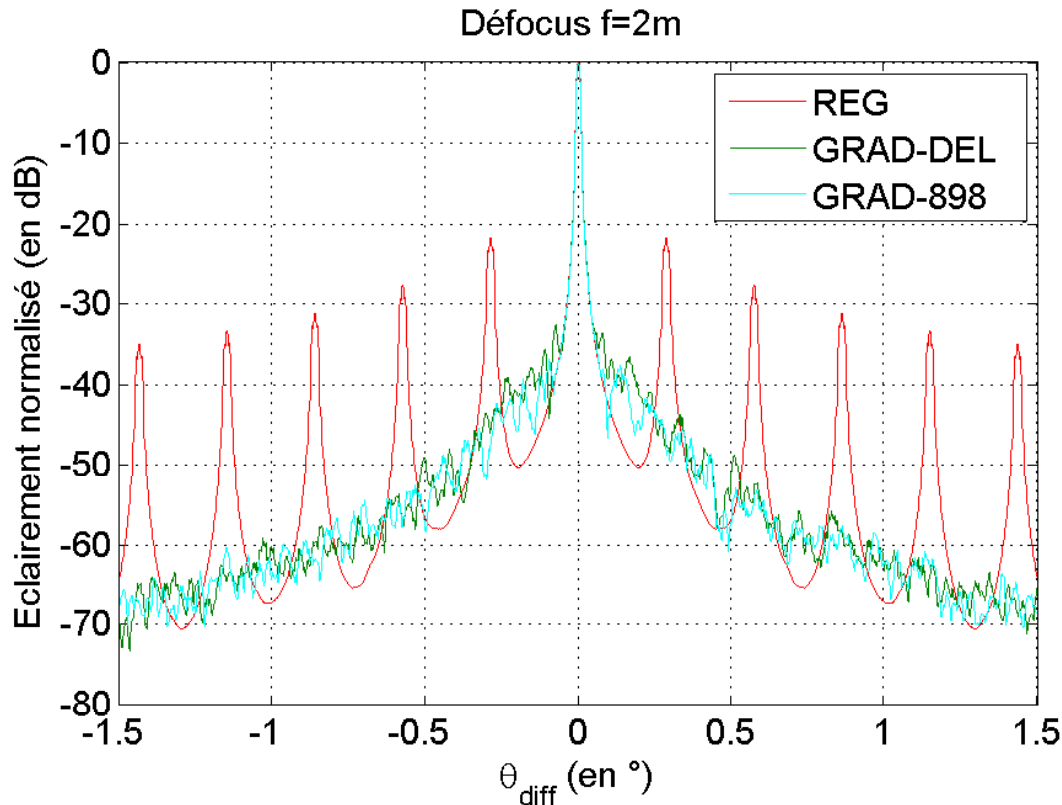


Fig. 5.7: Coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés par un SLM encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **REG** (courbe rouge), **GRAD-DEL** (courbe verte) et **GRAD-898** (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.7, nous constatons que pour des grands angles de diffraction θ_{diff} supérieurs à 1° et à nombre de cellules N égal, les deux techniques de pixellisation selon le gradient sont identiques. Pour les angles de diffraction θ_{diff} inférieurs à 1° , à nombre de cellules N égal, la technique du gradient **GRAD-898** apporte un gain d'environ 2dB sur le halo situé au voisinage de l'ordre 0. De plus, le pic central de l'ordre 0 est moins élargi. Enfin, en termes de rapport de Strehl, les deux techniques sont équivalentes ($S = 0.9$ au tableau 5.3).

Comparaison des cas GRAD-840, GRAD-1670, GRAD-2500 et UNIF-2500

Nous comparons à la Fig.5.8 les éclaircissements normalisés diffractés par les diagrammes de Voronoi construits directement sur un nuage de points, soit **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau 5.4). D'après les

5.2 Etude d'une lentille pixellisée

coupes horizontales de la Fig.5.8, nous constatons que la distribution angulaire des éclaircements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction. De plus, autour de l'ordre 0 l'allure du halo tend vers un plateau lorsque le nombre de cellules N augmente (Fig.5.8.c). Afin de pouvoir comparer les coupes de la Fig.5.8 entre elles, nous les avons superposées à la Fig.5.9.

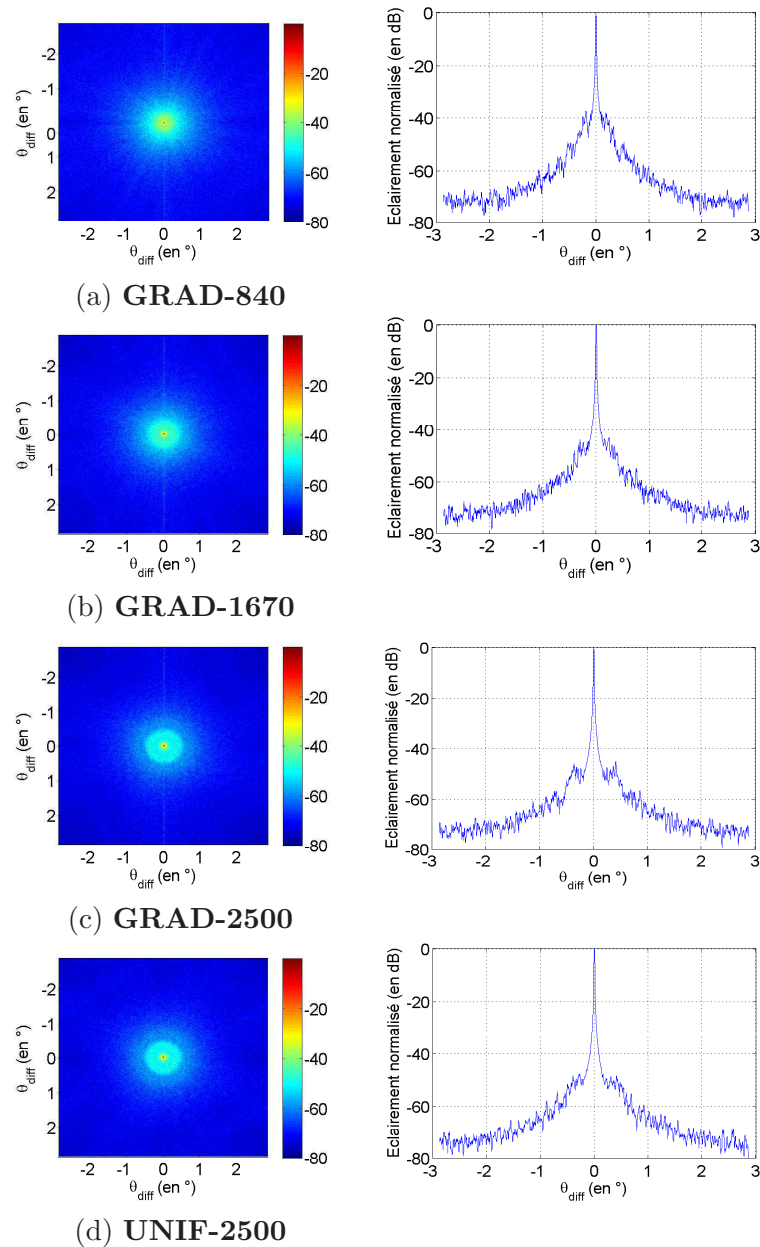
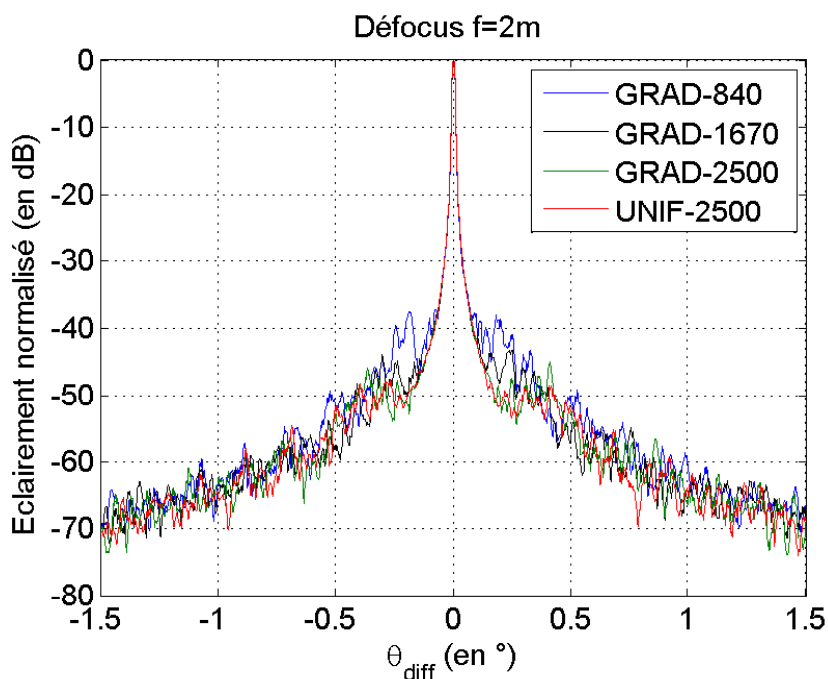


Fig. 5.8: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés dans le plan focal de la lentille de focale $f = 2m$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclaircements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

	GRAD-840	GRAD-1670	GRAD-2500	UNIF-2500
S	0.9	0.95	0.97	0.97

 Tab. 5.4: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S .

 Fig. 5.9: Coupes horizontales des éclairissements normalisés diffractés par la lentille pixellisée de focale $f = 2m$: **GRAD-840** (courbe bleue), **GRAD-1670** (courbe noire), **GRAD-2500** (courbe verte) et **UNIF-2500** (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.9 et le tableau 5.4, nous constatons que la pixellisation selon le gradient est meilleure quand le nombre de cellules N augmente, ce qui s'explique par le fait que dans ce cas la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Le niveau du halo autour de l'ordre 0 pour **GRAD-2500** est ainsi inférieur de 10dB à celui obtenu par **GRAD-840** tout en ayant un meilleur rapport de Strehl (tableau 5.4).

Nous constatons également que les techniques de pixellisation **GRAD-2500** et **UNIF-2500** ont des comportements similaires. Cela s'explique par le fait que, pour un diagramme de Voronoi construit sur un nuage de points répartis suivant le gradient, lorsque N augmente, le diagramme tend vers une répartition de cellules uniforme à cause de la contrainte technologique fixée à $d_{min} = 50\mu m$.

5.2.3 Conclusion

Nous avons montré dans cette section que les deux techniques de pixellisation selon un diagramme de Voronoi classique, **DEF-50** et **UNIF-2500**, donnent des résultats similaires en termes de qualité optique. Cela vient confirmer le fait que pour le paramètre de déformation optimal ($a = a_{opt}$), un optimum est bien atteint lorsqu'un diagramme de Voronoi est issu de la déformation d'une grille régulière. L'un des avantages de la technique **UNIF-2500** est le contrôle de la taille minimale des cellules, ce qui n'est pas le cas pour **DEF-50**.

5.3 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

Relativement aux deux techniques de pixellisation selon le gradient, nous avons montré qu'elles sont équivalentes à nombre de cellules N égal. Quand N augmente, nous avons mis en évidence le fait que les diagrammes de Voronoi construits sur un nuage de points suivant le gradient tendent vers une loi uniforme compte tenu de la contrainte technologique sur la taille minimale d_{min} des cellules.

D'une façon plus générale nous avons constaté que la distribution angulaire des éclairiments normalisés pour une pixellisation selon le gradient est uniforme mais induit une faible dégradation de la qualité optique, en termes de rapport de Strehl, par rapport aux techniques de pixellisation classique Voronoi et isophases. Cette solution peut être intéressante si cette perte de qualité optique due à la présence de grandes cellules est compensée par un meilleur remplissage. Nous reviendrons sur ce dernier point au chapitre 6.

5.3 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

Nous nous plaçons dans la même configuration d'étude qu'à la section 4.2 du chapitre précédent et nous comparons de la même façon qu'à la section 5.2 les structures des différents SLM et leurs qualités optiques. La fonction de phase encodée sur le SLM est par contre la suivante :

$$\varphi_{ast}(X, Y) = 2A_{ast}XY \quad \text{où } A_{ast} = 4\pi \quad (5.6)$$

Cela correspond à un astigmatisme de 2λ . Nous rappelons simplement que les coordonnées (X, Y) sont des coordonnées réduites telles que $X = 2x/L$ et $Y = 2y/L$ et $\sqrt{X^2 + Y^2} < 1$, où L désigne le diamètre de la pupille.

5.3.1 Caractéristiques des différents SLM

Les structures **REG**, **DEF-100**, **DEF-50** et **UNIF-2500** sont les mêmes que celles de la section 5.2. Seules les structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient du défaut d'astigmatisme sont ainsi présentées à la Fig.5.10. Si nous regardions les histogrammes de répartition des aires des cellules et d'orientation des parois, nous retrouverions le fait que l'allure de la densité de probabilité de répartition des aires des cellules est similaire à celle obtenue dans le cas du diagramme de Voronoi classique, **DEF-100**, et que la densité de probabilité d'orientation des parois suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$.

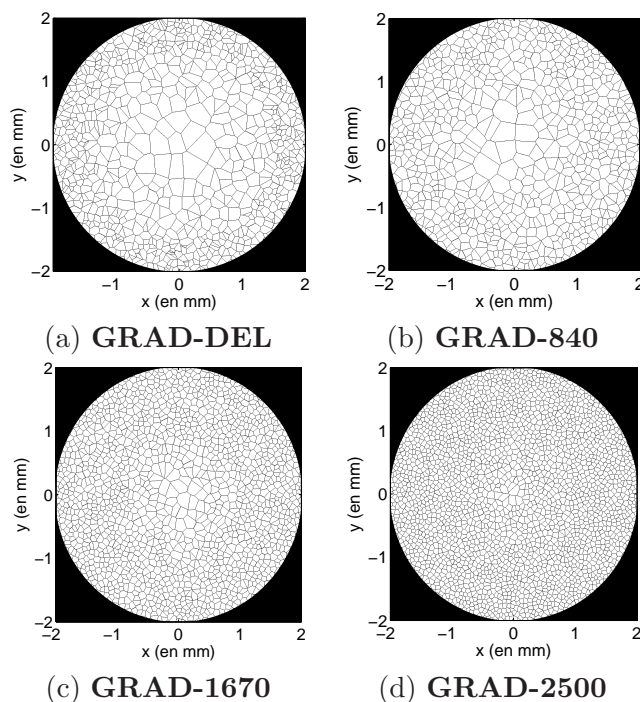


Fig. 5.10: Structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient du défaut d'astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. $L = 4mm$.

5.3.2 Comparaison des différentes techniques de pixellisation

Dans un premier temps nous allons comparer les deux techniques de pixellisation donnant des diagrammes de Voronoi classiques, non adaptés au gradient, soit **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50**. Puis nous nous intéresserons aux deux techniques de pixellisation selon le gradient en les comparant à nombre de cellules N égal, soit **GRAD-DEL** et **GRAD-888** avant de regarder l'influence de N sur la qualité optique de la lentille pixellisée en comparant **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**.

Comparaison des cas UNIF-2500, DEF-100 et DEF-50

Nous comparons à la Fig.5.11 les coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés dans les cas **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50** et nous donnons au tableau 5.5 leurs rapports de Strehl S . Nous choisissons de comparer les coupes horizontales car pour cette direction le niveau du halo diffracté est maximum.

5.3 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

	S
REG	0,94
ISO	0,93
DEF-100	0,92
DEF-50	0,97
GRAD-DEL	0,88
GRAD-888	0,9
UNIF-2500	0,97

Tab. 5.5: Astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S .

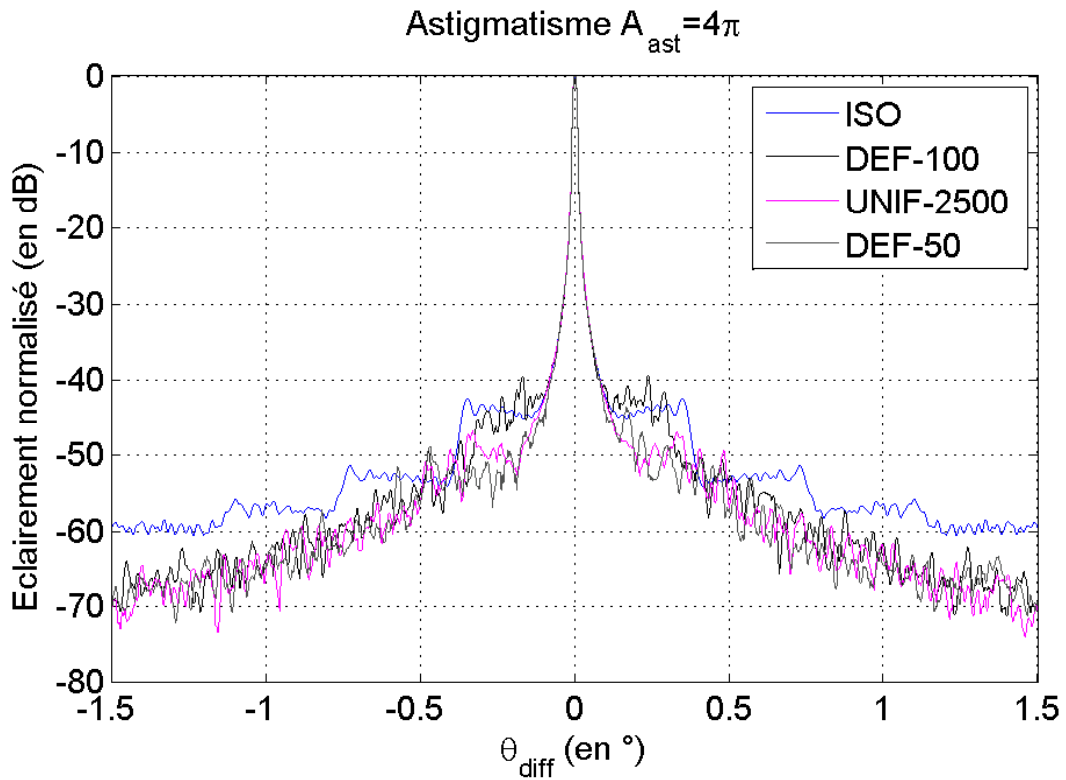


Fig. 5.11: Coupes horizontales des éclairissements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **ISO** (courbe bleue), **DEF-100** (courbe noire), **DEF-50** (courbe grise) et **UNIF-2500** (courbe violette). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.11, nous constatons que quel que soit l'angle de diffraction θ_{diff} , les techniques de pixellisation par Voronoi issu d'une loi uniforme, **UNIF-2500**, ou de la déformation d'une grille régulière carrée de $50\mu m$ de côté, **DEF-50**, sont équivalentes. Elles ont de plus le même rapport de Strehl ($S = 0.97$ au tableau 5.5). De plus, pour les deux cas précédents, le gain par rapport à la pixellisation par isophases, **ISO**, est d'environ 6dB pour le halo situé autour de l'ordre 0. Ce même gain est d'environ 10dB par rapport à la pixellisation par un diagramme de Voronoi issu de la déformation d'une grille régulière carrée de $100\mu m$ de côté, tel que $a = 1.27$, **DEF-100**.

Comparaison des cas GRAD-DEL et GRAD-888

A la Fig.5.12, nous comparons les deux techniques de pixellisation suivant le gradient c'est-à-dire **GRAD-888** et **GRAD-DEL**. Afin que les deux techniques de gradient soient comparables, nous faisons en sorte que le nombre de cellules N soit identique dans les deux cas. Comme $N = 888$ pour **GRAD-DEL**, nous le comparerons à **GRAD-888**.

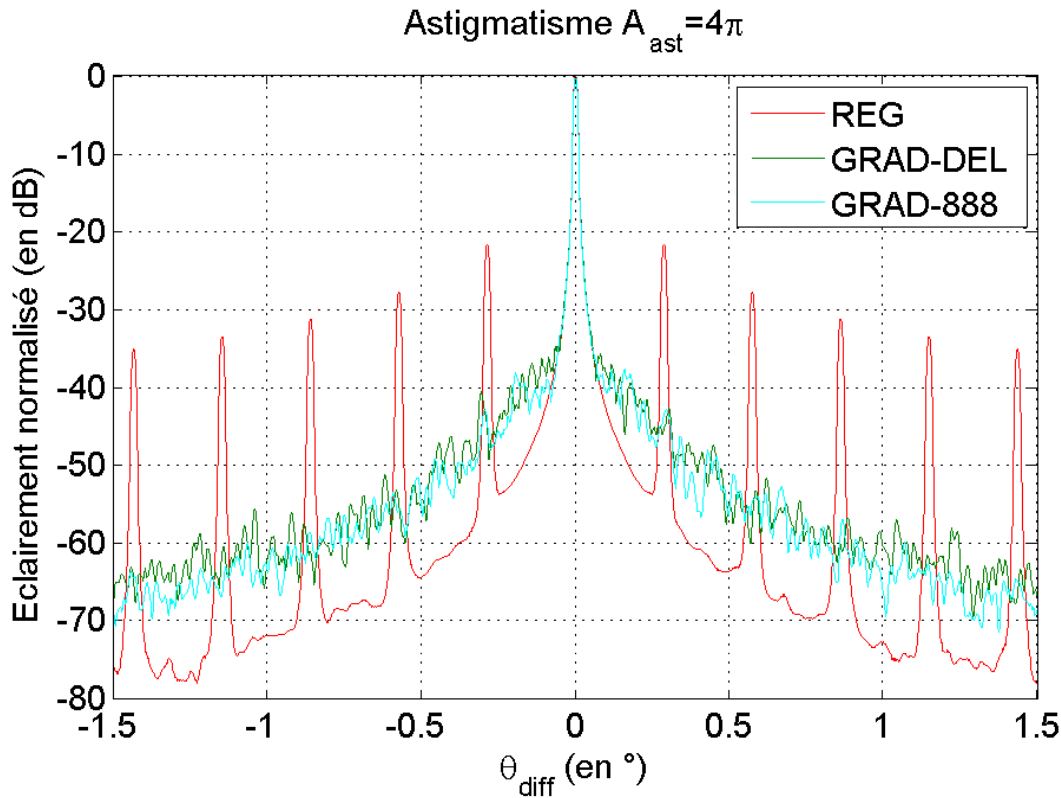


Fig. 5.12: Coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **REG** (courbe rouge), **GRAD-DEL** (courbe verte) et **GRAD-888** (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.12, nous constatons que pour des grands angles de diffraction θ_{diff} supérieurs à 1° et à nombre de cellules N égal, les deux techniques de pixellisation selon le gradient sont identiques. Pour les angles de diffraction θ_{diff} inférieurs à 1° , à nombre de cellules N égal, la technique du gradient **GRAD-888** apporte un gain d'environ 2dB sur le halo situé au voisinage de l'ordre 0. De plus, le pic central de l'ordre 0 est moins élargi. Enfin, en termes de rapport de Strehl, les deux techniques sont équivalentes ($S = 0.9$ au tableau 5.5).

Comparaison des cas GRAD-840, GRAD-1670, GRAD-2500 et UNIF-2500

Nous comparons à la Fig.5.13 les coupes horizontales des éclairements normalisés diffractés à la Fig.5.14 par les diagrammes de Voronoi construits directement sur un nuage de points, soit **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau 5.6). Les figures bidimensionnelles des éclairements normalisés

5.3 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

sont présentées à la Fig.5.14. Nous retrouvons les mêmes résultats que pour la lentille pixelisée. La distribution angulaire des éclairissements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction. De plus, autour de l'ordre 0 l'allure du halo tend vers un plateau lorsque le nombre de cellules N augmente (Fig.5.14.c).

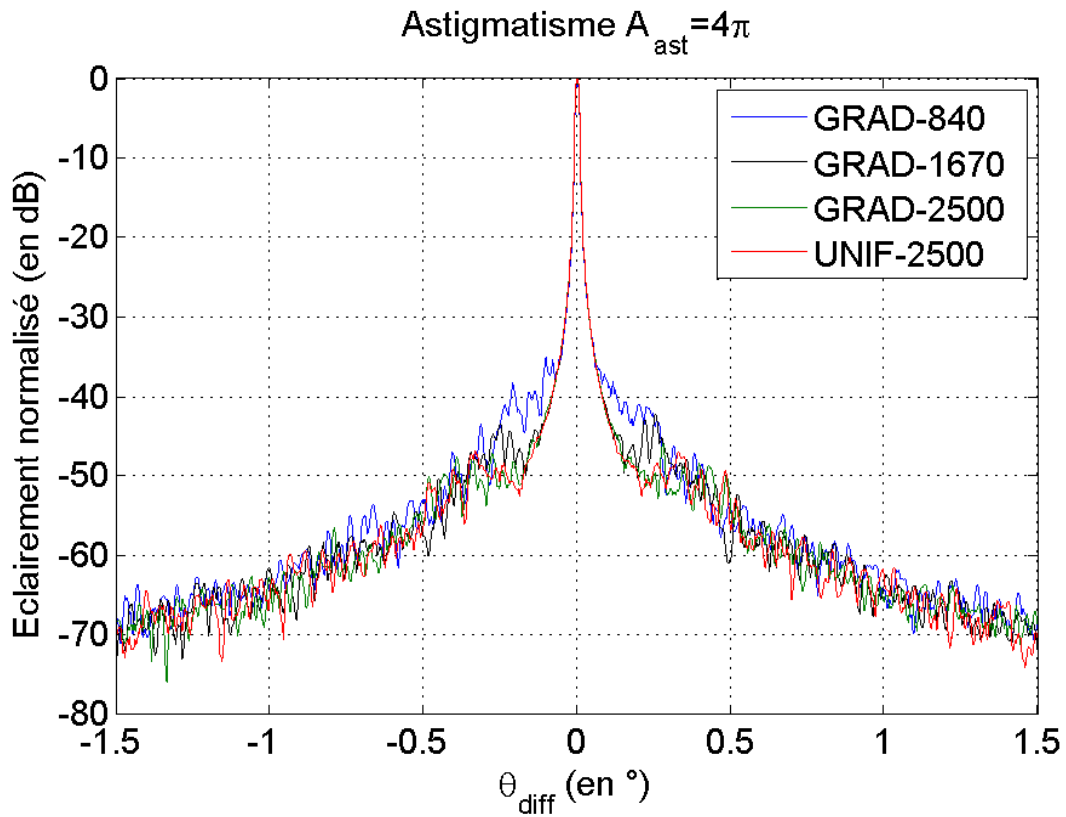


Fig. 5.13: Coupes horizontales des éclairissements normalisés diffractés par des SLM encodant un astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$: **GRAD-840** (courbe bleue), **GRAD-1670** (courbe noire), **GRAD-2500** (courbe verte) et **UNIF-2500** (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

	GRAD-840	GRAD-1670	GRAD-2500	UNIF-2500
S	0.9	0.95	0.97	0.97

Tab. 5.6: Astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S .

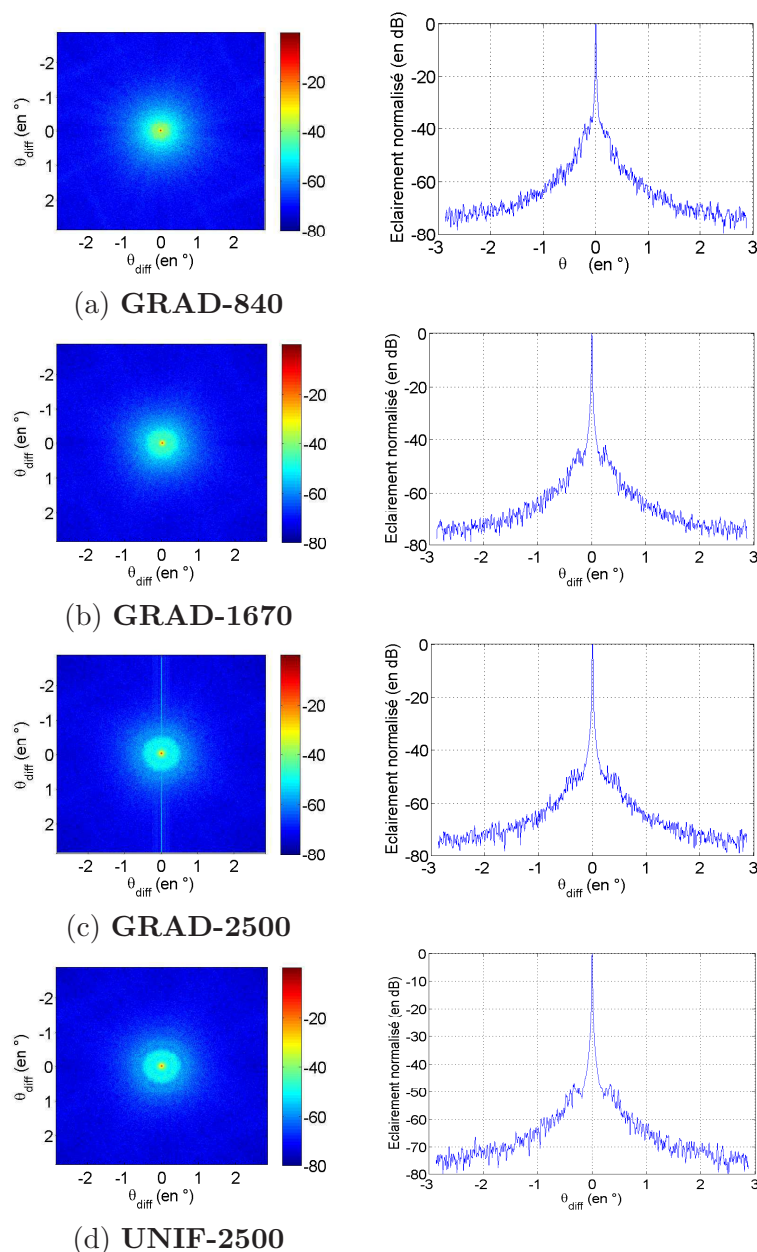


Fig. 5.14: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. Colonne de droite : Coupes horizontales des éclaircements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.13 et le tableau 5.6, nous retrouvons pour l'astigmatisme les mêmes conclusions que pour la lentille pixellisée de focale $f = 2m$. En effet, la pixellisation selon le gradient est meilleure quand le nombre de cellules N augmente, ce qui s'explique par le fait que dans ce cas la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Le niveau du halo autour de

5.4 Application à la correction d'un front d'onde de coma

l'ordre 0 pour **GRAD-2500** est aussi inférieur d'environ 10dB à celui obtenu par **GRAD-840** tout en ayant un meilleur rapport de Strehl (tableau 5.6).

Nous constatons également à nouveau que les techniques de pixellisation **GRAD-2500** et **UNIF-2500** ont des comportements similaires. Cela s'explique par le fait que, pour un diagramme de Voronoi construit sur un nuage de points répartis suivant le gradient, lorsque N augmente, le diagramme tend vers une répartition de cellules uniforme à cause de la contrainte technologique fixée à $d_{min} = 50\mu m$.

5.3.3 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette section relativement à l'astigmatisme vérifiant $A_{ast} = 4\pi$ sont identiques à ceux obtenus pour une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Nous retrouvons donc que les deux techniques de pixellisation selon un diagramme de Voronoi classique, **DEF-50** et **UNIF-2500**, donnent des résultats similaires en termes de qualité optique. Cela vient confirmer le fait que pour le paramètre de déformation optimal ($a = a_{opt}$), un optimum est bien atteint lorsqu'un diagramme de Voronoi est issu de la déformation d'une grille régulière. L'un des avantages de la technique **UNIF-2500** est le contrôle de la taille minimale des cellules, ce qui n'est pas le cas pour **DEF-50**.

Relativement aux deux techniques de pixellisation selon le gradient, nous montrons à nouveau qu'elles sont équivalentes à nombre de cellules N égal. Quand N augmente, nous mettons encore en évidence le fait que les diagrammes de Voronoi construits sur un nuage de points suivant le gradient tendent vers une loi uniforme compte tenu de la contrainte technologique sur la taille minimale d_{min} des cellules.

D'une façon plus générale, nous constatons à nouveau que la distribution angulaire des éclaircissements normalisés pour une pixellisation selon le gradient est uniforme mais induit une faible dégradation de la qualité optique, en termes de rapport de Strehl, par rapport aux techniques de pixellisation classique Voronoi et isophases. Cette solution peut être intéressante si cette perte de qualité optique due à la présence de grandes cellules est compensée par un meilleur remplissage.

5.4 Application à la correction d'un front d'onde de coma

Nous nous plaçons à nouveau dans la même configuration d'étude qu'à la section 4.2 et nous comparons de la même façon qu'aux sections 5.2 et 5.3 les structures des différents SLM et leurs qualités optiques. La fonction de phase encodée sur le SLM est la suivante :

$$\varphi_{coma}(X, Y) = A_{coma}(-2Y + 3Y^3 + 3X^2Y) \quad \text{où } A_{coma} = \frac{8\pi}{7} \quad (5.7)$$

Cela correspond à $4\lambda/7$ de coma d'ordre 3 prise au sens de Zernike, c'est-à-dire compensée du basculement.

5.4.1 Caractéristiques des différents SLM

Les structures **REG**, **DEF-100**, **DEF-50** et **UNIF-2500** sont les mêmes que celles des sections 5.2 et 5.3 . Seules les structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient du défaut de coma tel que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ sont ainsi présentées à la Fig.5.15. Si nous regardons les caractéristiques des histogrammes de répartition des aires des cellules et d'orientation des parois, nous retrouverions à nouveau le fait que l'allure de la densité de probabilité de répartition des aires des cellules est similaire à celle obtenue

dans le cas du diagramme de Voronoi classique, **DEF-100** et que la densité de probabilité d'orientation des parois suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$.

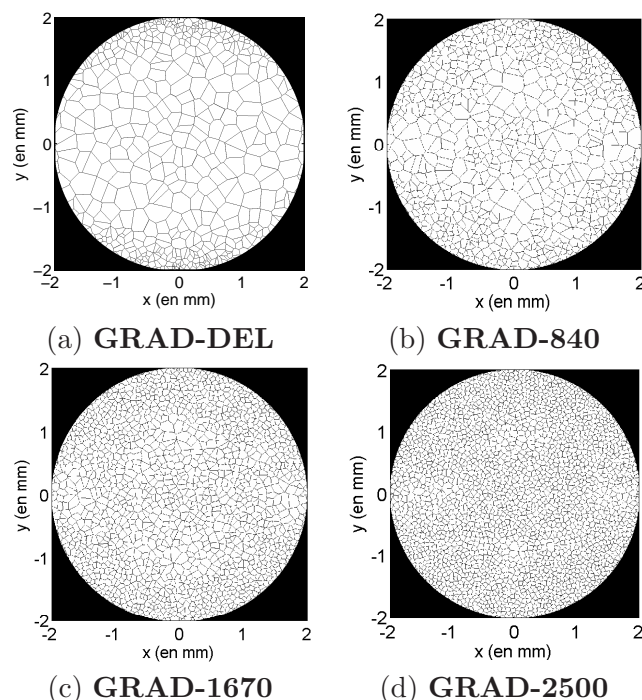


Fig. 5.15: Structures des SLM dont la taille et la répartition des cellules suivent le gradient de la coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. $L = 4mm$.

5.4.2 Comparaison des différentes techniques de pixellisation

Dans un premier temps nous allons comparer les deux techniques de pixellisation donnant des diagrammes de Voronoi classiques, non adaptés au gradient, soit **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50**. Puis nous nous intéresserons aux deux techniques de pixellisation selon le gradient en les comparant à nombre de cellules N égal, soit **GRAD-DEL** et **GRAD-888** avant de regarder l'influence de N sur la qualité optique de la lentille pixellisée en comparant **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**.

Comparaison des cas UNIF-2500, DEF-100 et DEF-50

Nous comparons à la Fig.5.16 les coupes verticales des éclaircissements normalisés diffractés dans les cas **UNIF-2500**, **DEF-100** et **DEF-50**, et nous donnons au tableau 5.7 leurs rapports de Strehl S . Nous choisissons de comparer les coupes verticales car pour cette direction le niveau du halo diffracté est maximum.

5.4 Application à la correction d'un front d'onde de coma

	S
REG	0,98
ISO	0,98
DEF-100	0,97
DEF-50	0,98
GRAD-DEL	0,95
GRAD-565	0,96
UNIF-2500	0,98

Tab. 5.7: Coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S .

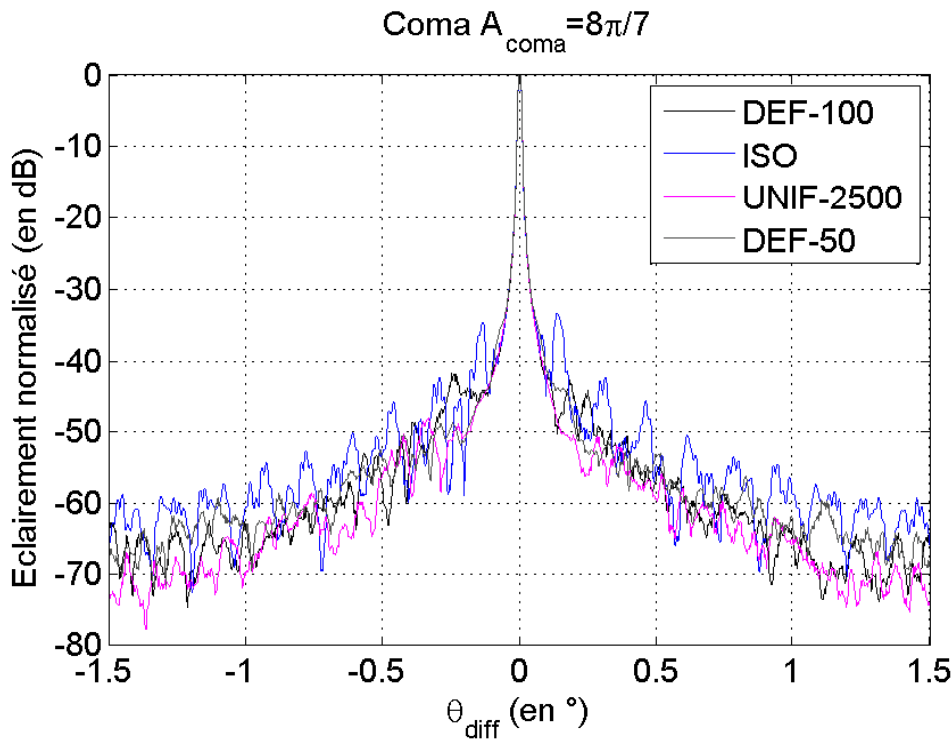


Fig. 5.16: Coupes verticales des éclaircissements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **ISO** (courbe bleue), **DEF-100** (courbe noire), **DEF-50** (courbe grise) et **UNIF-2500** (courbe violette). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.16, nous constatons que quel que soit l'angle de diffraction θ_{diff} , les techniques de pixellisation par Voronoi issu d'une loi uniforme, **UNIF-2500**, ou de la déformation d'une grille régulière carrée de $50\mu m$ de côté, **DEF-50**, sont équivalentes. Elles ont de plus le même rapport de Strehl ($S = 0.98$ au tableau 5.7). De plus, pour les deux cas précédents, le gain par rapport à la pixellisation par isophases, **ISO**, est d'environ 15dB pour le halo situé autour de l'ordre 0. Ce même gain est d'environ 8dB par rapport à la pixellisation par un diagramme de Voronoi issu de la déformation d'une grille régulière carrée de $100\mu m$ de côté, tel que $a = 1.27$ et noté **DEF-100**.

Comparaison des cas GRAD-DEL et GRAD-565

A la Fig.5.17, nous comparons les deux techniques de pixellisation suivant le gradient c'est-à-dire **GRAD-565** et **GRAD-DEL**. Afin que les deux techniques de gradient soient comparables, nous faisons en sorte que le nombre de cellules N soit identique dans les deux cas. Comme $N = 565$ pour **GRAD-DEL**, nous le comparerons à **GRAD-565**.

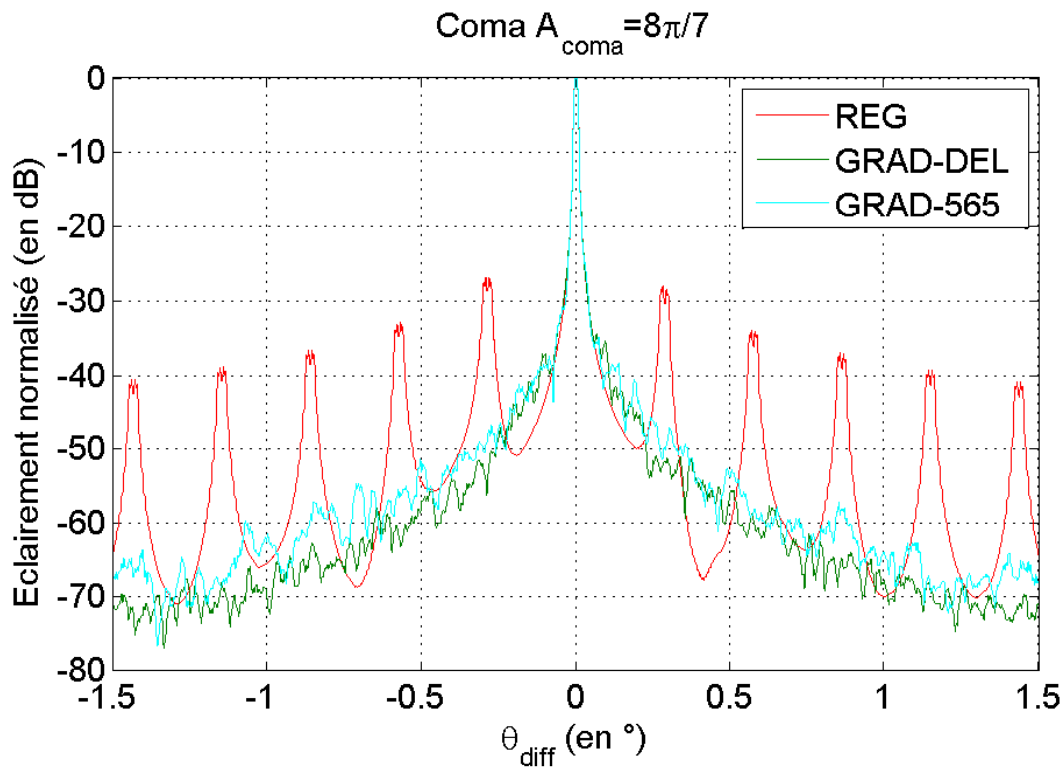


Fig. 5.17: Coupes verticales des éclairissements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. L'échelle est logarithmique. Comparaison des cas **REG** (courbe rouge), **GRAD-DEL** (courbe verte) et **GRAD-565** (courbe cyan). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

D'après la Fig.5.17 et contrairement à la lentille pixellisée et à l'astigmatisme, nous constatons que pour des grands angles de diffraction θ_{diff} supérieurs à 1° et à nombre de cellules N égal, la technique de pixellisation selon le gradient issu du diagramme de Delaunay, **GRAD-DEL**, apporte un gain de 3dB sur le niveau du halo par rapport à celle issue d'un nuage de points **GRAD-565**. Pour les angles de diffraction θ_{diff} inférieurs à 1° , à nombre de cellules N égal, les deux techniques de pixellisation selon le gradient sont identiques. Enfin, en terme de rapport de Strehl, les deux techniques sont équivalentes ($S = 0.95$ au tableau 5.7).

Comparaison des cas GRAD-840, GRAD-1670, GRAD-2500 et UNIF-2500

Nous comparons à la Fig.5.18 les coupes verticales des éclairissements normalisés de la Fig.5.19 diffractés par les diagrammes de Voronoi construits directement sur un nuage de points, soit **GRAD-840**, **GRAD-1670**, **GRAD-2500** et **UNIF-2500**, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau 5.8). Les figures bidimensionnelles des éclairissements normalisés

5.4 Application à la correction d'un front d'onde de coma

sont présentées à la Fig.5.19. Nous retrouvons les mêmes résultats que pour la lentille pixelisée et le défaut d'astigmatisme. La distribution angulaire des éclairissements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction.

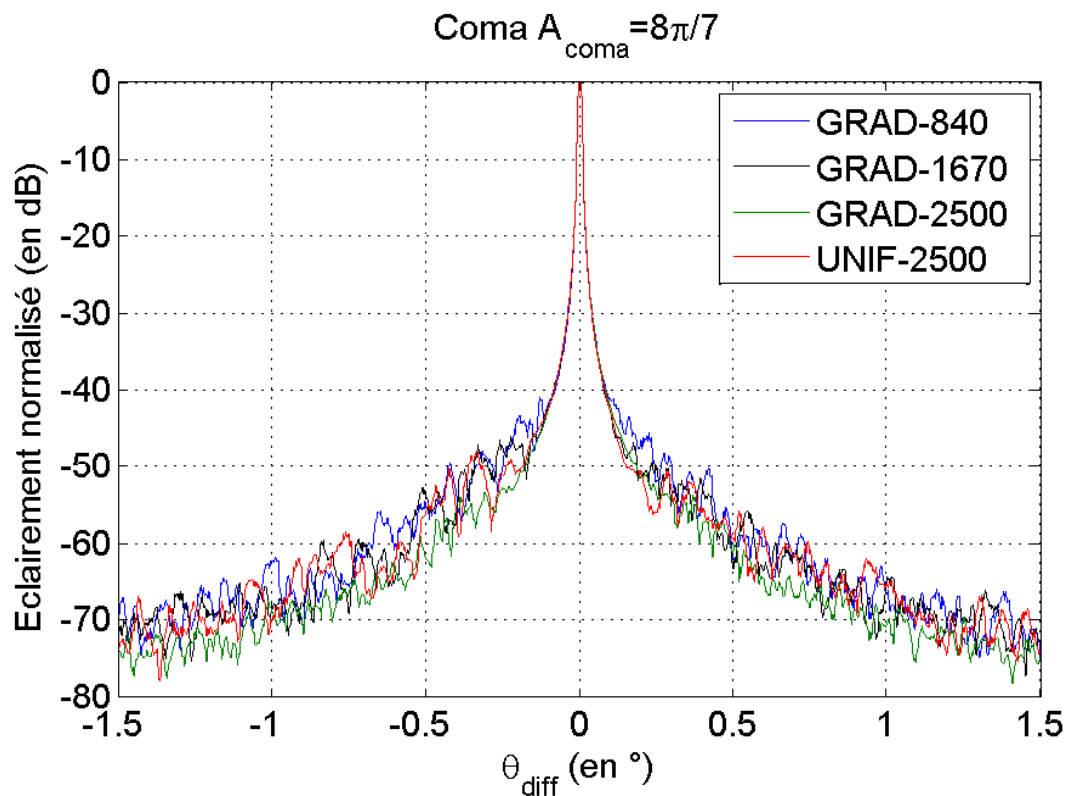


Fig. 5.18: Coupes verticales des éclairissements normalisés diffractés par des SLM encodant de la coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$: **GRAD-840** (courbe bleue), **GRAD-1670** (courbe noire), **GRAD-2500** (courbe verte) et **UNIF-2500** (courbe rouge). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

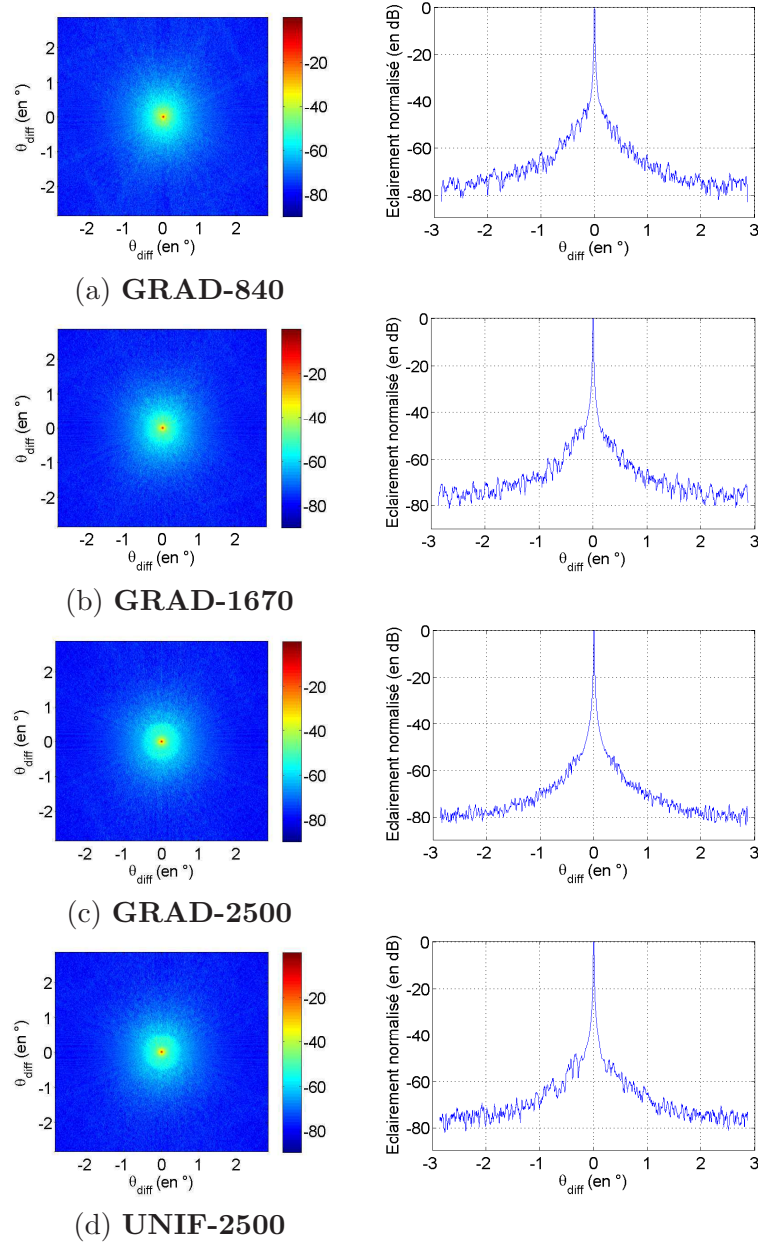


Fig. 5.19: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. Colonne de droite : Coupes verticales des éclaircements normalisés. $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

	GRAD-840	GRAD-1670	GRAD-2500	UNIF-2500
S	0.97	0.98	0.98	0.98

Tab. 5.8: Coma vérifiant $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S .

D'après la Fig.5.18 et le tableau 5.8, nous retrouvons pour la coma les mêmes conclusions que pour la lentille pixellisée de focale $f = 2m$ et l'astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. En effet, la pixellisation selon le gradient est meilleure quand le nombre de cellules N augmente, ce

5.5 Conclusion

qui s'explique par le fait que dans ce cas la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Le niveau du halo autour de l'ordre 0 pour **GRAD-2500** est ainsi inférieur d'environ 5dB à celui obtenu par **GRAD-840** tout en ayant un rapport de Strehl très légèrement meilleur (tableau 5.8).

Nous constatons également que les techniques de pixellisation **GRAD-2500** et **UNIF-2500** ont des comportements similaires. Cela s'explique par le fait que, pour un diagramme de Voronoi construit sur un nuage de points répartis suivant le gradient, lorsque N augmente, le diagramme tend vers une répartition de cellules uniforme à cause de la contrainte technologique fixée à $d_{min} = 50\mu m$.

5.4.3 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette section relativement à la coma vérifiant $A_{ast} = \frac{8\pi}{7}$ sont identiques à ceux obtenus pour la lentille pixellisée de focale $f = 2m$ et l'astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. Nous retrouvons donc que les deux techniques de pixellisation selon un diagramme de Voronoi classique, **DEF-50** et **UNIF-2500**, donnent des résultats similaires en termes de qualité optique. Cela vient confirmer le fait que pour le paramètre de déformation optimal ($a = a_{opt}$), un optimum est bien atteint lorsqu'un diagramme de Voronoi est issu de la déformation d'une grille régulière. L'un des avantages de la technique **UNIF-2500** est le contrôle de la taille minimale des cellules, ce qui n'est pas le cas pour **DEF-50**.

Relativement aux deux techniques de gradient, nous montrons à nouveau qu'elles sont équivalentes à nombre de cellules N égal. Quand N augmente, nous mettons encore en évidence le fait que les diagrammes de Voronoi construits sur un nuage de points suivant le gradient tendent vers une loi uniforme compte tenu de la contrainte technologique sur la taille minimale d_{min} des cellules.

D'une façon plus générale nous constatons à nouveau que la distribution angulaire des éclaircissements normalisés pour une pixellisation selon le gradient est uniforme mais induit une faible dégradation de la qualité optique, en termes de rapport de Strehl, par rapport aux techniques de pixellisation classique Voronoi et isophases. Cette solution peut être intéressante si cette perte de qualité optique due à la présence de grandes cellules est compensée par un meilleur remplissage.

5.5 Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre une nouvelle méthode d'obtention de diagrammes de Voronoi issus directement d'un nuage de points tirés selon une loi de probabilité uniforme (**UNIF-2500**), sans passer par la déformation d'une grille régulière initiale. Cette nouvelle méthode donne les mêmes résultats que le diagramme de Voronoi optimal issu de la déformation d'une grille régulière (**DEF-50**). Cela conforte le fait que toutes ces méthodes conduisent à un optimum. Nous noterons de plus que cette nouvelle méthode permet en plus de mieux contrôler la taille minimale des cellules, ce qui répond aux contraintes technologiques de fabrication.

Nous avons également développé deux techniques de pixellisation où la taille et la répartition des cellules suivent le gradient de la fonction de phase considérée. Nous avons constaté que quelle que soit la fonction de phase considérée, les deux techniques étaient équivalentes. Néanmoins, la technique issue d'un nuage de points permet de maîtriser la taille minimale des cellules, ce qui répond aux contraintes technologiques de fabrication. De plus, par rapport à la technique issue d'un diagramme de Delaunay, sa mise en oeuvre technique est plus simple, les temps de calcul sont moins longs lors de la génération du maillage.

Enfin, on passe facilement et de façon continue d'une répartition uniforme des cellules à une répartition selon le gradient. Il est ainsi bien plus facile de trouver un compromis entre la taille des cellules et la qualité optique du composant.

Quel que soit le défaut considéré, nous retrouvons le résultat selon lequel plus il y a de petites cellules, meilleure est la pixellisation car la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée, et donc meilleure est la qualité optique. Cependant, une pixellisation intelligente selon le gradient d'une fonction de phase donnée peut être intéressante d'un point de vue technologique si la faible perte de qualité optique que nous avons mise en évidence est compensée par un meilleur remplissage des micro-cuves. Nous montrerons plus particulièrement au chapitre 6 que plus les cellules sont grandes, plus le système est robuste aux erreurs de remplissage.

Etude des sources d'erreurs du procédé de remplissage

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence par la simulation l'influence des sources d'erreurs provenant du procédé de remplissage afin de l'améliorer. Pour cela nous rappelons que les composants sont constitués de micro-cuves qui sont remplies au moyen d'un procédé jet d'encre étudié par Stéphanie Poirier au cours de sa thèse [16].

A la section 6.1, nous présenterons tout d'abord de façon très succincte le procédé jet d'encre utilisé puis, à la section 6.2, nous envisagerons des pistes d'amélioration possibles de ce procédé en modélisant certaines des erreurs commises avant de conclure à la section 6.3.

6.1 Procédé jet d'encre employé

6.1.1 Principe

Les différentes méthodes de remplissage étudiées par Feng Shi au cours de sa thèse [10], telles que le trempage (dip-coating), le dépôt à la tournette (spin-coating) et les procédés d'impression ont conduit au choix du procédé jet d'encre. Cette technique a fait plus particulièrement l'objet de la thèse de Stéphanie Poirier [16]. L'impression par jet d'encre [39,40] est un procédé d'impression sans contact reposant sur la formation de gouttes par rupture d'un jet de fluide, sous l'effet d'une petite perturbation telle qu'une onde de pression. Il existe deux grandes catégories de procédés jet d'encre. La première est celle du jet continu [41–43] qui consiste en la formation de gouttes à fréquence régulière. Ces gouttes peuvent être chargées ou non en sortie de buse par le passage à proximité d'une électrode. Les gouttes chargées seront ensuite déviées lors de leur passage entre des plaques de déflexion tandis que les gouttes non chargées ne seront pas déviées. La seconde catégorie est celle de la goutte à la demande [44,45] qui consiste à former une goutte uniquement lorsque celle-ci est nécessaire. Les principales méthodes d'éjection de gouttes à la demande sont les procédés thermique, piézoélectrique et la thermofusion. Le choix a été fait de privilégier la qualité du dépôt, plutôt que la cadence, c'est pourquoi il a été choisi de travailler avec des têtes d'impression à la demande plutôt qu'en jet continu. Ces têtes d'impression piézoélectriques sont fabriquées par la société XAAR. Le principe de la machine d'impression jet d'encre est illustré à la Fig.6.1. Elle est constituée d'une table motorisée sur laquelle le composant est maintenu par aspiration sous vide, des têtes d'impression choisies et d'un ordinateur

permettant de gérer les déplacements mécaniques des têtes. En outre, chaque tête est reliée à une seringue servant de réservoir au liquide à déposer, à un bain thermostaté pour réguler sa température et à une pompe à vide pour contrôler la dépression dans les canaux.

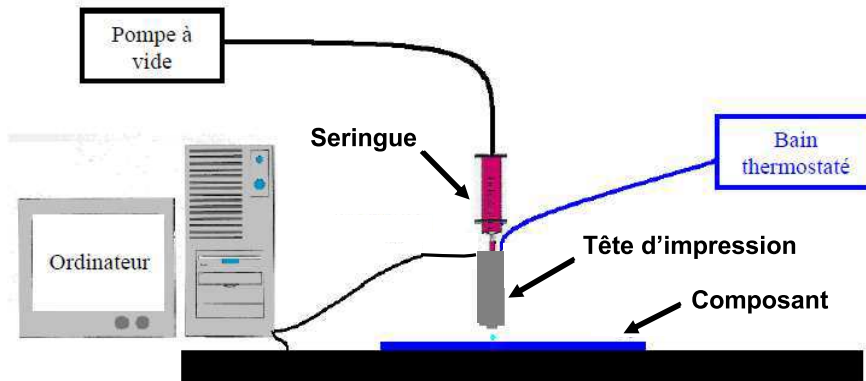


Fig. 6.1: Schéma de principe de la machine d'impression jet d'encre utilisée pour le remplissage des composants.

Au cours de sa thèse, Stéphanie Poirier [16] a étudié le remplissage de plusieurs types de microstructures dont la grille régulière carrée, des composants à base carrée ou hexagonale et dont les parois sont à triple arcs de cercle et les composants Voronoi sur lesquels nous reviendrons au chapitre 7. Nous lui avons fourni les profils de phase des fonctions optiques qui étaient ensuite encodés au moyen du procédé jet d'encre précédent en utilisant un mélange homogène de deux liquides miscibles d'indices différents, notés par la suite n_B pour l'indice le plus faible et n_H pour l'indice le plus fort.

6.1.2 Profils de phase fournis

Le choix a été fait d'encoder des lentilles de focale f sur une zone carrée de côté C où les parois ont une hauteur h et une épaisseur e données. La phase est repliée tous les $2K\pi$ pour une longueur d'onde nominale notée λ_0 où :

$$K = E \left(\frac{\Delta n h}{\lambda_0} \right) \quad (6.1)$$

$\Delta n = n_H - n_B$ étant la variation maximale d'indice imposée par la technologie de remplissage des cellules et $E(z)$ désigne la partie entière de z . Afin d'encoder une lentille sur un composant il est nécessaire de fournir soit son profil de phase $\varphi(x, y)$ soit son profil d'indice $n(x, y)$, l'un se déduisant de l'autre par la relation suivante :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi n(x, y)h}{\lambda} \quad (6.2)$$

λ étant la longueur d'onde d'illumination. Comme le remplissage des cellules se fait au moyen d'un nombre fini de gouttes de volume v fixé, les profils de phase ou d'indice doivent être quantifiés. La technologie choisie impose 256 niveaux de quantification. Le profil calculé est donc converti en une image BMP en 256 niveaux gris en choisissant pour référence l'un des deux liquides d'indice. A la Fig.6.2, le liquide de référence est celui d'indice n_B . La valeur

6.1 Procédé jet d'encre employé

du niveau de gris de chaque cellule correspond alors au pourcentage du liquide de référence qu'il faut retrouver à la position de cette cellule dans l'image. Une cellule de niveau 0 (noir) correspond ainsi à 100% du liquide de référence et à 0% du second liquide, c'est-à-dire à un indice égal à n_B à la Fig.6.2, tandis qu'une cellule de niveau 255 (blanc) correspond à 0% du liquide de référence et à 100% du second liquide, donc à un indice égal à n_H à la Fig.6.2. La conversion de la valeur de l'indice souhaité $n(x, y)$ en une valeur de niveau de gris correspondante notée N est donnée par l'expression suivante :

$$N = 255 \left(1 - \frac{n(x, y) - n_H}{n_B - n_H} \right) \quad (6.3)$$

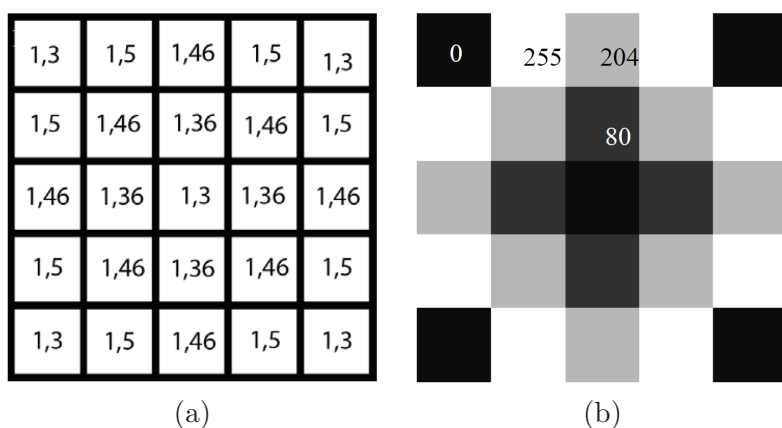


Fig. 6.2: Conversion de la valeur de l'indice souhaitée en niveaux de gris. (a) Profil d'indice souhaité avec $n_B = 1.3$ et $n_H = 1.5$. (b) Profil converti en 256 niveaux de gris. La valeur indiquée est celle du niveau de gris N .

La technique de remplissage idéale serait celle basée sur l'adressage. Elle consiste à repérer la position de chaque cellule sur le substrat et à venir remplir chacune des cellules séparément avec le nombre de gouttes nécessaire à l'obtention d'un ménisque plan. Or, la stratégie d'impression adoptée actuellement par Essilor n'est pas basée sur de l'adressage mais sur un remplissage statistique qui ne prend pas en compte la forme et la position du composant. Il s'agit de définir un ensemble de points régulièrement espacés selon les directions x et y représentant les positions des buses et donc d'une goutte à imprimer (Fig.6.3). Cet ensemble de points est ensuite superposé au composant à remplir, et l'on considère que le volume de liquide tombant sur une paroi se répartit statistiquement de manière homogène de chaque côté de la paroi. Les profils de phase à fournir pour un remplissage statistique doivent donc être discrétisés selon un pas $\Delta x = \Delta y$ égal à celui des positions des buses. Un exemple de profil discrétisé, replié et quantifié est donné à la Fig.6.4.

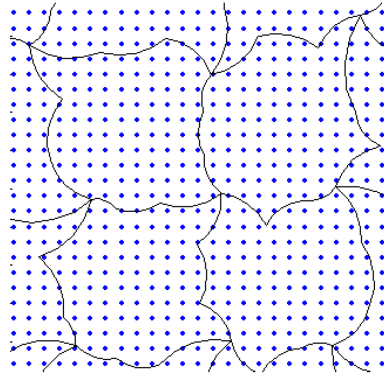


Fig. 6.3: Principe du remplissage statistique.

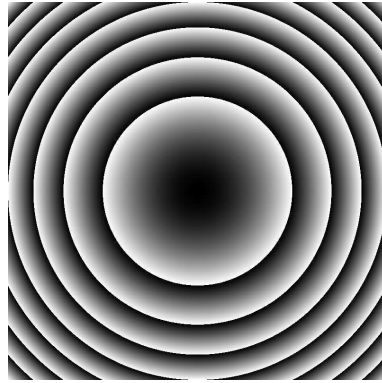


Fig. 6.4: Exemple de profil de phase fourni pour un composant carré de côté $C = 16mm$, encodant une lentille de focale $f = 2m$. Les paramètres sont $h = 20\mu m$, $\Delta n = 0.2$, $\lambda_0 = 550nm$ et $\Delta x = 35\mu m$.

En générant ainsi les profils de phase, nous n'avons pas à nous soucier de l'étape cruciale d'alignement de la machine d'impression jet d'encre rendue nécessaire pour l'adressage. Par contre, nous introduisons des erreurs au niveau des cellules où un repliement de phase se produit.

Prenons le cas où chaque cellule est adressée individuellement. Dans ce cas, d'après l'équation 4.3, nous savons que la phase associée à chaque cellule est la moyenne de la phase idéale sur sa surface. C'est l'étape de pixellisation. Cette phase moyenne est ensuite repliée afin de prendre en compte le repliement de la phase. Dans le cas du remplissage statistique, le repliement de la phase a lieu avant de prendre la moyenne de la phase idéale ce qui va donc introduire des erreurs au niveau des cellules où un repliement se produit.

Nous allons étudier plus précisément l'impact de cette erreur sur la figure de diffraction générée dans le plan focal de la lentille considérée. A la Fig.6.5, nous nous intéressons à une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ avec $\Delta n = 0.2$ et nous comparons le profil de phase obtenu dans le cas où le remplissage se fait par adressage au profil obtenu dans le cas d'un remplissage statistique. Nous considérons un composant Voronoi optimal de côté $C = 16mm$ issu de la déformation d'une grille régulière carrée de côté $100\mu m$ et tel que $a = a_{opt} = 1.27$. La longueur d'onde nominale est choisie égale à $\lambda_0 = 0.55\mu m$.

6.1 Procédé jet d'encre employé

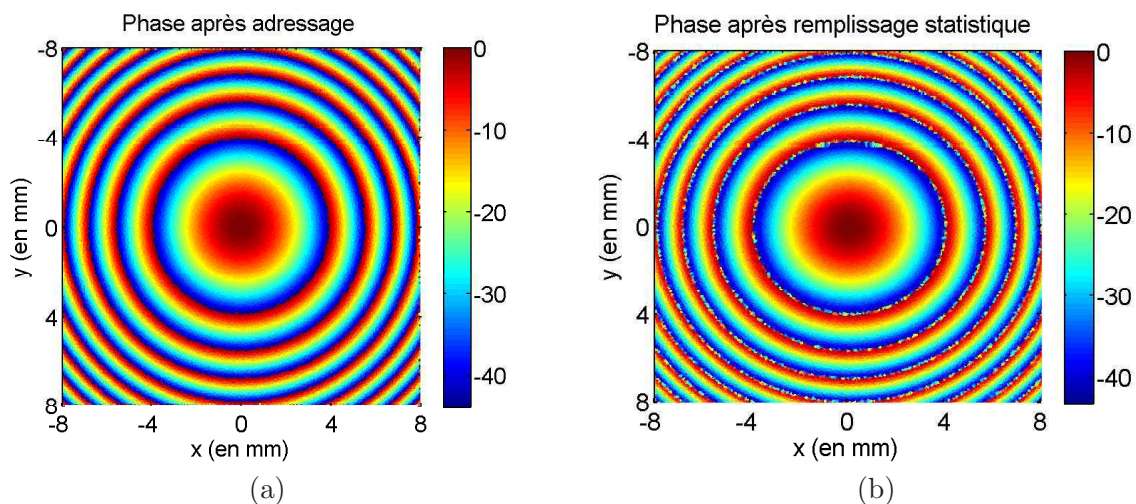


Fig. 6.5: Illustration du mauvais remplissage des cellules après un remplissage statistique (b) par rapport à la technique d'adressage (a). Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$.

D'après la Fig.6.5, nous constatons que pour un remplissage statistique l'erreur commise sur la phase obtenue après l'étape de remplissage n'affecte que les cellules dans lesquelles se produit un repliement de phase. Cela est également illustré à la Fig.6.6 où nous avons représenté une coupe horizontale des profils de phase de la Fig.6.5 et où nous avons entouré quelques zones où une erreur est commise sur la phase. Les cellules où un repliement de phase se produit ne sont pas très nombreuses à la Fig.6.5.b et à la Fig.6.6. A la Fig.6.7, nous comparons les coupes horizontales des figures de diffraction engendrées dans le plan focal des composants de la Fig.6.5.

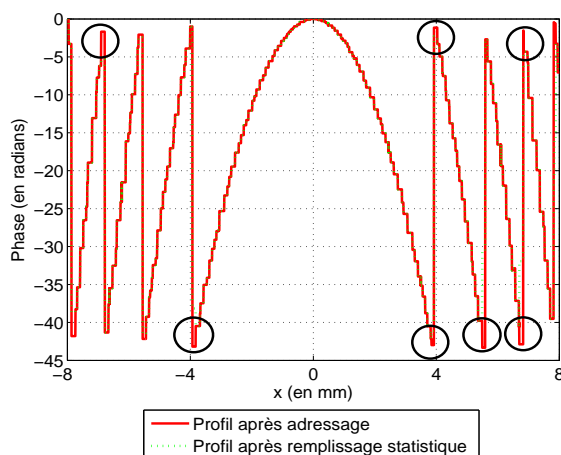


Fig. 6.6: Comparaison des coupes horizontales des profils de phase de la Fig.6.5. Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$.

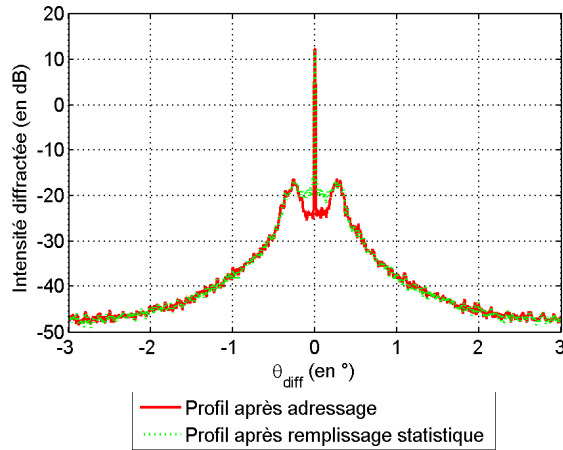


Fig. 6.7: Comparaison des coupes horizontales des intensités diffractées par les lentilles pixellisées dont les profils de phase sont ceux de la Fig.6.5. Lentille de focale $f = 2m$ et $\Delta n = 0.2$. Les paramètres sont $C = 16mm$, $h = 20\mu m$ et $\lambda_0 = 0.55\mu m$. Les composants sont éclairés à $\lambda = \lambda_0$.

D'après la Fig.6.7, nous constatons que l'erreur commise au niveau du halo entourant l'ordre 0 est d'environ 5dB dans le cas $f = 2m$. Cette erreur autour de l'ordre 0 sera d'autant plus grande que la focale de la lentille pixellisée est petite et que le Δn est petit puisque dans ce cas le nombre de repliements croît (voir l'équation 6.1). En effet, comme les erreurs de remplissage ont lieu à la frontière entre les anneaux (Fig.6.5), la proportion relative de pixels dont la phase est erronée croît avec la finesse des anneaux. Or, comme les anneaux sont très fins, ils seront moins bien échantillonnés : nous observerons des effets dus au sous échantillonnage. Enfin, l'écart pour l'ordre 0 est quant à lui négligeable car il est inférieur à 1dB.

Pour tous les composants de côté $C = 16mm$, l'erreur due aux défauts du remplissage statistique est peu perceptible sauf pour le halo proche de l'ordre 0 où nous n'avons plus d'interférences destructives. Par la suite, nous ne la prendrons donc pas en compte.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

Nous simulons dans cette partie des composants remplis par procédé jet d'encre. Il est important de remarquer que le remplissage des cellules repose sur l'éjection d'un nombre fini de gouttes ayant toutes le même volume v . Les valeurs de l'indice et de la phase sont donc approximées. Néanmoins, nous sentons bien que plus la taille de la cellule sera grande plus cette approximation sera négligeable puisqu'il y aura beaucoup de gouttes. Or, si l'on souhaite réaliser correctement une fonction optique, il est fondamental d'avoir des cellules dont la taille est la plus petite possible. Il est donc nécessaire de trouver un compromis.

En particulier, nous montrons à l'annexe D que pour une cellule d'aire S , lorsque l'on remplace une goutte d'indice n_H par une goutte d'indice n_B , à nombre total de gouttes g constant, nous avons une variation d'indice ΔN donnée par l'expression suivante :

$$\Delta N = \frac{\Delta n}{g} \quad (6.4)$$

g étant le nombre de gouttes total vérifiant $g = E \left(\frac{S \cdot h}{v} + 0.5 \right)$ où S est l'aire d'une cellule, h la hauteur des parois, v le volume d'une goutte et E la partie entière et où le 0.5 permet

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

d'atteindre l'entier le plus proche. L'équation 6.4 correspond à une variation de phase $\Delta\Phi$ égale à :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta N h}{\lambda} \quad (6.5)$$

En négligeant la partie entière, nous obtenons un ordre de grandeur suffisant pour la variation de la phase en fonction des paramètres de base du procédé :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta n v}{\lambda S} \quad (6.6)$$

Nous regroupons au tableau 6.1 quelques applications numériques pour différents composants remplis par le procédé actuel. En particulier, $\Delta n = 0.08$, $\lambda = 0.5\mu m$, $h = 20\mu m$ et $v = 6pL$.

	g	ΔN	$\Delta\Phi$
$S = 100\mu m \times 100\mu m$	34	$2.4 * 10^{-3}$	0.59
$S = 50\mu m \times 50\mu m$	9	$8.9 * 10^{-3}$	2.23
$S = 20\mu m \times 20\mu m$	2	$4 * 10^{-2}$	10

Tab. 6.1: Comparaison pour différentes aires de cellules de l'effet du remplacement d'une goutte d'indice n_H par une goutte d'indice n_B sur la variation d'indice ΔN et la variation de la phase $\Delta\Phi$ donnée en radians. Le nombre total de gouttes g est également indiqué. Les paramètres sont $\Delta n = 0.08$, $\lambda = 0.5\mu m$, $h = 20\mu m$ et $v = 6pL$.

Ces applications numériques montrent que la qualité du remplissage dépend fortement de l'aire S des cellules pour un volume de goutte v donné. Nous considérerons par la suite des composants dont l'aire moyenne des cellules vérifiera $S = 100\mu m \times 100\mu m$ et nous étudierons trois sources d'erreurs : la première relative à l'approximation de la valeur de l'indice et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes, la seconde relative à l'effet de la quantification de l'indice et donc de la phase en 256 niveaux seulement, puis enfin celle relative à l'effet de l'écartement des buses sur les deux approximations précédentes. Nous ne prendrons pas en compte l'erreur de remplissage, déjà étudiée à la section 6.1, due aux profils de phase fournis, nécessaires au remplissage statistique effectué par Essilor. Nous travaillerons donc sur des profils de phase obtenus par remplissage statistique d'abord moyennés puis repliés.

6.2.1 Paramétrisation du procédé jet d'encre employé

Nous choisissons d'étudier des composants carrés diaphragmés par une pupille circulaire de 6mm de diamètre qui encodent une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. La phase est repliée tous les $2K\pi$ où K est défini à l'équation 6.1. Comme on considère $h = 20\mu m$, $\Delta n = 0.08$ et $\lambda_0 = 0.5\mu m$ on obtient $K = 3$. De plus, le composant est éclairé à $\lambda = \lambda_0$ en incidence normale et les pertes par réflexion aux interfaces sont négligées. Il est également supposé sans parois ($l_p = 0$).

Nous supposons que les gouttes sont déposées sur une grille carrée théorique de pas Δx . Nous étudierons successivement les cas $\Delta x = 20\mu m$, $\Delta x = 35\mu m$, $\Delta x = 50\mu m$, $\Delta x = 100\mu m$, $\Delta x = 105\mu m$ et $\Delta x = 150\mu m$. Nous faisons l'hypothèse que les gouttes ont toutes le même volume théorique v égal à $6pL$ ce qui correspond à l'état de la technologie actuelle.

De plus nous supposons que la goutte se dirigeant vers les coordonnées $(m\Delta x, n\Delta x)$ n'est pas déviée et arrive donc bien au point $(m\Delta x, n\Delta x)$.

Si la cellule doit avoir un indice n_{ij} ¹, on considère que cet indice est obtenu en mélangeant deux liquides d'indices $n_B = 1.48$ et $n_H = 1.56$. Leurs caractéristiques sont celles des encres UV FAU114 et FAU115 qui seront utilisées au chapitre 7. On considère de plus que l'indice du mélange est linéaire, ce qui revient à dire que si l'on mélange g_B gouttes de l'indice bas et g_H gouttes de l'indice haut, l'indice résultant vaut $n_{mel} = \frac{n_B g_B + n_H g_H}{g_B + g_H}$.

Dans les cas où l'écartement des buses est tel qu'il n'y a pas de buses pour remplir une cellule, l'indice de la cellule est alors pris à 1 (indice de l'air). Nous considérons également que nous déposons $g = E \left(\frac{V}{v} + 0.5 \right)$ gouttes où E est la partie entière et où le 0.5 permet d'atteindre l'entier le plus proche pour une cellule de volume V . Ainsi une cellule carrée de côté $d = 100\mu m$ contiendra $g = 34$ gouttes. Les nombres de gouttes g_B et g_H sont déterminés à l'entier le plus proche pour que leur somme vaille g et que l'indice s'approche le plus possible de n_{ij} .

Enfin, s'il y a N positions d'échantillonnage "buses d'imprimantes" $(p\Delta x, q\Delta x)$ qui tombent dans le pixel diffractif (i,j) , on déposera $E \left(\frac{g_B}{N} \right)$ gouttes d'indice bas et $E \left(\frac{g_H}{N} \right)$ gouttes d'indice haut à chaque position d'échantillonnage sauf pour la $N^{ième}$ et dernière, sur laquelle on en déposera le nombre voulu pour que le total des gouttes déposées dans le pixel soit exact. On considère que le mélange s'effectue de façon homogène dans le pixel dans tous les cas.

A partir de ces hypothèses, nous avons un composant diffractif constitué de pixels, d'épaisseur et d'indice connus, dont nous pouvons calculer simplement la figure de diffraction. Nous représenterons par la suite l'éclairement normalisé diffracté à $\lambda = \lambda_0$ défini à l'équation 4.5 et nous donnerons les rapports de Strehl (voir l'équation 4.6).

Nous étudierons les deux composants suivants. Tout d'abord la grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ puis la grille de Voronoi optimale issue de la déformation de cette grille régulière selon une loi uniforme sur un carré et telle que $a = 1.27$. Nous rappelons que dans ce dernier cas, les pics de diffraction de la figure de diffraction sont remplacés par un halo.

6.2.2 Phase non quantifiée

Nous souhaitons mettre en évidence dans cette section l'erreur due à l'approximation de l'indice dans les cellules, n_{mel} au lieu de n_{ij} , et donc de la phase, puisque le remplissage se fait au moyen d'un nombre fini de gouttes. Pour cela nous comparons un composant idéal, c'est-à-dire dont les cellules ont un indice n_{ij} , à un composant dont les cellules ont un indice n_{mel} . Nous étudierons en particulier l'influence de l'écartement Δx entre chaque buse, sur l'erreur commise.

6.2.2.1 Grille régulière carrée

Pour différentes valeurs du paramètre Δx , nous représentons à la Fig.6.8 l'écart entre l'indice moyen idéal n_{ij} et celui obtenu après le remplissage n_{mel} ainsi que l'écart entre les phases résultantes, pour une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$.

Comme seules les échelles entre une représentation de l'indice et une représentation de la phase diffèrent, nous ne présenterons donc par la suite qu'un seul jeu de figures avec deux

¹Attention à ne pas confondre : (i,j) est l'indice de la cellule, appelée aussi pixel du composant diffractif, alors que (p,q) est l'indice de la position d'échantillonnage de la tête d'impression qui doit évidemment être définie plus finement qu'une largeur de pixel.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

échelles, une échelle en indice et une échelle en phase. De plus, afin d'avoir des figures lisibles et une représentation en niveaux de couleurs identique entre les différents cas d'étude, nous avons remplacé à la Fig.6.8 l'indice des cellules non remplies ($n = 1$), par l'indice minimal soit $n_B = 1.48$. De même, à l'extérieur de la pupille circulaire de 6mm de diamètre, l'indice a été remplacé par $n_B = 1.48$.

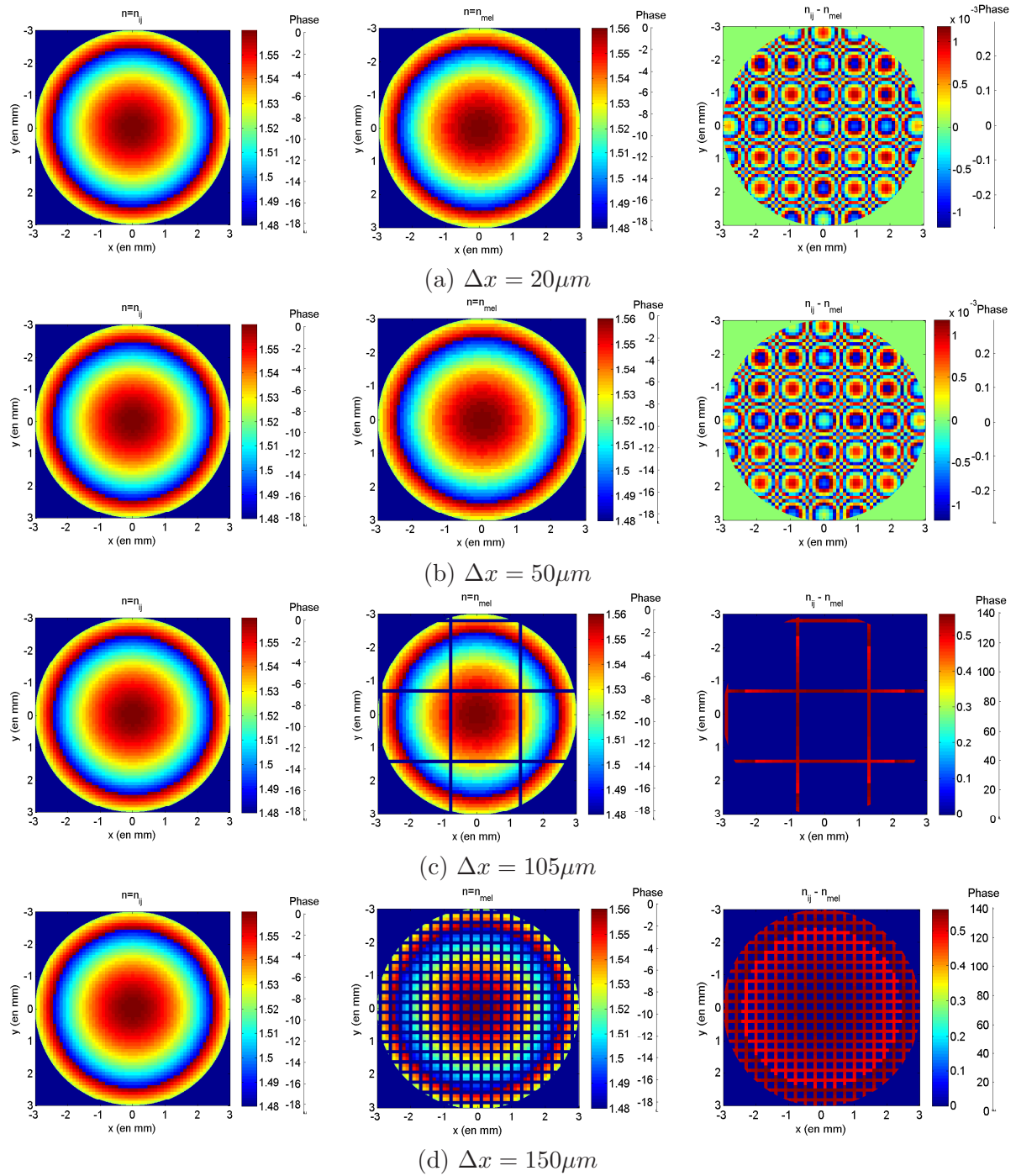


Fig. 6.8: Grille régulière carrée encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase moyenne idéale associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase associée (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre l'indice moyen idéal et celui après remplissage et entre les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.

A la Fig.6.9, nous représentons une coupe horizontale des éclairements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.8.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

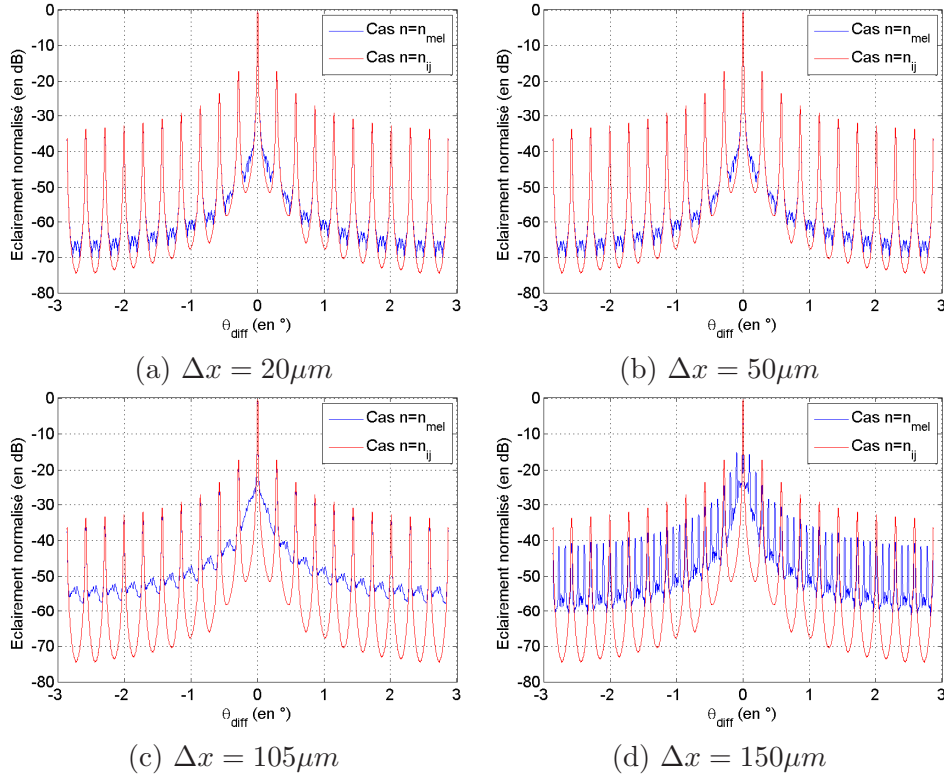


Fig. 6.9: Comparaison des coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.8.

Nous regroupons au tableau 6.2 quelques caractéristiques de la Fig.6.8 et de la Fig.6.9 et nous y ajoutons en plus les cas $\Delta x = 35\mu m$ et $\Delta x = 100\mu m$. Nous y indiquons notamment l'écart maximal, en valeur absolue, que nous avons entre l'indice idéal n_{ij} et l'indice approximé n_{mel} ainsi que l'écart maximal, en valeur absolue, que nous avons entre la phase idéale résultante et la phase approximée résultante. Cet écart est donné en radians. Nous donnons également au tableau 6.2 l'écart en dB entre le niveau du halo issu de la figure de diffraction du composant rempli idéalement et celui du halo issu de la figure de diffraction du composant dont la phase est approximée par un nombre fini de gouttes. On notera que le halo du composant approximé est toujours au-dessus du halo du composant idéalement rempli. Enfin nous indiquons le rapport de Strehl S pour le composant approximé.

	$\Delta x = 20$	$\Delta x = 35$	$\Delta x = 50$	$\Delta x = 100$	$\Delta x = 105$	$\Delta x = 150$
Ecart à l'indice	0.0012	0.0012	0.0012	0.0012	0.56	0.56
Ecart à la phase (en rad)	0.29	0.29	0.29	0.29	140	141
Ecart au halo (en dB)	7	7	7	7	19	33
S	0.86	0.86	0.86	0.86	0.72	0.19

Tab. 6.2: Effets de l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes en fonction de l'écartement des buses.

A partir du tableau 6.2, nous déduisons les points suivants en ce qui concerne l'effet de l'approximation de la valeur de l'indice et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes. Tout d'abord, pour un écart maximal à l'indice de l'ordre

de 10^{-3} l'effet du remplissage sur la qualité optique du composant est négligeable. Pour les cas où l'écart maximal à l'indice est de 0.56, les buses sont si écartées que certaines cellules ne sont pas remplies et ce, de façon périodique comme cela est illustré à la Fig.6.8.c et à la Fig.6.8.d. La qualité optique du composant est alors fortement détériorée puisque le rapport de Strehl chute à $S = 0.72$ puis à $S = 0.19$ au tableau 6.2.

Afin de déterminer l'effet de l'écartement des buses sur l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes nous avons superposé à la Fig.6.10 les coupes horizontales des éclairissements normalisés diffractés par chaque composant rempli par un nombre fini de gouttes et ce, respectivement pour un écartement des buses de $\Delta x = 20\mu m$, $\Delta x = 105\mu m$ et $\Delta x = 150\mu m$. Les cas $\Delta x = 35\mu m$, $\Delta x = 50\mu m$ et $\Delta x = 100\mu m$ étant identiques au cas $\Delta x = 20\mu m$, nous ne les représentons pas. Notons également qu'aujourd'hui, d'un point de vue technologique, l'écartement minimal des buses envisageable vaut $\Delta x = 20\mu m$.

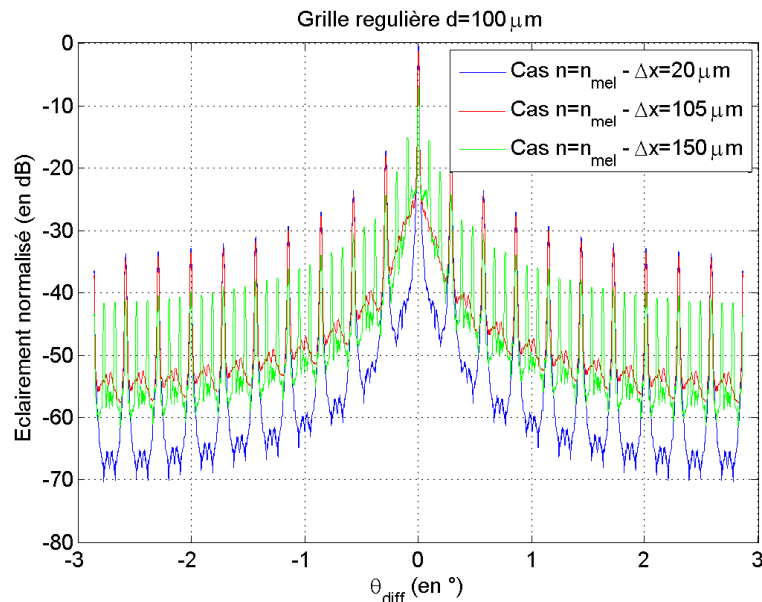


Fig. 6.10: Influence de l'écartement des buses sur les éclairissements normalisés diffractés dont nous présentons ici une coupe horizontale.

Nous constatons à partir du tableau 6.2 et de la Fig.6.10 que pour un écartement des buses $\Delta x \leq 100\mu m$, c'est-à-dire inférieur ou égal à la période de la grille régulière carrée, l'écart à l'indice idéal est faible, de l'ordre de 10^{-3} , et l'effet du remplissage sur la qualité optique est négligeable. En particulier, l'écart à l'indice est toujours égal à 0.0012. Cela vient du fait que dans tous ces cas nous avons toujours au moins une buse permettant de remplir une cellule. Il n'y a pas de cellules non remplies. Nous sommes ainsi toujours capables d'approximer de la même façon l'indice idéal dans notre cellule, seul le nombre de gouttes attribué aux buses de notre cellule étant différent. Enfin, lorsque l'écartement des buses est supérieur à $100\mu m$, certaines cellules ne sont pas remplies. Elles ont alors pour indice celui de l'air. De plus ces cellules non remplies forment une grille périodique carrée comme cela est illustré à la Fig.6.8.c et la Fig.6.8.d. Ce sont ces cellules non remplies qui dégradent la qualité optique du composant. On constate ainsi à la Fig.6.10 l'apparition d'ordres parasites correspondant à une période de $300\mu m$ lorsque les buses sont espacées de

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

$150\mu m$. Cela vient du fait que dans ce cas nous avons de façon périodique une cellule non remplie suivie de deux cellules remplies d'où la périodicité de $300\mu m$.

6.2.2.2 Grille de Voronoi optimale

Pour différentes valeurs du paramètre Δx , nous représentons à nouveau à la Fig.6.11 l'écart entre l'indice moyen idéal n_{ij} et n_{mel} obtenu après le remplissage ainsi que l'écart entre les phases résultantes, pour une grille de Voronoi optimale, issue de la déformation d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ et telle que $a = 1.27$, encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Nous utilisons les mêmes conventions de représentation en niveaux de couleurs que dans le cas de la grille régulière carrée traité précédemment.

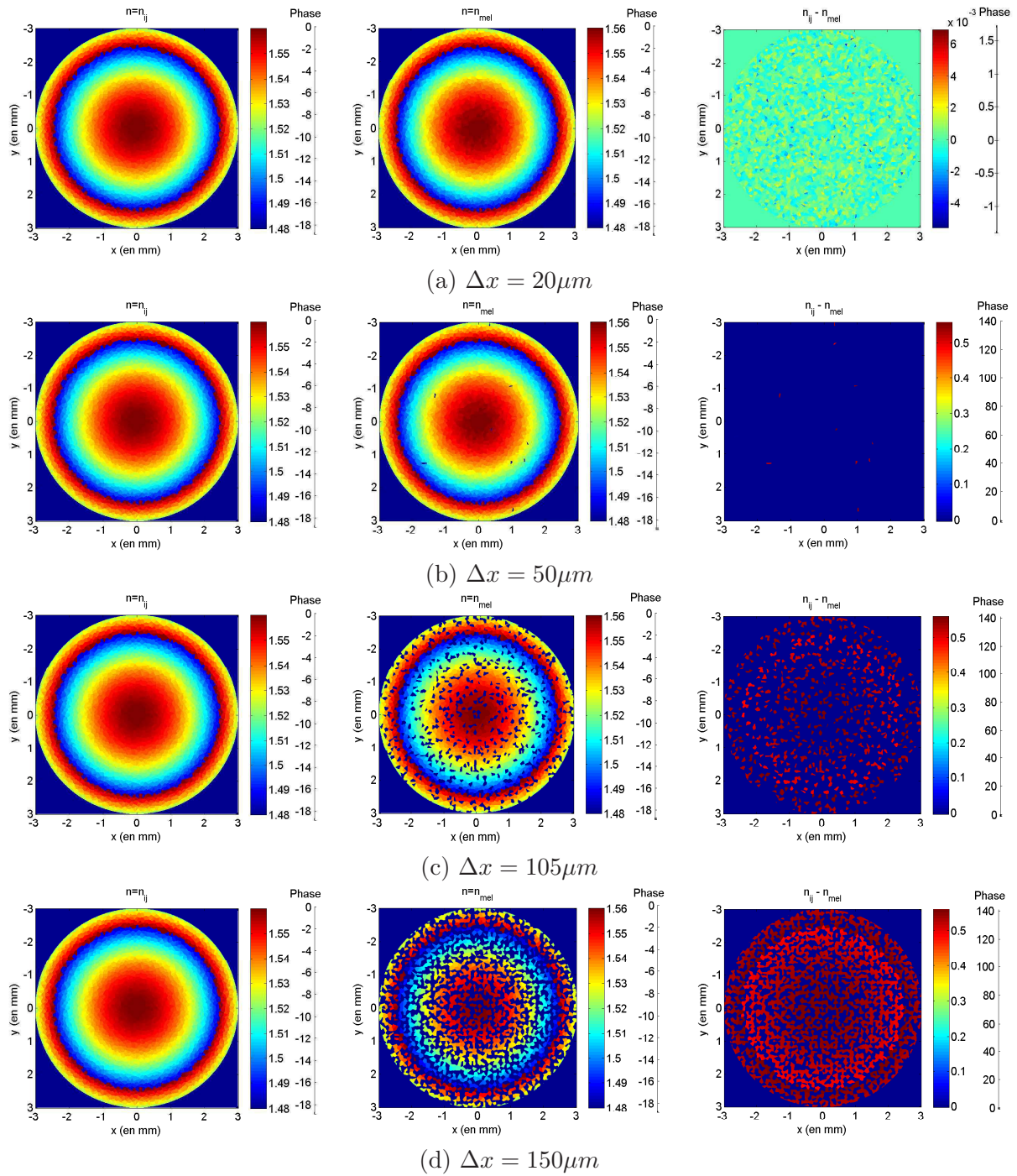


Fig. 6.11: Grille de Voronoi optimale ($a = 1.27$) encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase moyenne idéale associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase associée (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre l'indice moyen idéal et celui après remplissage et entre les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.

A la Fig.6.12, nous représentons une coupe horizontale des éclaircements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.11.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

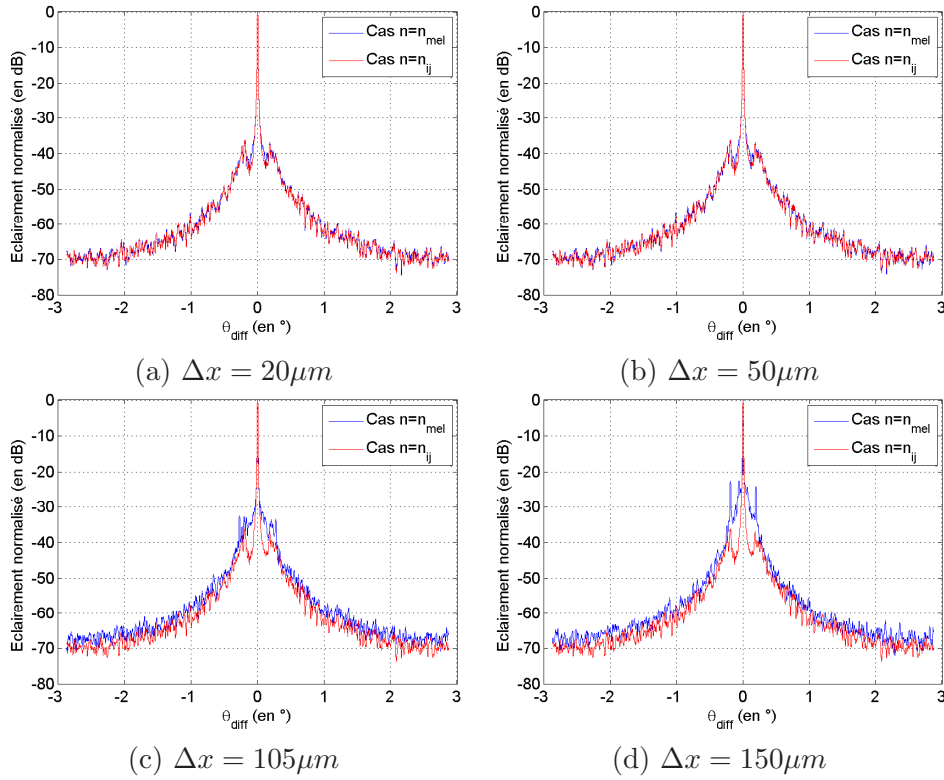


Fig. 6.12: Comparaison des coupes horizontales des éclairagements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.11.

Nous regroupons au tableau 6.3 quelques caractéristiques de la Fig.6.11 et de la Fig.6.12 et nous y ajoutons en plus les cas $\Delta x = 35\mu m$ et $\Delta x = 100\mu m$. Il s'agit des mêmes caractéristiques que celles du tableau 6.2.

	$\Delta x = 20$	$\Delta x = 35$	$\Delta x = 50$	$\Delta x = 100$	$\Delta x = 105$	$\Delta x = 150$
Ecart à l'indice	0.0069	0.52	0.56	0.56	0.56	0.56
Ecart à la phase (en rad)	1.72	132	140	141	141	141
Ecart au halo (en dB)	0	0	0	2	2	3
S	0.83	0.83	0.83	0.68	0.58	0.22

Tab. 6.3: Effets de l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes en fonction de l'écartement des buses.

A partir du tableau 6.3, nous déduisons les points suivants en ce qui concerne l'effet de l'approximation de la valeur de l'indice et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes. Tout d'abord, pour un écart maximal à l'indice de l'ordre de 7.10^{-3} l'effet du remplissage sur la qualité optique du composant est négligeable. Pour les cas où l'écart maximal à l'indice est de 0.56, la qualité optique du composant diffère en fonction de l'écartement des buses. Ainsi, lorsque peu de cellules ne sont pas remplies, Fig.6.11.b, le rapport de Strehl reste élevé, $S = 0.83$ pour $\Delta x = 50\mu m$ au tableau 6.3, tandis que lorsque beaucoup de cellules ne sont pas remplies, Fig.6.11.d, le rapport de Strehl tombe à $S = 0.22$ pour $\Delta x = 150\mu m$ (voir tableau 6.3).

Afin de déterminer l'effet de l'écartement des buses sur l'approximation de la valeur de l'indice par un nombre fini de gouttes nous avons superposé à la Fig.6.13 les coupes horizontales des éclairissements normalisés diffractés par chaque composant rempli par un nombre fini de gouttes et ce, respectivement pour un écartement des buses de $\Delta x = 20\mu m$, $\Delta x = 50\mu m$, $\Delta x = 105\mu m$ et $\Delta x = 150\mu m$.

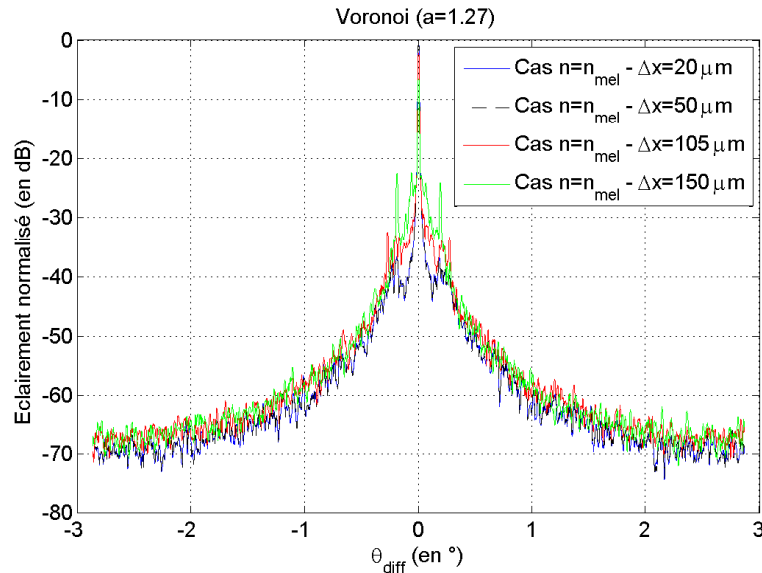


Fig. 6.13: Influence de l'écartement des buses sur les éclairissements normalisés diffractés dont nous présentons ici une coupe horizontale.

Nous constatons à partir du tableau 6.3 et de la Fig.6.13 que pour un écartement des buses inférieur ou égal à la demi période de la grille régulière carrée initiale, soit $\Delta x = 50\mu m$, l'effet du remplissage sur la qualité optique est négligeable. Cela est normal car dans ce cas nous avons très peu de cellules non remplies. Nous constatons également que pour $\Delta x \geq 100\mu m$, beaucoup de cellules ne sont pas remplies. En effet, nous rappelons que l'histogramme de l'aire des cellules d'un diagramme de Voronoi est une courbe en cloche centrée sur l'aire de la cellule de la grille régulière initiale que l'on a déformée (voir Fig.5.4.c). Les cellules non remplies ont pour indice celui de l'air. Elles sont réparties de façon aléatoire comme cela est illustré à la Fig.6.11.c ou à la Fig.6.11.d. Ce sont ces cellules non remplies qui dégradent la qualité optique du composant.

6.2.2.3 Conclusion

En comparant les résultats obtenus dans le cas de la grille régulière carrée à ceux de la grille de Voronoi optimale nous constatons que l'erreur commise en approxinant l'indice n_{ij} par l'indice n_{mel} au moyen d'un nombre fini de gouttes est négligeable quel que soit le composant étudié pour $20\mu m \leq \Delta x \leq 50\mu m$. Par contre, l'effet de l'écartement des buses se traduit par une forte dégradation de la qualité optique du composant lorsque l'écartement vaut ou dépasse la période de la grille régulière initiale, soit ici $100\mu m$, qu'il s'agisse de la grille régulière comme de la grille de Voronoi.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

6.2.3 Phase quantifiée

A la section 6.1, nous avons déjà évoqué le fait que le profil de phase nécessaire au remplissage du composant doit être une image BMP en 256 niveaux de gris. Cela impose donc à la phase d'être quantifiée sur 256 valeurs uniquement. Nous allons donc regarder l'influence de cette quantification sur la figure de diffraction. Nous étudierons en particulier l'influence de l'écartement Δx entre chaque buse sur l'erreur commise.

Nous reprenons la grille régulière carrée de côté $100\mu m$ et la grille optimale de Voronoi étudiées à la section 6.2.2. Nous présentons aux tableaux 6.4 et 6.5 les mêmes caractéristiques que celles de la section 6.2.2.

	$\Delta x = 20$	$\Delta x = 35$	$\Delta x = 50$	$\Delta x = 100$	$\Delta x = 105$	$\Delta x = 150$
Ecart à l'indice	0.0012	0.0012	0.0012	0.0012	0.56	0.56
Ecart à la phase (en rad)	0.29	0.29	0.29	0.29	141	141
Ecart au halo (en dB)	7	7	7	7	20	32
S	0.85	0.85	0.85	0.85	0.71	0.19

Tab. 6.4: Résultats obtenus pour la grille régulière de côté $d = 100\mu m$.

	$\Delta x = 20$	$\Delta x = 35$	$\Delta x = 50$	$\Delta x = 100$	$\Delta x = 105$	$\Delta x = 150$
Ecart à l'indice	0.0075	0.52	0.56	0.56	0.56	0.56
Ecart à la phase (en rad)	1.88	132	140	141	141	141
Ecart au halo (en dB)	0	0	0	2	2	3
S	0.82	0.82	0.82	0.67	0.57	0.21

Tab. 6.5: Résultats obtenus pour la grille de Voronoi optimale issue d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ et telle que $a = 1.27$.

Les résultats des tableaux 6.4 et 6.5 conduisent aux mêmes conclusions que celles de la section précédente.

Concernant l'effet de la quantification seule nous comparons les résultats obtenus dans le cas où la phase n'est pas quantifiée à ceux où la phase est quantifiée. Nous avons ainsi superposé à la Fig.6.14.a pour la grille régulière et à la Fig.6.14.b pour la grille de Voronoi les coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés par les composants d'indice n_{mel} obtenus par un nombre fini de gouttes. Nous comparons également les tableaux 6.2 et 6.4 et les tableaux 6.3 et 6.5.

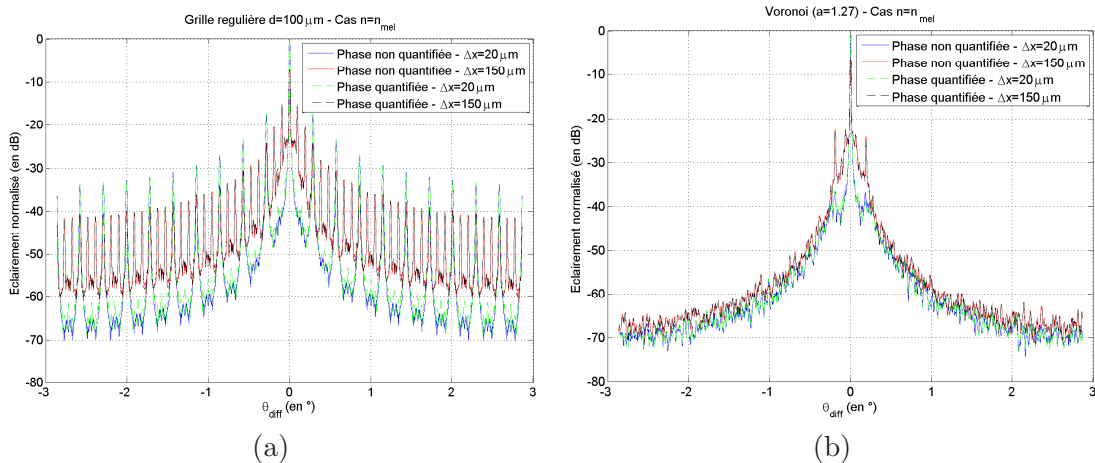


Fig. 6.14: Effet de la quantification sur la coupe horizontale de la figure de diffraction d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ dont la phase est approximée (a) et d'un composant Voronoi optimal issu d'une grille régulière carrée de côté $d = 100\mu m$ et tel que $a = 1.27$ et dont la phase est approximée (b). En bleu et vert $\Delta x = 20\mu m$. En rouge et en noir $\Delta x = 150\mu m$.

Nous déduisons de la Fig.6.14 que les comportements sont similaires que la phase soit quantifiée ou non. Les écarts en dB sur le halo des figures de diffraction sont de l'ordre de 1dB. Nous en déduisons donc que **l'effet de la quantification sur 256 valeurs de phase est négligeable.**

6.2.4 Influence de la taille des cellules

Dans cette section, nous étudions l'influence de la taille des cellules sur la qualité du remplissage. Pour cela nous ne considérerons que le cas de la grille régulière. Nous comparerons plus particulièrement les résultats obtenus à la section 6.2.2 par une grille régulière de côté $100\mu m$ à ceux obtenus par une grille régulière de côté $50\mu m$ dans la même configuration d'étude (voir la paramétrisation de la section 6.2.1).

Nous faisons l'hypothèse que les buses sont espacées de $\Delta x = 20\mu m$ et que la phase est quantifiée sur 256 niveaux. Les conventions de représentation des figures en niveaux de couleurs sont les mêmes que précédemment.

Nous avons représenté à la Fig.6.15 l'écart entre l'indice moyen idéal n_{ij} et n_{mel} obtenu après le remplissage au moyen d'un nombre fini de gouttes ainsi que l'écart entre les phases résultantes pour les grilles carrées de côtés $d = 100\mu m$ et $d = 50\mu m$. A la Fig.6.16 nous représentons une coupe horizontale des éclairements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.15.

6.2 Modélisation des erreurs dues au procédé jet d'encre

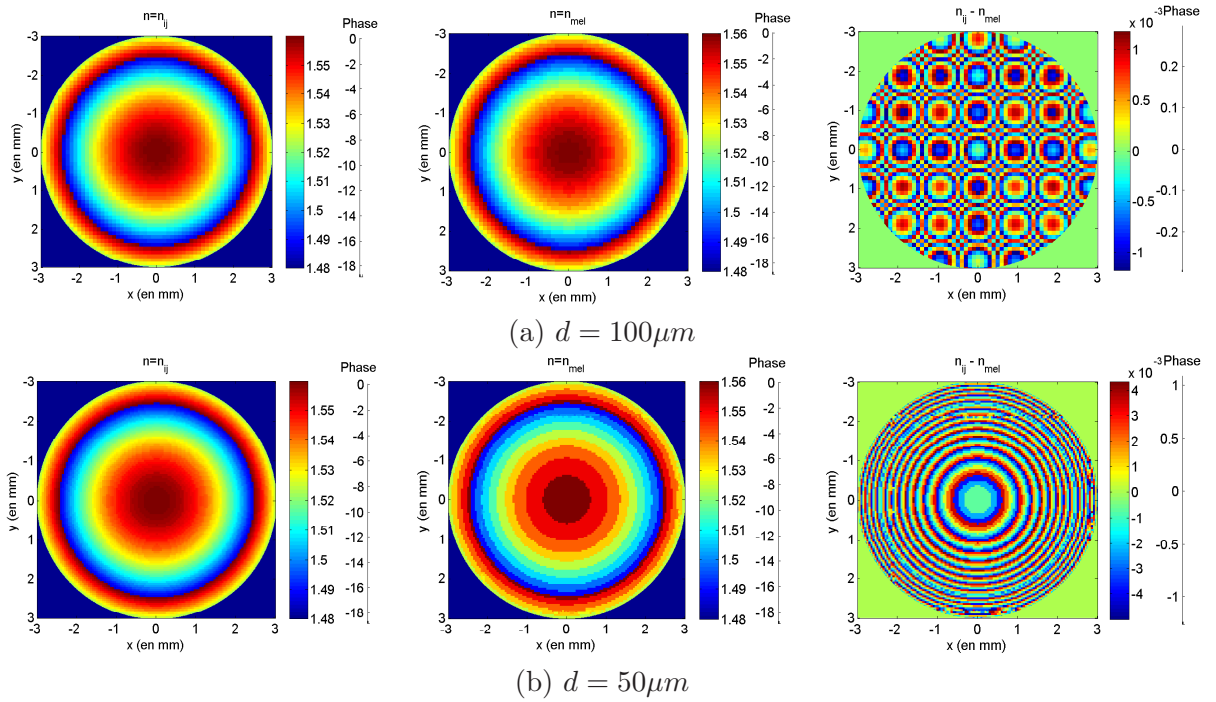


Fig. 6.15: Grille régulière carrée de côté d encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. (a) $d = 100\mu\text{m}$. (b) $d = 50\mu\text{m}$. Première colonne : Indice moyen idéal n_{ij} et phase associée (en radians). Seconde colonne : Indice n_{mel} et phase (en radians) obtenus après remplissage. Troisième colonne : Ecart entre les indices n_{ij} et n_{mel} ainsi que les phases résultantes. La pupille est circulaire de diamètre 6mm.

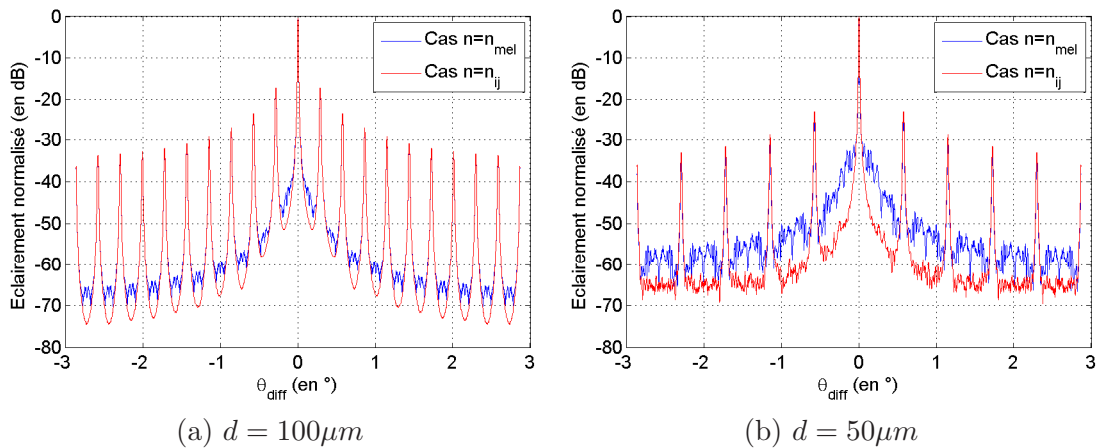


Fig. 6.16: Comparaison des coupes horizontales des éclaircissements normalisés diffractés par les composants de la Fig.6.15.

	$d = 100\mu m$	$d = 50\mu m$
Ecart à l'indice	0.0012	0.005
Ecart à la phase (en rad)	0.29	1.26
Ecart au halo (en dB)	7	10
S	0.85	0.63

Tab. 6.6: Comparaison des résultats obtenus pour la grille régulière de côté $d = 100\mu m$ et $d = 50\mu m$ de la Fig.6.15.

A partir des caractéristiques des Fig.6.15 et Fig.6.16 regroupées au tableau 6.6 nous constatons que pour $\Delta x = 20\mu m$ et des cellules carrées de $100\mu m$ de côté **l'approximation de la valeur de l'indice n_{ij} et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes (n_{mel}) est négligeable**. Nous rappelons que pour $v = 6pL$, une cellule carrée de $100\mu m$ de côté contient $g = 34$ gouttes.

Par contre pour des cellules carrées de $50\mu m$ de côté **l'approximation de la valeur de l'indice n_{ij} et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes (n_{mel}) se traduit par une forte dégradation de la qualité optique du composant**. Cette approximation est loin d'être négligeable puisque le rapport de Strehl tombe à $S = 0.63$. Cela vient du fait que pour un volume de goutte $v = 6pL$, une cellule carrée de côté $50\mu m$ ne contient que $g = 9$ gouttes.

6.2.5 Conclusion

Nous avons montré dans cette section que l'approximation de la valeur de l'indice n_{ij} et donc de la phase en remplissant chaque cellule par un nombre fini de gouttes (n_{mel}) était négligeable pour des composants dont la taille moyenne des cellules est de l'ordre de $100\mu m$. En effet, dans ce cas le nombre de gouttes $g = 34$ est suffisant (voir tableau 6.1) pour que l'approximation soit négligeable. Dans les meilleurs cas, l'erreur de phase n'excède pas environ 0.25 radians, c'est-à-dire moins de $\frac{\pi}{10}$, les seules vraies erreurs se produisant lorsqu'une cellule n'est pas remplie.

Par contre, pour des composants dont la taille moyenne des cellules est égale à $50\mu m$, le nombre de gouttes $g = 9$ est insuffisant pour que l'effet de l'approximation soit négligeable. Cet effet est même fortement marqué puisque les rapports de Strehl sont très dégradés. Or, pour réaliser correctement une fonction optique, il est fondamental d'avoir des cellules dont la taille est la plus petite possible. Dans ce cas, l'erreur commise en approximant la valeur de l'indice doit absolument être corrigée, ce qui suppose de savoir générer des gouttes dont le volume est bien inférieur au volume actuel de $6pL$.

Nous avons également montré que l'effet de l'écartement des buses se traduit par une forte dégradation de la qualité optique du composant lorsque l'écartement Δx vaut ou dépasse la période de la grille régulière initiale, soit ici $100\mu m$, qu'il s'agisse de la grille régulière comme de la grille de Voronoi. En effet, dans ce cas un grand nombre de cellules ne sont pas remplies. Enfin, l'effet de la quantification seule sur 256 valeurs de phase est négligeable.

6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé par la simulation différentes sources d'erreurs provenant du procédé de remplissage jet d'encre. Nous avons mis en évidence à la section 6.2 deux sources d'erreurs principales. La première concerne l'approximation de l'indice

6.3 Conclusion

par un nombre fini de gouttes. Nous avons montré que cette approximation est loin d'être négligeable pour des tailles de cellules $d \leq 100\mu m$, nécessaires à la bonne réalisation d'une fonction optique, compte tenu du volume actuel $v = 6pL$ des gouttes. Pour résoudre ce problème sans changer le volume des gouttes nous avons proposé au chapitre 5 des structures dont la répartition des cellules suit le gradient du défaut de phase que l'on souhaite encoder. La deuxième source principale d'erreur est celle due au cellules non remplies à cause soit d'un écartement trop important entre les buses, soit d'une buse bouchée ou déviée. Par contre, le fait de quantifier la phase est négligeable.

Malgré les deux erreurs identifiées, nous avons souhaité démontrer la faisabilité technique du procédé en réalisant les premières lentilles pixellisées Voronoi. Nous présenterons ainsi au chapitre 7 les mesures faites sur ces tout premiers prototypes.

Caractérisation de lentilles pixellisées Voronoi

Malgré les limites actuelles de la technologie jet d'encre employée, les premières lentilles pixellisées ont été réalisées au CEA-LETI afin de montrer la faisabilité technique du procédé de remplissage. Dans ce chapitre, nous confronterons les résultats des mesures de leurs distances focales à ceux attendus théoriquement. Nous présenterons ainsi à la section 7.1 les composants étudiés puis, à la section 7.2 nous donnerons les valeurs des focales attendues avant de les comparer aux résultats des mesures à la section 7.3 et de conclure à la section 7.4.

7.1 Composants étudiés

Nous avons étudié deux types de prototypes Voronoi encodant une lentille pixellisée au moyen du procédé jet d'encre décrit au chapitre 6. Les motifs possibles des composants Voronoi à remplir sont ceux du chapitre 6. Il s'agit donc de composants Voronoi optimaux issus de la déformation d'une grille régulière carrée et tels que $a = a_{opt} = 1,27$. Nous caractérisons par la suite des composants dont la taille moyenne des cellules est respectivement soit de $75\mu m$ soit de $50\mu m$. La hauteur des parois vaut $h = 20\mu m$ pour une épaisseur $e = 3\mu m$.

Nous choisissons d'encoder une lentille de focale $f = 1m$ sur une zone carrée de côté $C = 16mm$. La phase est quantifiée sur 256 niveaux et elle est aussi repliée tous les $2K\pi$ pour une longueur d'onde nominale notée λ_0 (voir l'équation 6.1) égale soit à $\lambda_0 = 550nm$ soit à $\lambda_0 = 682nm$. Nous nous attendons donc à trouver un plan focal situé à 1m de la lentille si cette dernière est éclairée à λ_0 .

La variation maximale d'indice imposée par la technologie de remplissage vaut $\Delta n = n_H - n_B = 0.08$ (voir l'équation 6.1). Les deux liquides utilisés dans cette configuration sont deux encres UV polymérisables, incolores et miscibles réalisées par la société XENNIA. Il s'agit des deux encres FAU114 et FAU115 d'indices respectifs $n_H = 1.56$ et $n_B = 1.48$.

Au tableau 7.1, nous regroupons les caractéristiques des six lentilles pixellisées dont nous voulons mesurer la distance focale.

	Grille carrée		Parois		λ_0	
	$75\mu m$	$50\mu m$	Absorbantes	Non absorbantes	$550nm$	$682nm$
Voronoi 1	X			X	X	
Voronoi 2	X			X		X
Voronoi 3	X		X		X	
Voronoi 4	X		X			X
Voronoi 5		X	X		X	
Voronoi 6		X	X			X

Tab. 7.1: Caractéristiques des six lentilles Voronoi pixellisées à caractériser.

Un banc dédié a été monté chez la société Phasics à Palaiseau. Il était constitué d'un laser suivi d'une lentille permettant d'éclairer le composant au moyen d'un faisceau parallèle. La principale difficulté était de positionner l'échantillon horizontalement car le wafer est assez fragile. Le diamètre du faisceau parallèle arrivant sur la lentille Voronoi est choisi égal à 16mm.

Le composant peut être éclairé par deux sources lumineuses afin de changer de longueur d'onde. La première est une diode laser fibrée émettant dans le rouge à $\lambda = 635nm$ tandis que la seconde est constituée de diodes électroluminescentes émettant dans le vert vers $\lambda = 540nm$ avec une largeur de spectre de l'ordre de 35nm. Il convient de remarquer que **les lentilles réalisées ne seront donc pas étudiées à leur longueur d'onde nominale**. Nous nous attendons donc à obtenir plusieurs ordres de focalisation sur l'axe longitudinal comme nous allons le montrer à la section 7.2.

La procédure expérimentale consiste à mesurer la distance focale des six lentilles avec chaque source. Pour cela, nous déterminons l'endroit où se focalise le faisceau en déplaçant simplement un papier blanc sur l'axe optique. Les distances focales sont mesurées à l'aide d'un mètre par rapport à un plan de référence. Il s'avère qu'au cours des mesures nous avons toujours observé deux plans de focalisation : nous indiquerons donc deux focales à la section 7.3.

7.2 Explication des plans focaux multiples

Nous voulons montrer dans cette partie que lorsqu'un composant diffractif, dont les repliements correspondent à des sauts de phase de $2K\pi$, est éclairé par une onde plane, la lumière émergente peut être décomposée en une infinité d'ordres indicés par un paramètre entier p . Chacun de ces ordres correspond à une onde sphérique convergeant en un foyer dont la position dépend de p . En particulier nous souhaitons montrer qu'à la longueur d'onde nominale λ_0 , toute l'énergie est concentrée dans un ordre p_{opt} donné. Toute la lumière converge donc en un seul foyer, le composant diffractif se comportant alors comme une lentille classique. Par contre, pour une longueur d'onde $\lambda \neq \lambda_0$, l'énergie se répartit dans différents ordres autour de p_{opt} . En un point de l'axe optique, on observera donc la superposition des amplitudes de ces différents ordres. Pour cela nous allons déterminer la position des différents ordres longitudinaux et leurs efficacités respectives.

Considérons une lentille réfractive de focale f . L'amplitude complexe de l'onde à la sortie de cette lentille lorsqu'elle est éclairée par une onde plane d'amplitude unitaire et en incidence normale est donnée par l'expression suivante :

$$U(x, y) = \exp[-i\varphi(x, y)] \tag{7.1}$$

7.2 Explication des plans focaux multiples

$\varphi(x, y)$ étant le retard de phase introduit par la lentille, appelé profil de phase pour simplifier, soit :

$$\varphi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2) \quad (7.2)$$

Soit Δn la variation maximale d'indice imposée par la technologie de remplissage des cellules et h l'épaisseur du composant. Pour nos lentilles $\Delta n = 0.08$ et $h = 20\mu m$. Cette limite se traduit par une limitation du déphasage $\Delta\varphi_{max}$ à la longueur d'onde λ_0 . Ce déphasage s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta\varphi_{max} = \frac{2\pi\Delta nh}{\lambda_0} \quad (7.3)$$

On en déduit le paramètre K de l'équation 6.1 qui correspond au plus grand multiple de 2π inclus dans $\Delta\varphi_{max}$.

Comme la phase est définie modulo 2π , on peut replier la phase de la lentille tous les $2K\pi$ sans changer la fonction du composant à la longueur d'onde nominale λ_0 . Nous noterons $\varphi_r(x, y)$, la fonction de phase repliée, c'est-à-dire la phase de la lentille diffractive. C'est la phase de l'onde sortant du composant et elle dépend de la longueur d'onde effective d'illumination λ :

$$\varphi_r(x, y) = \frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2) \text{ modulo } 2\pi\alpha \quad (7.4)$$

où $\alpha = K\frac{\lambda_0}{\lambda}$.

Pour calculer la figure de diffraction de la lentille diffractive, nous allons exprimer la phase repliée $\varphi_r(x, y)$, phase de la lentille diffractive, en fonction de la phase $\varphi_0(x, y)$ à la longueur d'onde λ_0 . Cette dernière est la phase souhaitée, elle est figée et dépend de λ_0 :

$$\varphi_0(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_0 f}(x^2 + y^2) \text{ modulo } 2\pi\alpha \quad (7.5)$$

En utilisant l'équation 7.5, $\varphi_r(x, y)$ s'exprime en fonction de $\varphi_0(x, y)$ comme suit :

$$\varphi_r(x, y) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\varphi_0(x, y) \text{ modulo } 2\pi\alpha \quad (7.6)$$

On constate que $\varphi_r(x, y)$ est périodique, de période $2K\pi$, en $\varphi_0(x, y)$. On peut en déduire que le champ $U(x, y) = e^{i\varphi_r(x, y)}$ est aussi périodique en $\varphi_0(x, y)$ et peut se décomposer en série de Fourier :

$$U(x, y) = e^{i\varphi_r(\varphi_0(x, y))} = \sum_p c_p \exp\left(\frac{ip\varphi_0(x, y)}{K}\right)$$

avec $c_p = \frac{1}{2K\pi} \int_{-K\pi}^{K\pi} \exp(i\varphi_r(\varphi_0)) \exp\left(-\frac{ip\varphi_0}{K}\right) d\varphi_0$ (7.7)

En utilisant l'équation 7.6, on en déduit l'expression de c_p suivante :

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{1}{2K\pi} \int_{-K\pi}^{K\pi} \exp\left[i\left(\frac{\alpha}{K} - \frac{p}{K}\right)\varphi_0\right] d\varphi_0 \\ &= \frac{\exp[i\pi(\alpha - p)] - \exp[-i\pi(\alpha - p)]}{\pi(\alpha - p)} \\ &= \text{sinc}(\alpha - p) \end{aligned} \quad (7.8)$$

avec $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$. Nous pouvons en déduire ainsi l'intensité η_p diffractée dans l'ordre p :

$$\begin{aligned}\eta_p &= |c_p|^2 \\ &= \text{sinc}^2(\alpha - p)\end{aligned}\tag{7.9}$$

L'équation 7.9 montre qu'il existe un ordre longitudinal optimal p_{opt} tel que $c_{p_{opt}}$ soit maximal. La valeur de p_{opt} est égale à la valeur entière telle que $\left| \frac{K\lambda_0}{\lambda} - p_{opt} \right|$ soit minimal.

Regardons la valeur de $c_{p_{opt}}$ en fonction de λ . Nous constatons que si $\lambda = \lambda_0$, l'ordre optimal est égal à K et dans ce cas toute l'énergie est dans l'ordre optimal ($\eta_{p_{opt}} = 1$). Par contre, si $\lambda \neq \lambda_0$, alors $\alpha = K \frac{\lambda_0}{\lambda}$ n'est pas toujours entier. L'ordre optimal peut donc être différent de K et $\eta_{p_{opt}}$ ne peut pas être égal à 1. Dans ce cas l'énergie est répartie dans plusieurs ordres autour de p_{opt} .

Regardons au tableau 7.2 ce qui se passe avec les composants que nous souhaitons mesurer et où la variation maximale d'indice est donnée par $\Delta n = 0.08$ et où l'épaisseur du composant est $h = 20\mu m$.

		K	α	p_{opt}	$\eta_{p_{opt}}$	$\eta_{p_{opt}-1}$	$\eta_{p_{opt}+1}$
$\lambda_0 = 550nm$	$\lambda = 635nm$	2	1,73	2	0,79	0,1	0,035
	$\lambda = 540nm$	2	2,04	2	0,99	0,0013	0,0014
$\lambda_0 = 682nm$	$\lambda = 635nm$	2	2,15	2	0,93	0,015	0,028
	$\lambda = 540nm$	2	2,53	3	0,45	0,36	0,046

Tab. 7.2: Ordre longitudinal optimal p_{opt} et efficacités pour cet ordre ($\eta_{p_{opt}}$) et les ordres voisins ($\eta_{p_{opt}-1}$ et $\eta_{p_{opt}+1}$) pour les composants à caractériser.

Compte tenu des résultats présentés au tableau 7.2, nous devons donc bien observer plusieurs ordres longitudinaux d'intensité différente, c'est-à-dire plusieurs plans focaux.

Calculons la position de ces différents plans focaux. Pour cela nous partons de l'équation 7.7, qui donne la décomposition en série de Fourier de l'amplitude de l'onde émergente de la lentille diffractive, que nous appliquons au cas du profil de phase d'une lentille de focale f . Nous obtenons :

$$U(x, y) = \sum_p c_p \exp\left(\frac{i\pi p(x^2 + y^2)}{\lambda_0 f K}\right)\tag{7.10}$$

$U(x, y)$ s'exprime donc comme une somme d'ondes sphériques qui convergent à des distances :

$$f_p = \frac{K \lambda_0}{p \lambda} f\tag{7.11}$$

Ainsi, à chaque ordre p correspond un foyer F_p situé à une distance f_p de la lentille diffractive. Pour les composants que nous souhaitons mesurer les distances focales attendues sont données au tableau 7.3.

7.3 Mesures de la focale

		K	α	p_{opt}	f_p (en m)	f_{p-1} (en m)	f_{p+1} (en m)
$\lambda_0 = 550nm$	$\lambda = 635nm$	2	1.73	2	0,87	1,73	0,58
	$\lambda = 540nm$	2	2.04	2	1,02	2,04	0,68
$\lambda_0 = 682nm$	$\lambda = 635nm$	2	2.15	2	1,07	2,15	0,72
	$\lambda = 540nm$	2	2.53	3	0,84	1,26	0,63

Tab. 7.3: Focales théoriques des lentilles Voronoi pixellisées à caractériser.

Nous allons comparer les résultats du tableau 7.3 aux focales obtenues par la mesure.

7.3 Mesures de la focale

Pour chaque échantillon nous avons mesuré deux plans focaux distincts, le premier situé à une distance notée f et le second situé à une distance notée f' . Les résultats sont présentés au tableau 7.4.

	$\lambda = 635nm$			$\lambda = 540nm$		
	f (en m)	f' (en m)	$\frac{f'}{f}$	f (en m)	f' (en m)	$\frac{f'}{f}$
Voronoi 1	0.92	1.36	1.48	1.02	1.64	1.6
Voronoi 2	0.82	1.14	1.39	0.92	1.36	1.48
Voronoi 3	0.99	1.5	1.5	0.93	1.24	1.3
Voronoi 4	0.9	1.36	1.5	1.05	1.6	1.5
Voronoi 5	0.95	1.38	1.45	1.15	1.62	1.41
Voronoi 6	0.85	1.27	1.49	1.05	1.57	1.5

Tab. 7.4: Résultats des mesures de focales relatives aux six lentilles Voronoi pixellisées.

Tout d'abord nous retrouvons le fait qu'il y a plusieurs focales puisque les composants ne sont pas éclairés à leur longueur d'onde nominale λ_0 . Nous en avons observé plus particulièrement deux pour chacune des six lentilles pixellisées. Nous n'avons pas vérifié s'il y en avait d'autres.

Nous constatons que le faisceau rouge focalise plus rapidement que le faisceau vert ce qui est normal puisque nous étudions des lentilles diffractives et non des lentilles réfractives.

Il n'est pas évident de comparer les résultats du tableau 7.3 à ceux obtenus par la mesure directe au tableau 7.4. Néanmoins, nous avons constaté d'après le tableau 7.4, que quelle que soit la lentille, le rapport $\frac{f'}{f}$ valait environ 1.5. Cela signifierait que pour les lentilles telles que $p_{opt} = 2$ l'ordre principal f_p correspondrait à la mesure appelée f' et l'ordre f_{p+1} à celle appelée f . En effet, d'après l'équation 7.11 :

$$\frac{f_p}{f_{p+1}} = \frac{p+1}{p} = \frac{3}{2} = 1.5 \quad (7.12)$$

De plus, pour les lentilles telles que $p_{opt} = 3$ l'ordre principal f_p correspondrait à la mesure appelée f et l'ordre f_{p-1} à celle appelée f' . En effet, d'après l'équation 7.11 :

$$\frac{f_{p-1}}{f_p} = \frac{p}{p-1} = \frac{3}{2} = 1.5 \quad (7.13)$$

Chapitre 7 : Caractérisation de lentilles pixellisées Voronoi

Nous pouvons alors comparer les résultats théoriques du tableau 7.3 à ceux obtenus par la mesure directe du tableau 7.4. Les valeurs sont regroupées au tableau 7.5.

		K	p_{opt}	f_p (en m)		f_{p-1} (en m)		f_{p+1} (en m)	
				Calcul	Mesure	Calcul	Mesure	Calcul	Mesure
Voronoi 1	$\lambda = 635nm$	2	2	0,87	1,36	1,73	-	0,58	0,92
	$\lambda = 540nm$	2	2	1,02	1,64	2,04	-	0,68	1,02
Voronoi 2	$\lambda = 635nm$	2	2	1,07	1,14	2,15	-	0,72	0,82
	$\lambda = 540nm$	2	3	0,84	0,92	1,26	1,36	0,63	-
Voronoi 3	$\lambda = 635nm$	2	2	0,87	1,5	1,73	-	0,58	0,99
	$\lambda = 540nm$	2	2	1,02	1,24	2,04	-	0,68	0,93
Voronoi 4	$\lambda = 635nm$	2	2	1,07	1,36	2,15	-	0,72	0,9
	$\lambda = 540nm$	2	3	0,84	1,05	1,26	1,6	0,63	-
Voronoi 5	$\lambda = 635nm$	2	2	0,87	1,38	1,73	-	0,58	0,95
	$\lambda = 540nm$	2	2	1,02	1,62	2,04	-	0,68	1,15
Voronoi 6	$\lambda = 635nm$	2	2	1,07	1,27	2,15	-	0,72	0,85
	$\lambda = 540nm$	2	3	0,84	1,05	1,26	1,62	0,63	-

Tab. 7.5: Comparaison des mesures et du calcul pour les distances focales des six lentilles Voronoi pixellisées.

Nous constatons au tableau 7.5 des écarts assez importants entre les résultats des mesures et ceux donnés par le calcul. Les écarts relatifs entre la valeur calculée et la mesure sont ainsi donnés au tableau 7.6. Ils sont indiqués en %.

		Ecart pour f_p	Ecart pour f_{p-1}	Ecart pour f_{p+1}
Voronoi 1	$\lambda = 635nm$	56	-	59
	$\lambda = 540nm$	38	-	50
Voronoi 2	$\lambda = 635nm$	7	-	14
	$\lambda = 540nm$	10	8	-
Voronoi 3	$\lambda = 635nm$	72	-	71
	$\lambda = 540nm$	22	-	37
Voronoi 4	$\lambda = 635nm$	27	-	25
	$\lambda = 540nm$	25	27	-
Voronoi 5	$\lambda = 635nm$	59	-	64
	$\lambda = 540nm$	59	-	69
Voronoi 6	$\lambda = 635nm$	19	-	18
	$\lambda = 540nm$	25	29	-

Tab. 7.6: Estimation des écarts relatifs entre le calcul et la mesure des distances focales des six lentilles Voronoi pixellisées.

Nous constatons d'après le tableau 7.6 que les résultats des mesures sont très éloignés de ceux attendus. Seul le second composant a des focales proches de celles calculées ce qui laisserait penser qu'il est le mieux rempli. En outre, le fait que les parois soient absorbantes (composants 3 à 6) ne modifie pas les résultats sur la focale des lentilles, ce qui est bien conforme à ce que donnaient les calculs de la section 7.2. De même, le fait que les tailles de cellules soient plus petites (composants 5 et 6) ne modifie pas non plus les résultats sur

7.4 Conclusion

la focale des lentilles. Enfin, nous aurions dû également observer une différence d'intensité entre les différents ordres d'après le calcul des efficacités du tableau 7.2. Or, en regardant à l'oeil les intensités dans les plans focaux, les deux ordres observés nous ont semblé avoir la même intensité.

7.4 Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à la mesure des focales des lentilles Voronoi réalisées par jet d'encre. Nous avons montré qu'il était normal d'observer plusieurs ordres en les éclairant à une longueur d'onde autre que la longueur d'onde nominale. Nous avons de plus calculé les positions des différents ordres longitudinaux attendus et leurs efficacités respectives. Cependant, nous avons une grande disparité entre ces résultats et ceux obtenus par la mesure aussi bien pour les focales que pour les efficacités. Les lentilles semblent néanmoins bien réaliser la fonction optique puisqu'elles focalisent même si cela est discutable compte tenu de l'observation de deux focales différentes d'efficacités égales. Concernant l'estimation de la focale, seul le second composant a une focale proche de celle attendue.

Néanmoins, nous savons que les écarts observés proviennent principalement de la technique de remplissage. En effet, au chapitre 6 nous avons montré que pour les tailles des cellules mises en oeuvre sur les composants que nous avons caractérisés, le volume des gouttes était trop important pour que l'approximation de la phase par un nombre fini de gouttes soit négligeable.

Les résultats obtenus sont néanmoins encourageants puisqu'ils montrent la faisabilité technique du procédé de remplissage jet d'encre présenté au chapitre 6.

Troisième partie

Première proposition de fonction
optique

Un exemple de fonction optique

Outre les applications ophtalmiques, les composants pixellisés actifs peuvent trouver leur place dans un grand nombre de domaines de l'instrumentation optique. Ils sont dans ce cas associés à d'autres éléments, comme par exemple des lentilles et des miroirs, pour former des systèmes optiques. Dans ce chapitre, nous proposons de simuler une combinaison optique incluant une lame de phase active et de la comparer, en terme de compacité et de fonction de transfert de modulation (FTM), à une combinaison optique classique de référence. Par composant actif, nous entendons un composant où le déphasage introduit peut être commandé électriquement. Nous supposons dans ce chapitre que nous disposons de la technologie pour le fabriquer et l'adresser.

Pour cette première approche exploratoire, nous négligerons la dispersion des matériaux constituant le composant actif ainsi que les repliements de phase du composant et sa pixelisation. Ainsi, le halo de diffraction, déjà bien étudié aux chapitres précédents et engendré par les structures Voronoi, ne sera pas modélisé. Ses effets ainsi que ceux engendrés par le repliement de phase pourront néanmoins être évalués grâce à un modèle approché que nous proposons.

Dans un premier temps, à la section 8.1, nous présenterons les motivations et le contexte actuel relatif au développement de composants actifs. Puis à la section 8.2, nous présenterons la combinaison optique que nous avons choisie d'étudier avant de présenter les résultats que nous avons obtenus par simulation sous le logiciel commercial CodeV aux sections 8.3 et 8.4.

8.1 Contexte et motivations

Une lentille est un élément optique essentiel pour former des images. Une lentille faite en verre, en polymère ou en un autre matériau solide transparent a une puissance fixe à cause du profil rigide de sa surface. Afin de modifier la mise au point ou la focale, un système classique nécessite un mécanisme permettant d'ajuster la distance entre ses composants et le plan image. Un exemple usuel est celui de la mise au point interne d'un objectif photographique qui s'effectue au moyen du déplacement mécanique d'un seul bloc de lentilles, soit par une action du photographe soit par un asservissement. Dans le dernier cas nous parlons d'autofocus car la mise au point se fait de façon automatique. Un autre exemple

classique est celui d'un zoom usuel où la focale est modifiée en ajustant mécaniquement la distance entre plusieurs groupes de lentilles le long de l'axe optique. Un tel système, qui requiert l'usage de cames mécaniques, est généralement coûteux, lourd, encombrant et complexe. Le développement de lentilles adaptables sans déplacement mécanique présente donc un certain nombre d'avantages. Cette nouvelle technologie s'adresse ainsi aujourd'hui à des produits qui, pour des raisons d'encombrement, de consommation électrique, de temps de réponse ou de coût, ne peuvent pas être pourvus d'un autofocus traditionnel. Nous y reviendrons plus en détail par la suite. Un débouché potentiel très important est celui du téléphone portable incluant un appareil photographique qui représente un marché de plus de 500 millions d'unités par an. Depuis 2006, des lentilles adaptables pour téléphones portables sont ainsi disponibles sur le marché [46,47]. Des lentilles adaptables sont également développées aujourd'hui pour des applications médicales telles que l'endoscopie [48]. Nous pouvons également imaginer l'utilisation de lentilles adaptables dans des lecteurs de codes-barres, des systèmes biométriques, des caméras haute résolution ou encore des appareils photographiques numériques compacts.

Toutes les lentilles adaptables actuellement développées peuvent être classées en deux catégories : des lentilles à cristaux liquides [49–72] et des lentilles liquides [26,27,47,73–83].

L'idée de réaliser des lentilles adaptables en contrôlant la biréfringence des cristaux liquides date des années 1970. Le premier à breveter l'idée d'utiliser des cristaux liquides nématiques afin de réaliser une lentille à cristal liquide a été Berreman [49], le principe étant ensuite développé par Sato [50]. De nombreuses applications sont proposées telles que des lunettes adaptables, des systèmes optiques de balayage et une mise au point pour appareil photographique [50,84–87].

Le principe des lentilles à cristaux liquides, illustré à la Fig.8.1, repose sur l'application d'un champ électrique non homogène de telle sorte que les molécules des cristaux liquides s'orientent pour générer un gradient d'indice de réfraction sur la pupille de la lentille. La focale f d'une lentille à cristaux liquides dépend du demi diamètre de la lentille que nous notons r , de la différence d'indice de réfraction entre le centre et le bord de la lentille notée δn et de l'épaisseur de la couche de cristal liquide notée d de telle sorte que $f \sim \frac{r^2}{2d\delta n}$.

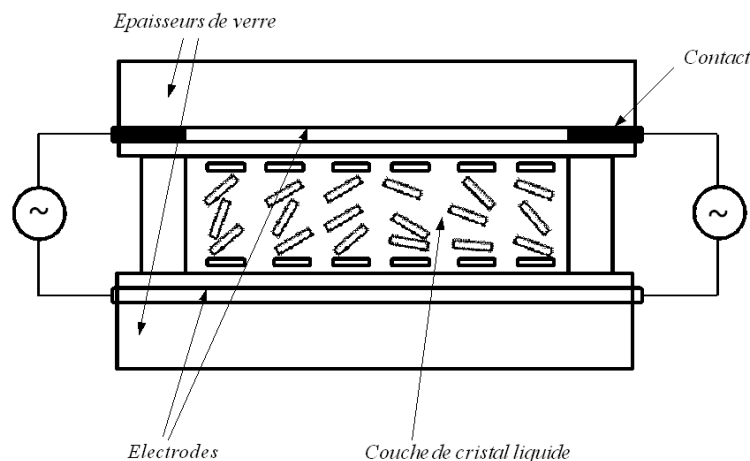


Fig. 8.1: Principe de fonctionnement d'une lentille à cristaux liquides.

Afin d'obtenir une courte focale on peut donc soit augmenter le produit $d.\delta n$, soit diminuer le diamètre de la lentille. Nous pouvons augmenter δn en utilisant des cristaux liquides

8.1 Contexte et motivations

nématiques à forte biréfringence comme par exemple [88] où $\Delta n = 0.4$. Des cristaux liquides à très forte biréfringence existent ($\Delta n > 0.6$) [89] mais leur viscosité est trop importante pour qu'ils soient utilisables. Au lieu d'augmenter δn on peut aussi envisager d'augmenter d pour diminuer la focale de la lentille. Or, le temps de réponse du cristal liquide est proportionnel au carré de son épaisseur d [90] et plus le cristal est épais plus il est difficile de conserver sa structure cristalline. L'épaisseur utilisée ainsi par Sato [50], dans la partie la plus épaisse de la lentille était supérieure à $200\mu m$. Des temps de réponse acceptables peuvent être obtenus pour une épaisseur assez faible. Ainsi, pour $d = 5\mu m$, le temps de réponse est de l'ordre de 10-100ms [90]. Mais, une faible épaisseur conduit à une faible modulation du chemin optique ($\delta n \cdot d$ de l'ordre de $2\mu m$ pour $d = 5\mu m$ et $\Delta n = 0.3$), et ainsi à une faible ouverture et à une variation de puissance très faible lorsqu'une tension est appliquée au cristal liquide. Pour plus de détails, les caractéristiques d'un grand nombre de lentilles à cristal liquide adaptables sont répertoriées en [64]. Afin d'éviter les problèmes d'épaisseur, une première solution est de réaliser des lentilles adaptables plus petites (micro-lentilles) [55, 60, 64]. Une autre solution est d'utiliser des lentilles divisées en plusieurs zones comme par exemple une lentille de Fresnel [52, 54, 56–58, 68].

La deuxième technologie de lentille adaptable disponible aujourd'hui est celle des lentilles liquides qui focalisent la lumière en changeant leur forme, comme cela est illustré à la Fig.8.2. En particulier, la variation de chemin optique accessible et donc de puissance est plus importante que pour une lentille à cristaux liquides. Pour les lentilles de la société Varioptic [46, 79, 80] dont le diamètre est de l'ordre de 4mm, une gamme de -20 dioptries à +20 dioptries est accessible. Autrement dit, ces lentilles ont une plus grande ouverture numérique que les lentilles à cristaux liquides.

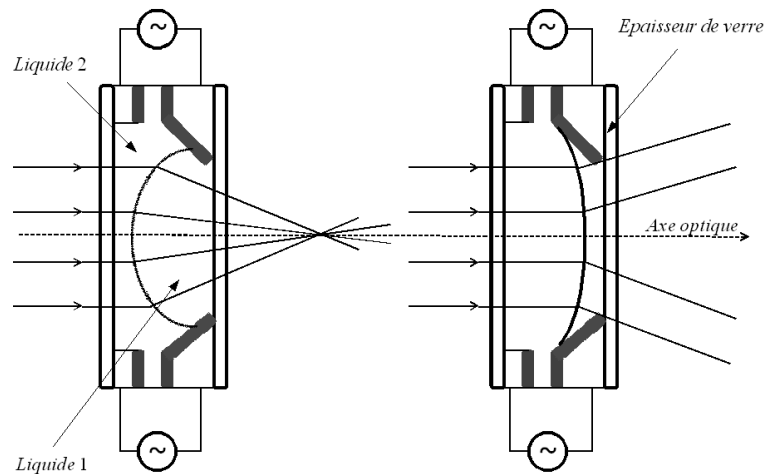


Fig. 8.2: Principe de fonctionnement d'une lentille liquide

On peut répartir les lentilles liquides selon deux catégories : les lentilles à électromouillage et les lentilles diélectriques. A la différence des lentilles à membranes élastiques où la forme de la lentille est modifiée par manipulation mécanique [26, 27, 73–76], les lentilles à électromouillage [47, 77–80] et les lentilles diélectriques [81–83] utilisent une tension extérieure pour faire varier la focale. Ces deux dernières sortes de lentilles ont des propriétés similaires. En particulier, elles sont constituées de deux liquides non miscibles dont l'un

forme une gouttelette sur l'une des faces internes du substrat tandis que l'autre liquide remplit le reste du volume autour de la gouttelette. Dans le cas d'une lentille à électromouillage, l'un des liquides est conducteur et l'autre isolant alors que pour une lentille diélectrique les deux liquides sont isolants mais ont des constantes diélectriques différentes.

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié uniquement des composants passifs constitués de micro-cuves remplies par le mélange de deux liquides miscibles grâce à la technologie jet d'encre. Supposons maintenant que nous sachions rendre un tel composant actif, au moyen par exemple de liquides dont l'indice varie en fonction d'une tension appliquée. Si de tels composants voient le jour, ils seront très avantageux. En effet, les lentilles adaptables fabriquées pourront à la fois concurrencer les produits ophtalmiques existant sur ce créneau [91–93] et s'implanter sur de nouveaux marchés comme par exemple les appareils photographiques. De plus, l'un des avantages de poids concernant l'utilisation de micro-cuves est la possibilité d'encoder n'importe quelle fonction de phase sur le composant pixellisé, et pas uniquement du défocus, ce qui permet de diversifier les applications. Nous pourrions ainsi imaginer des applications de type modulateurs spatiaux de lumière (SLM) en transmission pour corriger en temps réel un front d'onde donné.

8.2 Choix du système optique de référence

Afin de montrer les atouts des composants actifs, nous proposons dans cette partie de concevoir et d'optimiser une combinaison optique incluant une lame de phase active parfaite. L'optimisation est réalisée sur un composant actif simplifié au moyen du logiciel commercial CodeV. Nous faisons le choix de travailler sur un objectif pour appareil photographique. Par souci de simplicité, dans cette approche exploratoire, nous étudierons plus précisément une mise au point sans pièce mobile ni changement de la position du plan image, le composant actif pouvant en plus corriger les aberrations sur l'ensemble de la plage de la mise au point. L'idée est de comparer les résultats à ceux obtenus par une mise au point interne à lentilles mobiles, que l'on appellera système de référence. La comparaison se fera plus particulièrement sur la fonction de transfert de modulation (FTM) et la compacité des systèmes respectifs.

Nous ne simulerons qu'une simple lame de phase variable sous CodeV sans prendre en compte à ce niveau ni la dispersion du matériau la constituant, ni le repliement de phase, ni la pixellisation car cela alourdirait l'optimisation. Pour chaque distance de mise au point, le logiciel nous donnera donc la fonction de phase continue à encoder sur la lame active et la FTM résultante. Par la suite, seule cette dernière sera représentée.

Nous proposons cependant à la section 8.2.1 une première estimation des effets de la pixellisation et du repliement de la phase sur la FTM obtenue au moyen d'une modélisation approchée, avant de présenter à la section 8.2.2 le système optique de référence que nous étudierons.

8.2.1 Modélisation approchée des effets du repliement et de la pixellisation

Estimons tout d'abord les effets de la pixellisation du composant Voronoi sur sa FTM, c'est-à-dire l'influence du halo de diffraction déjà bien étudié aux chapitres précédents. D'après [94], comme le halo de la réponse percussionnelle forme un voile uniforme pour un objet étendu incohérent, une bonne approximation peut être donnée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \text{FTM}_{pix}(\nu) &= S \times \text{FTM}_{simulee}(\nu) \quad \text{pour } \nu \neq 0 \\ \text{FTM}_{pix}(0) &= 1 \end{aligned} \tag{8.1}$$

8.2 Choix du système optique de référence

S et $\text{FTM}_{pix}(\nu)$ désignant respectivement le rapport de Strehl (voir l'équation 4.6 au chapitre 4) et la FTM du composant pixellisé et $\text{FTM}_{simulee}(\nu)$ la FTM obtenue par la simulation sous CodeV.

D'après [95], pour prendre en compte l'effet supplémentaire du repliement, nous rappelons l'expression de l'efficacité de diffraction η_p dans l'ordre p obtenue au chapitre 7.

$$\eta_p = \text{sinc}^2 \left(K \frac{\lambda_0}{\lambda} - p \right) \quad \text{avec } K = E \left(\frac{\Delta n h}{\lambda_0} \right) \quad (8.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde nominale pour laquelle le composant est replié, Δn est la variation maximale d'indice imposée par la technologie de remplissage des cellules, h l'épaisseur du composant et où $E(a)$ désigne la partie entière de a . L'efficacité de diffraction donnée par l'équation 8.2 est égale à l'unité lorsque l'argument de la fonction sinc est égal à 0.

Supposons le cas idéal où le composant Voronoi présente peu de repliements de phase, tel que $\lambda_0 = 0.5\mu m$, $\Delta n = 0.4$ et $h = 20\mu m$. Ce composant idéal diffractif multi-ordre vérifie donc $K = 16$. Pour ce composant, en négligeant la dispersion, nous traçons à la Fig.8.3 l'évolution des efficacités de diffraction η_p dans les ordres p avec p entier et $p \in [10, 20]$, en fonction de la longueur d'onde λ couvrant le spectre visible entre 380nm et 780nm.

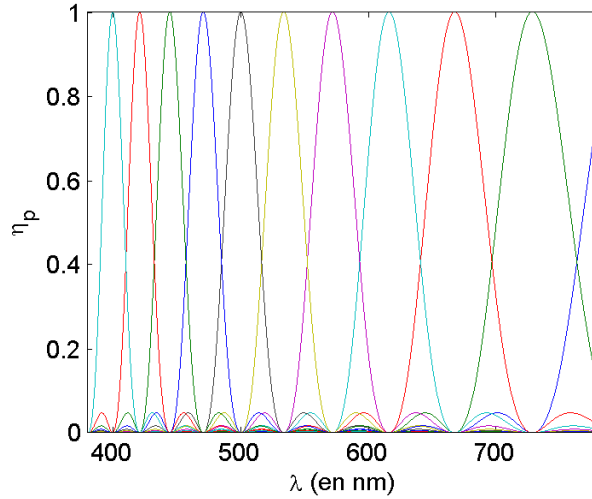


Fig. 8.3: Efficacité de diffraction des ordres p compris entre 10 et 20 en fonction de la longueur d'onde pour un composant diffractif tel que $K = 16$ à $\lambda_0 = 500nm$.

D'après l'équation 8.2, les maxima des efficacités de diffraction se produisent pour des longueurs d'ondes telles que $\lambda = \frac{K\lambda_0}{p}$. Or, d'après l'équation 7.11, toutes ces longueurs d'ondes focalisent dans le même plan focal longitudinal que celui donné par la longueur d'onde nominale de repliement. Un composant parfaitement achromatique aurait donc une efficacité de diffraction égale à 1 quelle que soit la longueur d'onde dans son plan focal longitudinal nominal. Nous pouvons donc proposer une surestimation de l'effet sur la fonction de transfert de phase (FTP) du chromatisme engendré par le repliement de la phase du composant de la Fig.8.3 en comparant l'aire sous l'enveloppe des courbes de la Fig.8.3 à l'aire sous une courbe égale à 1 quelle que soit la longueur d'onde. Nous considérerons donc le rapport R suivant :

$$R = \frac{\int_{380}^{780} \max \eta_p(\lambda) d\lambda}{\int_{380}^{780} 1 d\lambda} \quad (8.3)$$

où la fonction **1** est égale à 1 quelle que soit la longueur d'onde. Pour le composant de la Fig.8.3, le calcul numérique nous donne $R = 0.75$. Connaissant le rapport R , une bonne approximation de l'effet du repliement du composant pixellisé sur sa FTM peut être donnée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \text{FTM}_{rep}(\nu) &= R \times \text{FTM}_{pix}(\nu) \text{ pour } \nu \neq 0 \\ \text{FTM}_{rep}(0) &= 1 \end{aligned} \quad (8.4)$$

Nous remarquerons que la valeur du rapport R semble être indépendante de l'ordre nominal K choisi et rappelé à l'équation 8.2, ce qui signifierait que nous n'aurions aucun intérêt à l'augmenter. En réalité, il est intéressant d'augmenter l'ordre nominal car pour une longueur d'onde qui n'a pas une efficacité de 100%, son efficacité dans l'ordre où cette dernière est la plus forte donne une image d'autant moins défocalisée que l'ordre est élevé, et de même pour les autres ordres voisins qui contiennent le reste de la lumière. Pour le composant diffractif muti-ordre de la Fig.8.3 tel que $K = 16$ à $\lambda_0 = 0.5\mu m$, nous sommes donc pessimistes en faisant comme si la lumière qui manque par rapport à 100% d'efficacité était perdue pour la FTM comme avec un halo diffus de type Voronoi.

L'effet simultané du repliement et de la pixellisation sur la $\text{FTM}_{simulee}$ du composant actif considéré pourra donc finalement être estimé au moyen de l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \text{FTM}_{reelle}(\nu) &= R \times S \times \text{FTM}_{simulee}(\nu) \text{ pour } \nu \neq 0 \\ \text{FTM}_{reelle}(0) &= 1 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Si le remplissage se fait sans défaut et que le saut de phase maximal entre deux cellules voisines ne dépasse pas un seuil π , défini à la section 4.1.4 du chapitre 4 et nécessaire au bon échantillonnage de la phase, l'équation 8.5 donne une bonne approximation de l'allure globale de la FTM polychromatique engendrée par un composant replié en phase et pixellisé.

Par la suite, nous n'évaluerons pas la dégradation apportée par le repliement et la pixellisation sur la FTM obtenue par CodeV car la taille des composants mis en jeu dépasse nos capacités de calcul actuelles.

8.2.2 Choix et optimisation du système optique de référence

Concernant le système de référence, nous avons opté pour le téléobjectif à mise au point interne de focale $f = 400mm$ présenté à la Fig.8.4 et breveté par Kreitzer [96] en 1982. Nous noterons que nous nous étions d'abord orientés vers des objectifs pour appareils photographiques numériques reflex standards (capteurs APS-C) qui se sont révélés confidentiels et trop complexes. Nous recherchions en effet une combinaison optique présentant un seul groupe mobile ainsi qu'un nombre de lentilles limité compris entre cinq et sept afin de simplifier par la suite la modélisation. Or, nous avons constaté que très peu de combinaisons répondaient à nos contraintes, la plupart possédant une quinzaine de lentilles et plusieurs groupes mobiles, et qu'il était également difficile d'obtenir leurs caractéristiques complètes (rayon de courbure, matériaux, distance entre les lentilles,...).

Or, le téléobjectif apochromatique choisi répond à nos contraintes. Il est constitué de trois groupes de lentilles dont seul le second est mobile afin de faire la mise au point. Cela présente deux avantages. L'encombrement total ne change pas et les degrés de liberté offerts par le groupe mobile permettent une meilleure correction des aberrations sur la plage de mise au point. L'une des caractéristiques d'un téléobjectif est son ratio qui est le rapport de son encombrement, c'est-à-dire la distance séparant la première lentille du plan image, sur sa focale. Dans notre cas, notre téléobjectif a un ratio plus faible (ratio de 0.66) que

8.2 Choix du système optique de référence

celui des téléobjectifs standards (ratio de 0.8) et il est réalisé sans fluorine ni verres spéciaux coûteux. Sa focale vaut $f = 400mm$ pour un nombre d'ouverture $N = 5.6$ et un demi champ $\alpha = 3.1^\circ$.

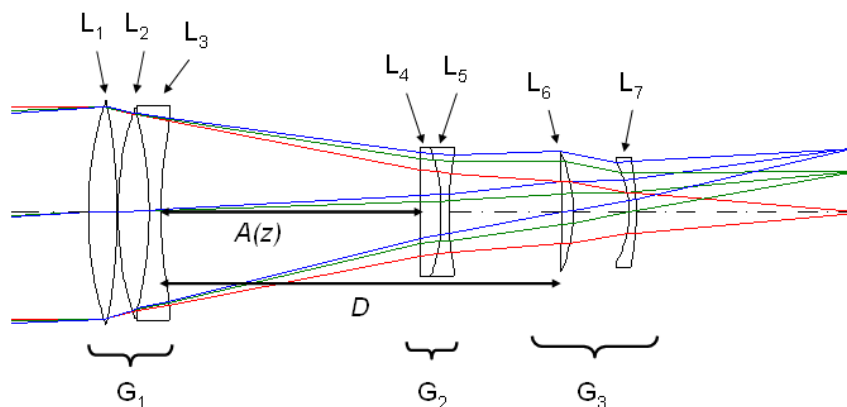


Fig. 8.4: Téléobjectif à mise au point interne breveté par Kreitzer en 1982.

Nous nous sommes intéressés à la FTM et aux aberrations de ce téléobjectif pour cinq distances d'observations z , telles que $\frac{1}{z}$ soit une suite arithmétique de raison $r = 0.05$ dioptrie afin d'avoir une progression régulière de la variation de puissance de l'objectif avec la mise au point. Nous avons ainsi étudié les cas $z = \infty$, $z = 20m$, $z = 10m$, $z = 6.6m$ et $z = 5m$. Pour ce système, la distance D entre le premier et le troisième groupe est constante, tandis que la distance A entre le premier et le second groupe dépend de la distance d'observation z (Fig.8.4). Nous travaillons de plus aux trois longueurs d'ondes du brevet soit $\lambda_1 = 480nm$, $\lambda_2 = 546.1nm$ et $\lambda_3 = 643.8nm$.

En simulant le téléobjectif sous CodeV, Fig.8.5, nous avons constaté que le groupe mobile jouait parfaitement bien son rôle, la mise au point interne fonctionnant avec une qualité d'image très similaire pour toutes les distances d'observation. En outre, d'après la Fig.8.6, quelle que soit la distance d'observation considérée, la qualité optique n'est pas particulièrement bonne en bord de champ ($\alpha = 3.1^\circ$) avec une modulation de l'ordre de 20% pour la FTM aux fréquences spatiales voisines de $33mm^{-1}$ correspondant aux hautes fréquences spatiales enregistrées par une pellicule argentique couleur typique. Cela est essentiellement dû à la présence d'aberrations du cinquième ordre.

Nous avons également constaté à la Fig.8.5 que la pupille d'entrée est située sur le premier verre. Dans cette configuration peu commune le téléobjectif travaille toujours à pleine ouverture. De plus, nous remarquons que la lentille L_6 serait trop mince en bord pour être fabricable telle quelle. Ces résultats ne sont pas très étonnants car la plupart des brevets américains donnent des systèmes bruts pas très performants mais qui sont de bons points de départ pour l'obtention de systèmes efficaces après optimisation.

10:46:39

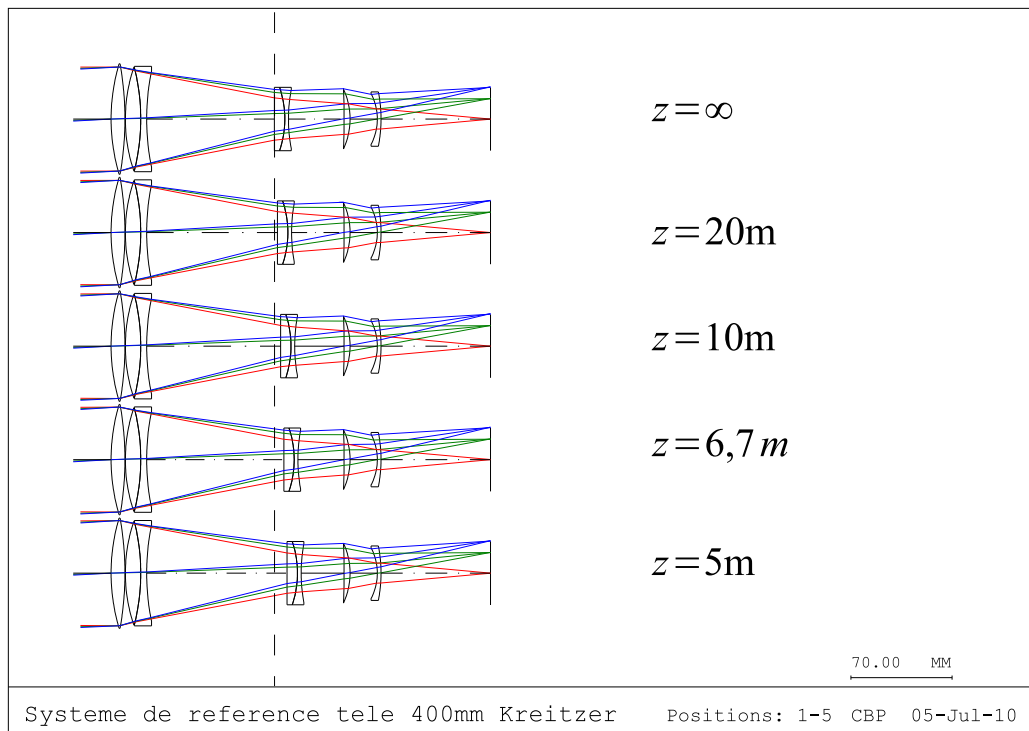


Fig. 8.5: Téléobjectif à mise au point interne breveté par Kreitzer. Configurations pour les 5 distances d'observation.

8.2 Choix du système optique de référence

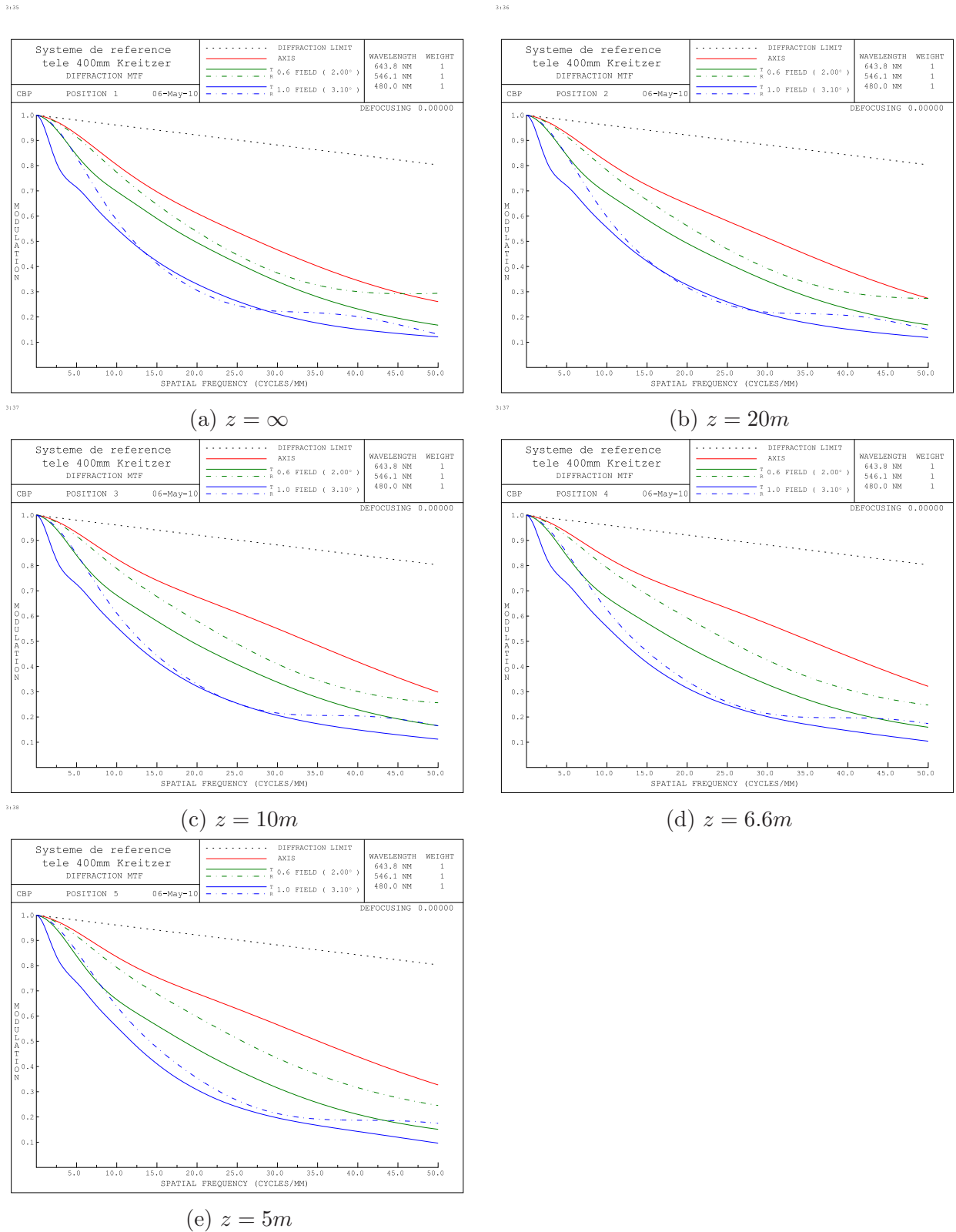


Fig. 8.6: FTM du téléobjectif breveté par Kreitzer à mise au point interne données pour les différentes distances d'observation z .

Afin d'avoir un système de qualité correcte nous visons une modulation supérieure à 50% pour la FTM à 33mm^{-1} et pour tous les champs. Nous optimisons donc le système de la Fig.8.5 en faisant varier non plus uniquement la position du doublet mobile, mais également tous les rayons de courbure et toutes les épaisseurs de toutes les lentilles. Les distances entre les lentilles sont elles aussi optimisées, y compris la distance globale D indépendante de z entre le premier et le troisième groupe de lentilles. Nous imposons néanmoins la contrainte selon laquelle seul le second groupe de lentilles est mobile et réalise la mise au point.

Les verres ne seront pas mis en variable et nous conserverons la position atypique de la pupille d'entrée sur le premier verre, des études complémentaires pouvant affiner par la suite les premiers résultats que nous obtiendrons, en introduisant par exemple un iris.

En imposant aux lentilles L_1 et L_6 une épaisseur au centre inférieure à 10mm et à la lentille L_7 d'avoir une épaisseur au centre inférieure à 8mm, nous obtenons le système de la Fig.8.7. Son ouverture numérique image est constante en fonction de la mise au point. Ses caractéristiques générales sont données aux tableaux 8.1, 8.2, 8.3 et 8.4. Aux Fig.8.8 et Fig.8.9, nous donnons sa FTM et sa réponse percussionnelle (PSF) pour chaque distance d'observation z .

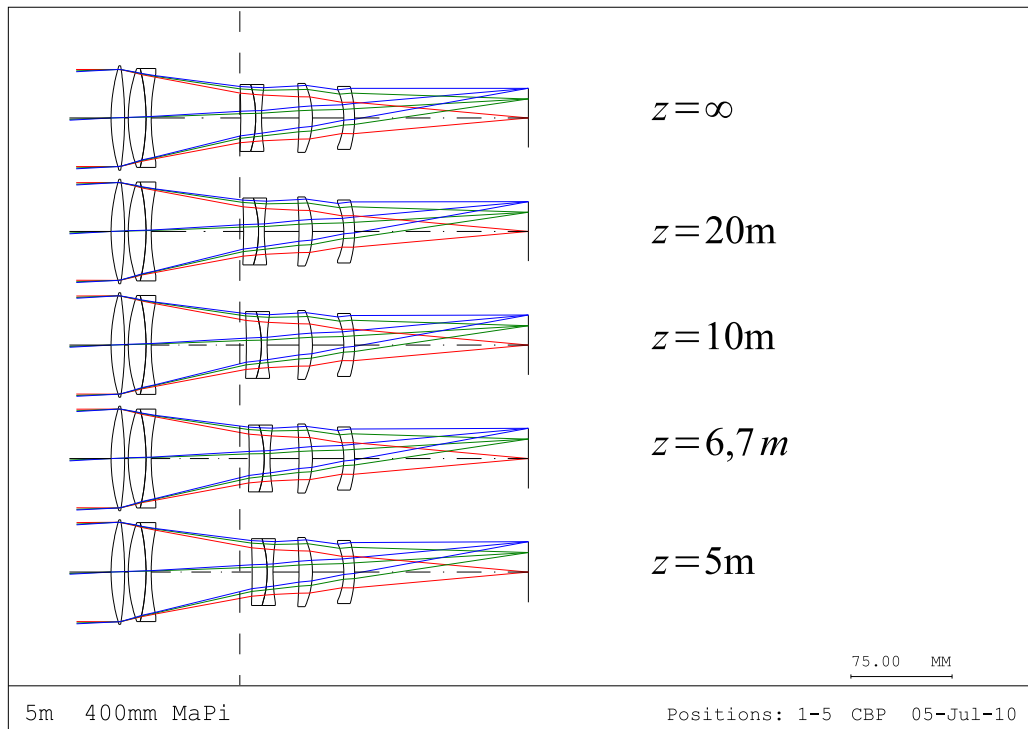


Fig. 8.7: Système optimisé dit de référence. Configurations pour les 5 distances d'observation.

8.2 Choix du système optique de référence

n^0	Élément	Rayon de courbure R_c (en mm)	Distance axiale d_a entre les éléments (en mm)	Verre
S1	Objet	∞	∞^*	
S2	Stop - L_1	130.664	10	C3-Hoya
S3		-250.87	2.723	
S4	L_2	108.565	13.174	C3-Hoya
S5	L_3	-155.23	3.8	LAF7-Hoya
S6		154.404	66.44	
S7		∞	0^*	
S8	L_4	-522.367	11.1	FD110-Hoya
S9	L_5	- 81.006	4.306	TAFD5-Hoya
S10		147.11	0^*	
S11		∞	27.743	
S12	L_6	-352.556	10	CF6-Hoya
S13		-61.695	23.229	
S14	L_7	-51.487	8	TAF1-Hoya
S15		-84.529	128.84	
S16	Image	∞	0	

Tab. 8.1: Caractéristiques du système optimisé dit de référence données pour $z = \infty$. Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z .

	$z = \infty$	$z = 20m$	$z = 10m$	$z = 6.6m$	$z = 5m$
d_a - S1 (en mm)	∞	20000	10000	6666.66	5000
d_a - S7 (en mm)	0	2.056	4.156	6.301	8.491
d_a - S10 (en mm)	0	-2.056	-4.156	-6.301	-8.491
Focale (en mm)	400	389.751	379.698	369.837	360.165

Tab. 8.2: Caractéristiques du système optimisé dit de référence pour les différentes distances d'observation z .

Masse des verres (en g)	540
Ratio	0.773
N	5.6

Tab. 8.3: Caractéristiques globales du système optimisé dit de référence valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$.

Verre	$\lambda_1 = 480nm$	$\lambda_2 = 546.1nm$	$\lambda_3 = 643.85nm$	$\nu = \frac{n_2-1}{n_1-n_3}$
C3-Hoya	1.5248	1.5203	1.5159	58.4607
LAF7-Hoya	1.7658	1.7545	1.7441	34.7696
FD110-Hoya	1.8083	1.7919	1.7773	25.5452
TAFD5-Hoya	1.8497	1.8396	1.8301	42.8367
CF6-Hoya	1.5249	1.5197	1.5149	51.9700
TAF1-Hoya	1.7842	1.7762	1.7685	49.4395
NBK7-Schott	1.5228	1.5187	1.5147	64.0370

Tab. 8.4: Indices de réfraction des verres utilisés dans le système optimisé dit de référence en fonction des longueurs d'ondes d'étude. Le paramètre ν désigne la constringence du verre considéré.

8.2 Choix du système optique de référence

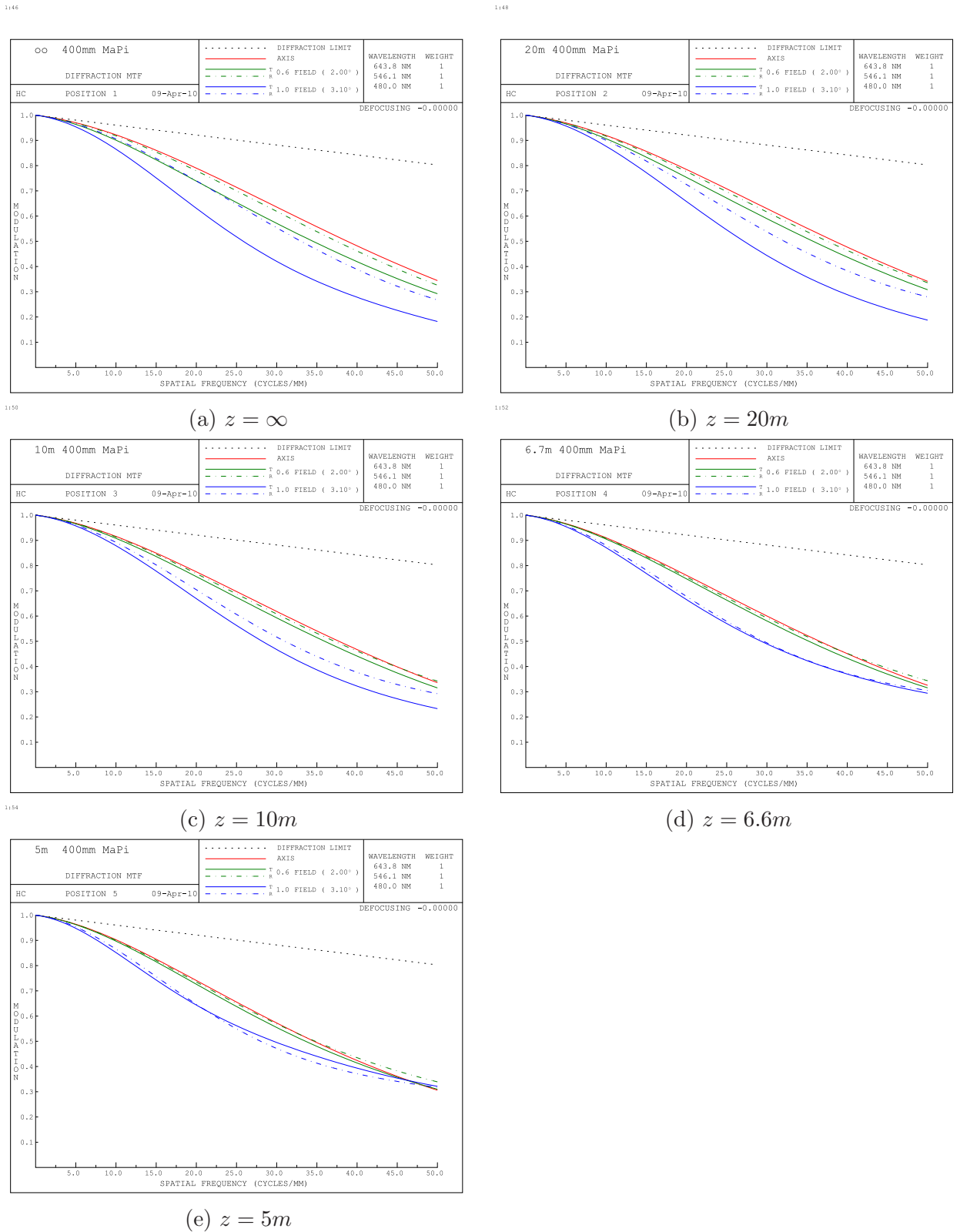


Fig. 8.8: FTM du système optimisé dit de référence données pour les différentes distances d'observation z .

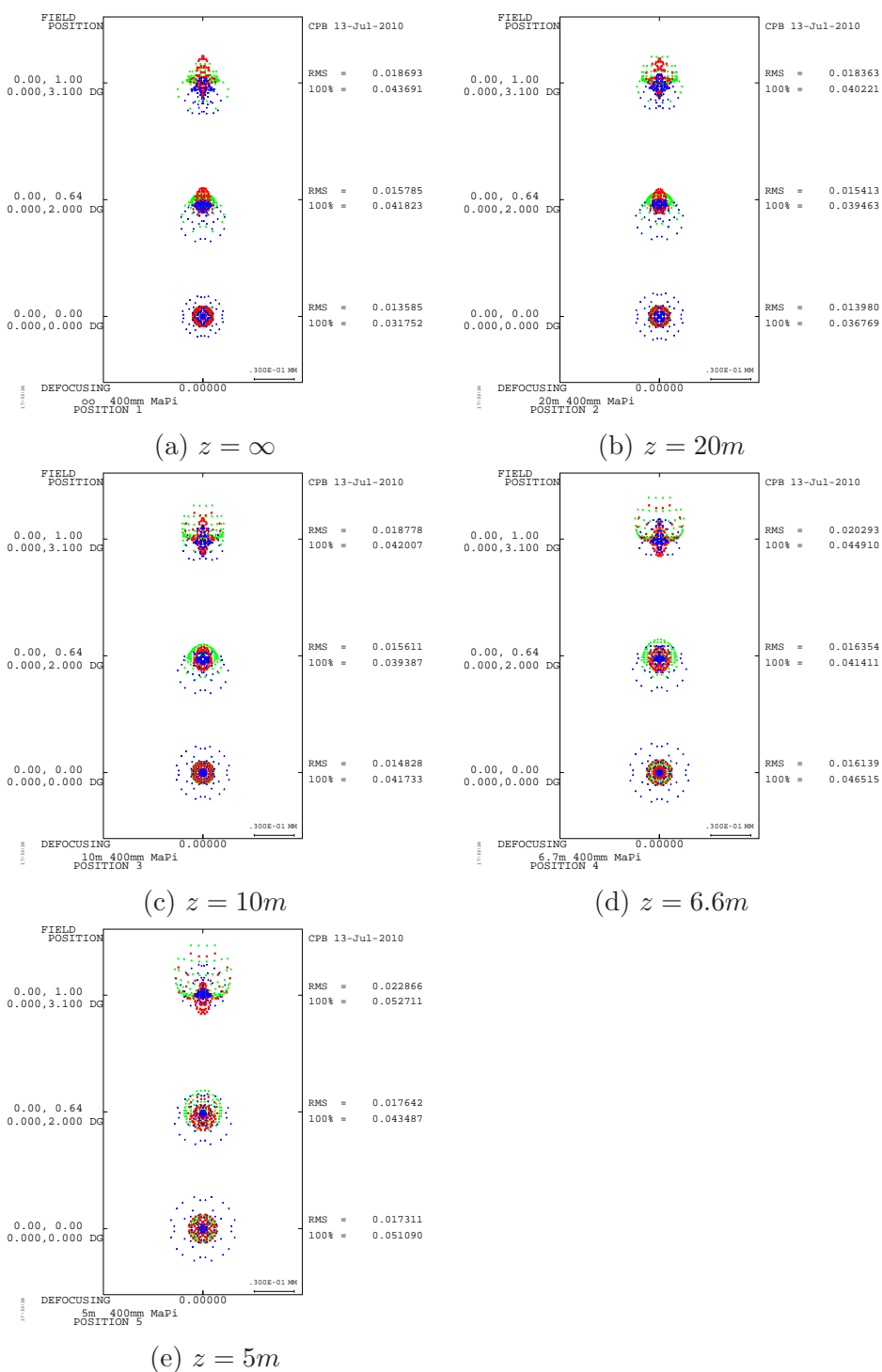


Fig. 8.9: PSF du système optimisé dit de référence données pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm.

D'après la Fig.8.8, nous vérifions que pour tous les champs et pour toutes les distances d'observations z la modulation sur les FTM est soit égale soit supérieure à 50% au voisinage de $33mm^{-1}$. De plus, la taille des PSF de la Fig.8.9 est de l'ordre de $42\mu m$ ($17\mu m$ RMS) ce qui est relativement faible. Comme point de comparaison, le diamètre de la tache d'Airy à

8.3 Mise au point entièrement réalisée par le composant actif

$\lambda_2 = 546.1nm$ dans la configuration $z = \infty$ est de $7\mu m$. Nous noterons que les tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm à la Fig.8.9 et que l'échelle indiquée est de $30\mu m$. La qualité optique du système optimisé est donc bien meilleure que celle du système breveté brut. Par contre, le système optimisé est moins compact puisque son ratio est de 0.773 au lieu de 0.66 (voir le tableau 8.3). Par la suite, ce système optimisé sera notre système de référence.

Dans le reste du chapitre, nous partirons du système de référence et nous ajouterons à côté d'une lentille ou d'un groupe de lentilles un composant actif en BK7, accolé à un substrat plan également en BK7, comme par exemple à la Fig.8.10. Une étude complémentaire sur la lame active prenant en compte différents matériaux ainsi que leur dispersion mériterait bien évidemment d'être menée par la suite pour affiner nos premiers résultats.

Nous étudierons deux configurations. Dans le premier cas, la distance A entre le premier et le second bloc de lentilles ne dépendra pas de z ce qui signifie qu'il n'y aura plus de groupe mobile. La mise au point sera donc entièrement réalisée par le composant actif qui sera lui aussi de position fixe et qui pourra également corriger des aberrations présentes dans le système avec les degrés de libertés à sa disposition. Dans le second cas, le second groupe de lentilles conservera sa mobilité et la distance A dépendra donc de la distance d'observation z . Nous nous attendons donc à ce qu'il corrige la plus grande partie de la mise au point tandis que le composant actif de position fixe devrait ne corriger que les aberrations du système. Nous laisserons néanmoins l'optimisation déterminer le meilleur partage du travail entre ces deux composants.

Ces deux cas d'études très simples présentés respectivement aux sections 8.3 et 8.4 permettent de mettre en évidence de façon didactique les avantages d'un composant actif.

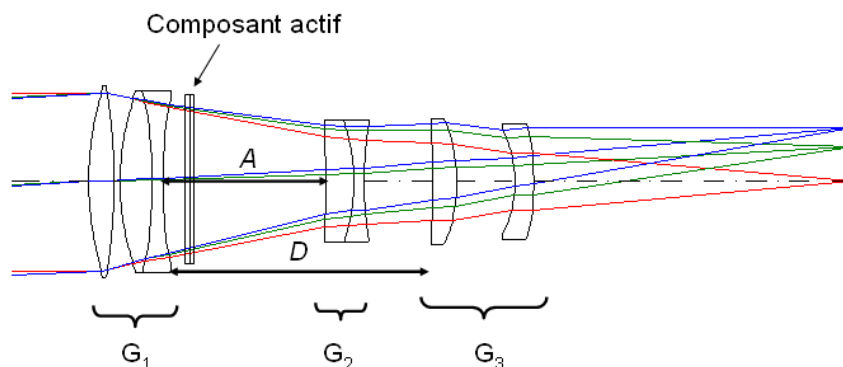


Fig. 8.10: Une configuration d'étude possible où un composant actif sur substrat plan est ajouté au système de référence.

8.3 Mise au point entièrement réalisée par le composant actif

Dans cette section nous étudions le cas d'un système sans pièce mobile, où seul le composant actif réalise la mise au point. Le composant actif est modélisé sous CodeV au moyen d'un asphérique dont le profil de surface $\Delta z(r)$, que nous appellerons par la suite

flèche de surface, est donné par l'équation suivante :

$$\Delta z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + K)c^2r^2}} + Ar^4 + Br^6 + Cr^8 + Dr^{10} + Er^{12} + Fr^{14} + Gr^{16} + Hr^{18} + Jr^{20} \quad (8.6)$$

où $r^2 = x^2 + y^2$, $c = 1/R_c$, R_c étant le rayon de courbure, K la constante de conicité et les coefficients A à J étant les coefficients des termes d'ordres 4 à 20. Nous imposons $K = 0$ de sorte que les coefficients A à J représentent une asphérisation polynomiale à une sphère parfaite. Par la suite nous nous limiterons à l'ordre 10 en optimisant les paramètres $c = 1/R_c$, A , B , C et D de l'équation 8.6, seules variables du système.

Nous avons étudié et optimisé cinq configurations différentes. Nous ne présentons ici que la meilleure où la lame active est placée après la lentille L_3 comme cela est présenté à la Fig.8.11. Le rayon de la lame active vaut $r_{lame} = 30.6mm$. Nous rappelons que l'ouverture numérique image est la même quelle que soit la mise au point. Nous donnons au tableau 8.5 le ratio du nouveau téléobjectif ainsi que la masse des verres le constituant. Nous rappelons également que le ratio est le rapport de l'encombrement du téléobjectif, c'est-à-dire la distance séparant la première lentille du plan image, sur sa focale.

Les tableaux 8.6 et 8.7 présentent les caractéristiques du système pour les cinq distances d'observation étudiées. Au tableau 8.7 nous présentons plus particulièrement les valeurs prises par les coefficients de l'asphérique ainsi que leur flèche maximale obtenue au bord du composant. Pour les propriétés des verres des lentilles nous pourrions nous référer au tableau 8.4.

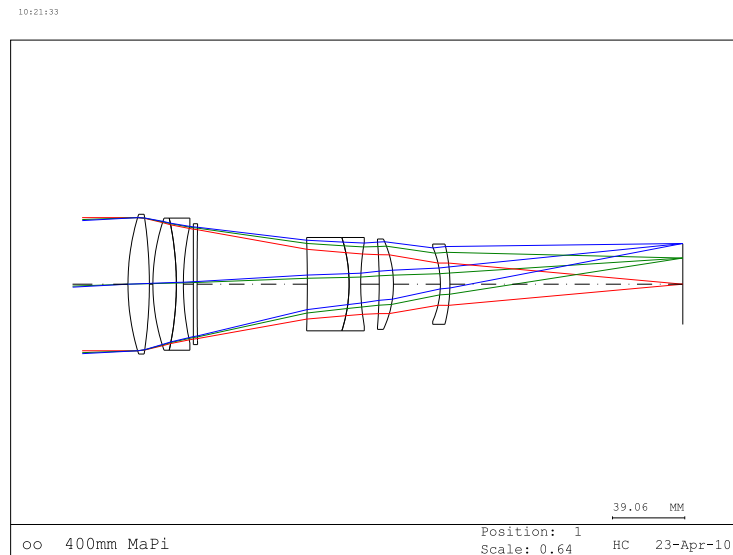


Fig. 8.11: Système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 . La position des composants est identique quelle que soit la distance d'observation z .

8.3 Mise au point entièrement réalisée par le composant actif

Masse des verres (en g)	640
Ratio	0.75
N	5.6

Tab. 8.5: Caractéristiques globales du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$.

n^0	Élément	Rayon de courbure R_c (en mm)	Distance axiale d_a entre les éléments (en mm)	Verre
S1	Objet	∞	∞^*	
S2	Stop - L_1	124.723	11.565	C3-Hoya
S3		-249.13	1.926	
S4	L_2	107.598	12.652	C3-Hoya
S5	L_3	-165.851	3.8	LAF7-Hoya
S6		142.741	5.409	
S7	Substrat	∞	2	NBK7-Schott
S8	Lame active	2765.976*	59.626	
S9	L_4	-791.317	22.586	FD110-Hoya
S10	L_5	- 81.487	6.256	TAFD5-Hoya
S11		131.09	10.008	
S12	L_6	-289.855	7.704	CF6-Hoya
S13		-56.693	25.358	
S14	L_7	-50.563	5.17	TAF1-Hoya
S15		-86.594	125.934	
S16	Image	∞	0	

Tab. 8.6: Caractéristiques du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 (S5) données pour $z = \infty$. Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z (voir le tableau 8.7).

Chapitre 8 : Un exemple de fonction optique

	$z = \infty$	$z = 20m$	$z = 10m$	$z = 6.6m$	$z = 5m$
Focale (en mm)	400	385.36	371.83	359.26	347.54
R_c - S8 (en mm)	2765.98	4650.62	14413.95	-13192.9	-4535.02
Δz_{max} (en μm)	169.2	100.6	32.5	-35.5	-103.2
P (en dioptrie)	-0.19	-0.11	-0.036	0.039	0.11
A - S8 (en mm^{-3})	$0.56 * 10^{-7}$	$0.60 * 10^{-7}$	$0.62 * 10^{-7}$	$0.64 * 10^{-7}$	$0.66 * 10^{-7}$
Δz_{max} (en μm)	49.1	52.6	54.3	56.1	57.8
B - S8 (en mm^{-5})	$0.29 * 10^{-11}$	$0.16 * 10^{-11}$	$0.34 * 10^{-11}$	$0.50 * 10^{-11}$	$0.62 * 10^{-11}$
Δz_{max} (en μm)	2.4	1.3	2.8	4.1	5.1
C - S8 (en mm^{-7})	$0.47 * 10^{-14}$	$0.43 * 10^{-14}$	$0.70 * 10^{-15}$	$-0.25 * 10^{-14}$	$-0.53 * 10^{-14}$
Δz_{max} (en μm)	3.6	3.3	0.54	-1.9	-4.1
D - S8 (en mm^{-9})	$-0.12 * 10^{-17}$	$-0.56 * 10^{-18}$	$0.13 * 10^{-17}$	$0.30 * 10^{-17}$	$0.45 * 10^{-17}$
Δz_{max} (en μm)	-0.86	-0.4	0.93	2.2	3.2

Tab. 8.7: Caractéristiques du système où la lame de phase active (S8) vérifiant $r_{lame} = 30.6mm$ est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z . Pour chaque coefficient de l'asphérique, la flèche maximale Δz_{max} correspondante est indiquée en μm . P désigne une puissance en dioptrie.

A partir du tableau 8.7 nous constatons que les deux principaux termes sont ceux d'ordre 2 et d'ordre 4 donnés respectivement par les coefficients R_c et A . Les termes d'ordres 6 à 10 bien que plus faibles ne sont néanmoins pas négligeables à nos longueurs d'ondes ($\lambda_1 = 480nm$, $\lambda_2 = 546.1nm$ et $\lambda_3 = 643.8nm$). Afin de mieux comprendre leur évolution en fonction de la distance d'observation, nous les avons représentés en coupe à la Fig.8.12.

8.3 Mise au point entièrement réalisée par le composant actif

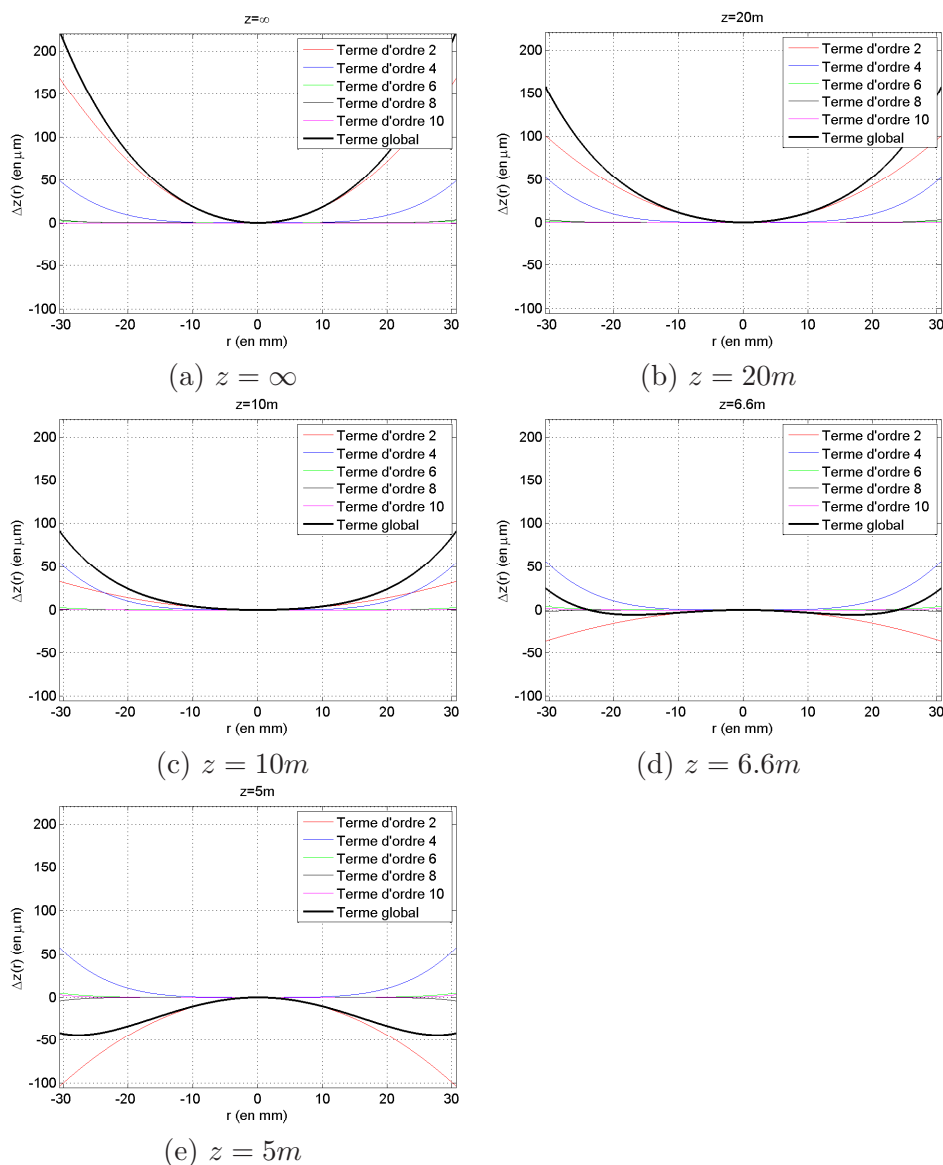


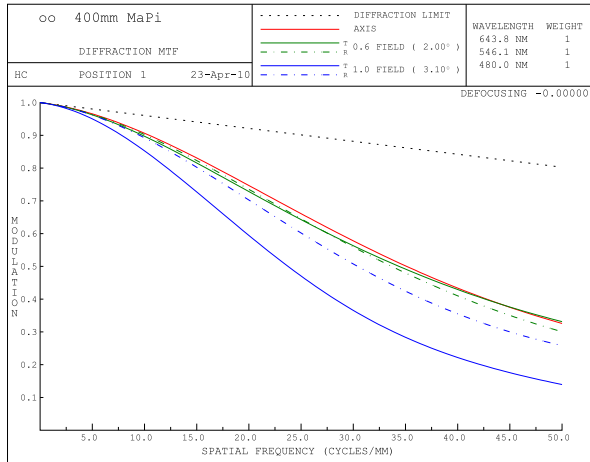
Fig. 8.12: Evolution des flèches de chaque terme de l'équation 8.6 et du terme global résultant, pour le système de la Fig.8.11 et pour les différentes distances d'observation z .

Pour estimer la qualité optique du système nous traçons respectivement aux Fig.8.13 et Fig.8.14 les allures des FTM et des PSF obtenues pour les différentes distances d'observation. Nous constatons à la Fig.8.13 que la modulation de la FTM simulée sous CodeV est soit égale soit supérieure à celle du système de référence (voir Fig.8.8) au voisinage de $33mm^{-1}$, c'est-à-dire qu'autour de cette fréquence elle est au moins égale à 50% quel que soit le champ considéré. D'après la Fig.8.14, la taille des PSF obtenue avec une lame active est plus faible et donc meilleure que celle obtenue avec le système de référence (voir Fig.8.9) puisqu'elle est de l'ordre de $34\mu m$ ($15\mu m$ RMS) au lieu de $42\mu m$ ($17\mu m$ RMS) pour le système de référence. Les tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm à la Fig.8.14 et l'échelle indiquée est de $30\mu m$.

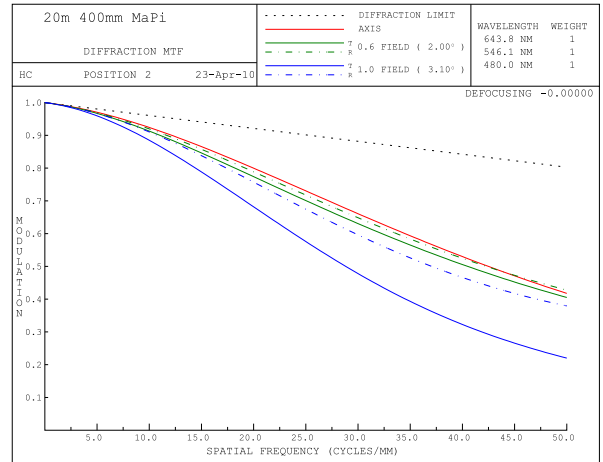
Chapitre 8 : Un exemple de fonction optique

3:07

3:09



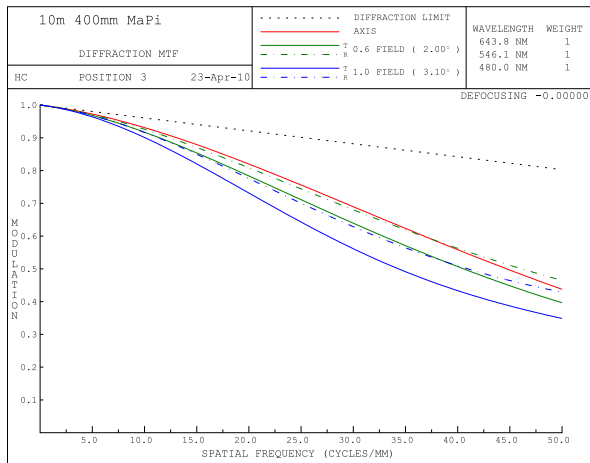
(a) $z = \infty$



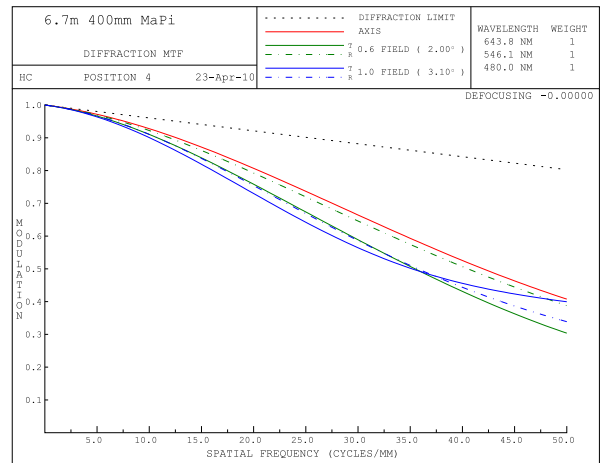
(b) $z = 20m$

3:12

3:14

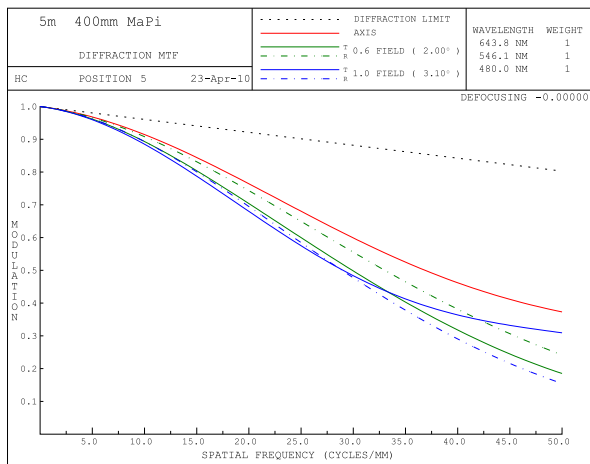


(c) $z = 10m$



(d) $z = 6.6m$

3:16



(e) $z = 5m$

Fig. 8.13: FTM du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z .

8.3 Mise au point entièrement réalisée par le composant actif

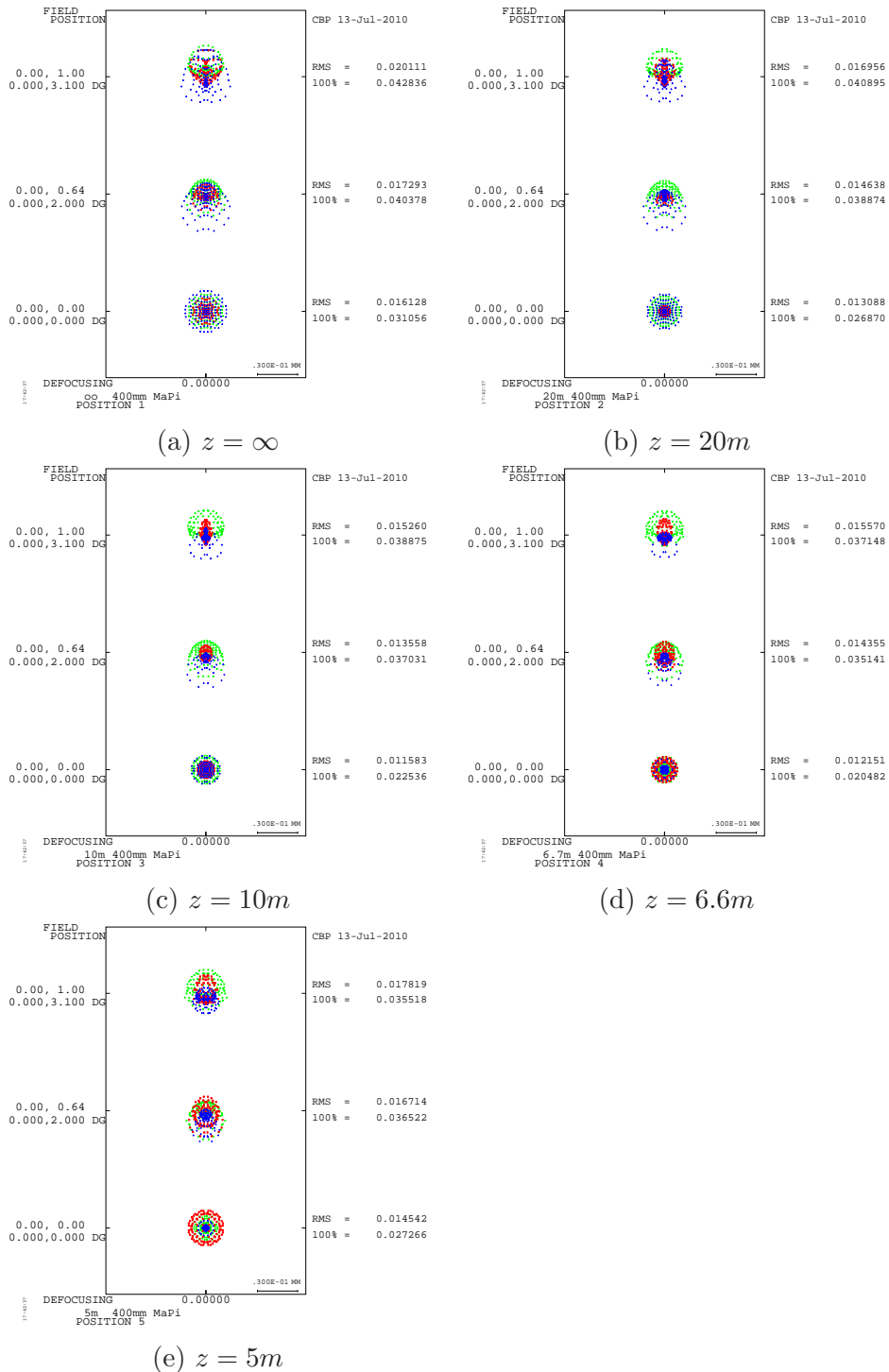


Fig. 8.14: PSF du système où la lame de phase active (S8) est placée après la lentille L_3 pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF dont données en mm.

Nous déduisons des Fig.8.13 et Fig.8.14 que **le système présentant une lame active est meilleur que celui de référence**. Il est en outre plus compact de 9mm puisque son ratio est de 0.75 au lieu de 0.773 pour le système de référence (voir le tableau 8.5). Nous avons essayé de le rendre encore beaucoup plus compact, mais dans ce cas, la qualité

optique était fortement dégradée. Par contre, la masse des verres seuls du système avec la lame active est plus importante que celle du système initial d'après les tableaux 8.5 et 8.3. Cependant, dans la masse estimée, la mécanique n'est pas prise en compte. Or, dans le système de référence où les verres représentent 540g, de la mécanique est nécessaire pour le déplacement du bloc mobile ce qui n'est pas le cas avec la lame de phase fixe, il y a donc de forte chance pour qu'au final le système actif soit plus léger. Nous gagnons donc sur la FTM, l'encombrement et le poids. Néanmoins, ces résultats doivent être nuancés par la prise en compte des repliements de phase et de la pixellisation qui dégradent la FTM comme nous l'avons évoqué à la section 8.2.1.

En particulier, nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur de la taille d des cellules du composant Voronoi nécessaire à un bon échantillonnage de la fonction de phase. Nous rappelons que la condition sur la taille d des cellules du SLM pour que l'échantillonnage de la phase du SLM soit correct était liée à la vitesse de variation de la fonction de phase à encoder [17]. La différence de phase entre deux cellules successives ne devant pas être supérieure à un seuil $2\pi\beta$ défini à la section 4.1.4 du chapitre 4 où $\beta = \frac{1}{2}$, nous avons :

$$d < \frac{2\pi\beta}{\Phi'} \quad (8.7)$$

$$\text{avec } \Phi' = \max_{(x,y)} \left(\sqrt{\left| \frac{\partial\varphi}{\partial x}(x,y) \right|^2 + \left| \frac{\partial\varphi}{\partial y}(x,y) \right|^2} \right)$$

Φ' désigne donc la valeur maximale, sur la pupille, de la norme du gradient du profil de phase $\varphi(x,y)$ qu'on veut encoder sur le composant pixellisé.

D'après l'équation 8.6 nous pouvons approximer la fonction de phase $\varphi(x,y)$ par l'équation suivante, valable cependant en incidence normale et pour une flèche de surface dont la valeur absolue est inférieure à quelques microns [97] :

$$\varphi(x,y) = \frac{2\pi(n_{NBK7}(\lambda_2) - 1)}{\lambda_2} \Delta z(x,y) \quad (8.8)$$

A partir de l'équation 8.8 et de la Fig.8.12 où nous avons représenté en trait épais le terme global $\Delta z(x,y)$ de l'asphérique, nous calculons numériquement Φ' et nous en déduisons, d'après l'équation 8.7, la taille maximale d des cellules pour chaque distance d'observation z à la longueur d'onde $\lambda_2 = 546.1nm$. Ces dernières sont regroupées au tableau 8.8 et nous constatons ainsi que la taille maximale des cellules vaut $d = 30\mu m$ pour une utilisation du téléobjectif sur toute la gamme de la mise au point. Cette taille de cellule est technologiquement envisageable même si en termes de remplissage elle est aujourd'hui critique car les gouttes du procédé jet d'encre sont trop grosses (voir le chapitre 6).

	d (en μm)
$z = \infty$	28
$z = 20m$	40
$z = 10m$	52
$z = 6.6m$	88
$z = 5m$	218

Tab. 8.8: Taille maximale d des cellules en fonction des distances d'observation z .

8.4 Système avec un composant actif et un groupe mobile

Nous étudions dans cette section le gain apporté par l'ajout de la lame de phase active dans le cas où le second groupe de lentilles du système de référence conserve sa mobilité. Nous nous attendons à ce que le groupe mobile corrige en grande partie la mise au point et à ce que la lame de phase corrige principalement les aberrations du système. Nous laissons cependant à l'optimisation la libre répartition de la correction de la mise au point entre ces deux composants. La lame de phase est en outre toujours accolée à un substrat plan, est fixe et est modélisée par une surface asphérique dont le profil de surface est donné par l'équation 8.6.

Nous avons étudié et optimisé cinq configurations possibles. Nous ne présentons ici que la meilleure où la lame active est placée après la lentille L_7 comme cela est présenté à la Fig.8.15. Dans cette configuration, le rayon de la lame active vaut $r_{lame} = 21.61mm$. Nous rappelons que l'ouverture numérique image est toujours la même quelle que soit la mise au point. Nous donnons en outre au tableau 8.9 l'encombrement et la masse des verres du système considéré.

Aux tableaux 8.10 et 8.11 nous donnons les caractéristiques du système pour les cinq distances d'observation z considérées. Pour les propriétés des verres des lentilles nous pourrions nous référer au tableau 8.4 puisque ces derniers ne sont pas modifiés. Enfin, au tableau 8.11 nous donnons plus particulièrement les valeurs prises par les coefficients de l'asphérique pour les différentes distances d'observation z . Nous y indiquons également la valeur maximale de la flèche pour chaque aberration, obtenue en bord du composant.

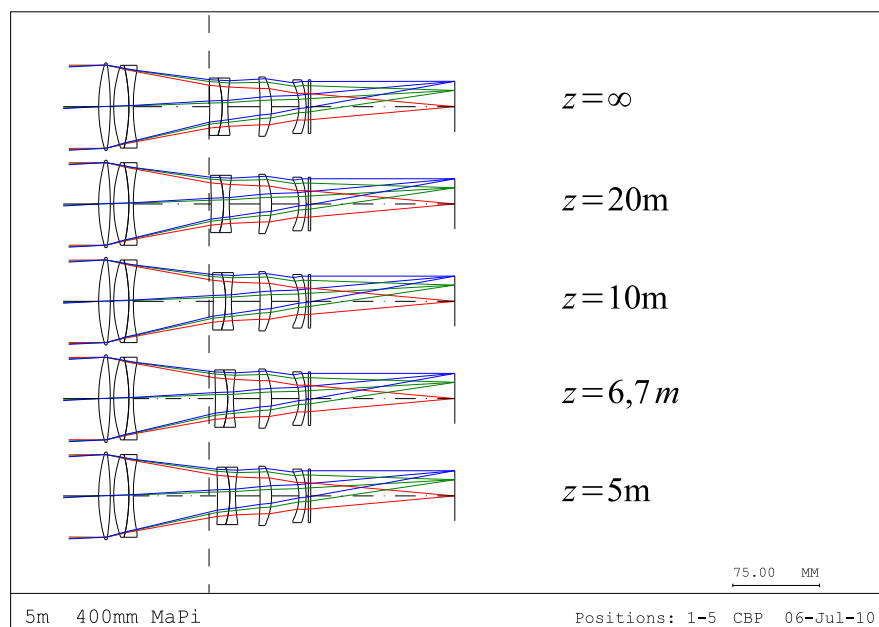


Fig. 8.15: Système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active fixe est placée après la lentille L_7 . Configurations données pour les différentes distances d'observation.

Masse des verres (en g)	523
Ratio	0.77
N	5.6

Tab. 8.9: Caractéristiques globales du système, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 , valables quelles que soient les distances d'observation z . N désigne le nombre d'ouverture pour $z = \infty$.

n^0	Élément	Rayon de courbure R_c (en mm)	Distance axiale d_a entre les éléments (en mm)	Verre
S1	Objet	∞	∞^*	
S2	Stop - L_1	132.82	10	C3-Hoya
S3		-248.91	2.93	
S4	L_2	108.14	13.16	C3-Hoya
S5	L_3	-153.5	3.8	LAF7-Hoya
S6		155.658	66.15	
S7		∞	0^*	
S8	L_4	-611.789	10.72	FD110-Hoya
S9	L_5	- 86.01	4.892	TAFD5-Hoya
S10		141.62	0^*	
S11		∞	27.89	
S12	L_6	-315.04	10	CF6-Hoya
S13		-59.06	23.69	
S14	L_7	-44.996	6.13	TAF1-Hoya
S15		-69.774	2	
S16	Substrat	∞	2	NBK7-Schott
S17		2735.6*	124.69	
S18	Image	∞	0	

Tab. 8.10: Caractéristiques du système données pour $z = \infty$, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 (S14). Les valeurs marquées par une astérisque (*) varient en fonction de la distance d'observation z (voir le tableau 8.11).

8.4 Système avec un composant actif et un groupe mobile

	$z = \infty$	$z = 20m$	$z = 10m$	$z = 6.6m$	$z = 5m$
Focale (en mm)	400	384.52	373.07	362.24	351.97
d_a - S1 (en mm)	∞	20000	10000	6666.66	5000
d_a - S7 (en mm)	0	1.277	3.05	4.857	6.695
d_a - S10 (en mm)	0	-1.277	-3.05	-4.857	-6.695
R_c - S17 (en mm)	2735.6	-109400.6	-6104.3	-3127.8	-2092.98
Δz_{max} (en μm)	85	-2.1	-38.3	-74.7	-111.6
P (en dioptrie)	-0.19	0.0047	0.085	0.17	0.25
A - S17 (en mm^{-3})	$-0.25 * 10^{-6}$	$-0.24 * 10^{-6}$	$-0.23 * 10^{-6}$	$-0.22 * 10^{-6}$	$-0.21 * 10^{-6}$
Δz_{max} (en μm)	-54.5	-52.3	-50.2	-48	-45.8
B - S17 (en mm^{-5})	$0.22 * 10^{-9}$	$0.99 * 10^{-10}$	$0.43 * 10^{-10}$	$-0.2 * 10^{-10}$	$-0.9 * 10^{-10}$
Δz_{max} (en μm)	22.4	10.1	4.4	-2	-9.2
C - S17 (en mm^{-7})	$-0.92 * 10^{-12}$	$-0.62 * 10^{-12}$	$-0.47 * 10^{-12}$	$-0.31 * 10^{-12}$	$-0.13 * 10^{-12}$
Δz_{max} (en μm)	-43.8	-29.5	-22.4	-14.7	-6.2
D - S17 (en mm^{-9})	$0.88 * 10^{-15}$	$0.6 * 10^{-15}$	$0.45 * 10^{-15}$	$0.3 * 10^{-15}$	$0.13 * 10^{-15}$
Δz_{max} (en μm)	19.6	13.3	10	6.7	2.9

Tab. 8.11: Caractéristiques du système, où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) vérifiant $r_{lame} = 21.61mm$ est placée après la lentille L_7 (S14), données pour les différentes distances d'observation z . Pour chaque coefficient de l'asphérique, la flèche maximale Δz_{max} correspondante est indiquée en μm . P désigne une puissance en dioptrie.

D'après le tableau 8.11, nous constatons tout d'abord que la lame active a un rôle très important dans la correction des aberrations puisque les valeurs maximales des flèches des termes d'ordres 4 à 10 sont très grandes ($> 10\lambda_2$). Ces dernières sont notamment supérieures à celles obtenues au tableau 8.7 de la section 8.3. En outre, nous constatons que la lame corrige aussi de la mise au point en complément du doublet mobile. Afin de mieux comprendre l'évolution des différents termes de l'asphérique en fonction de la distance d'observation nous les avons représentés en coupe à la Fig.8.16.

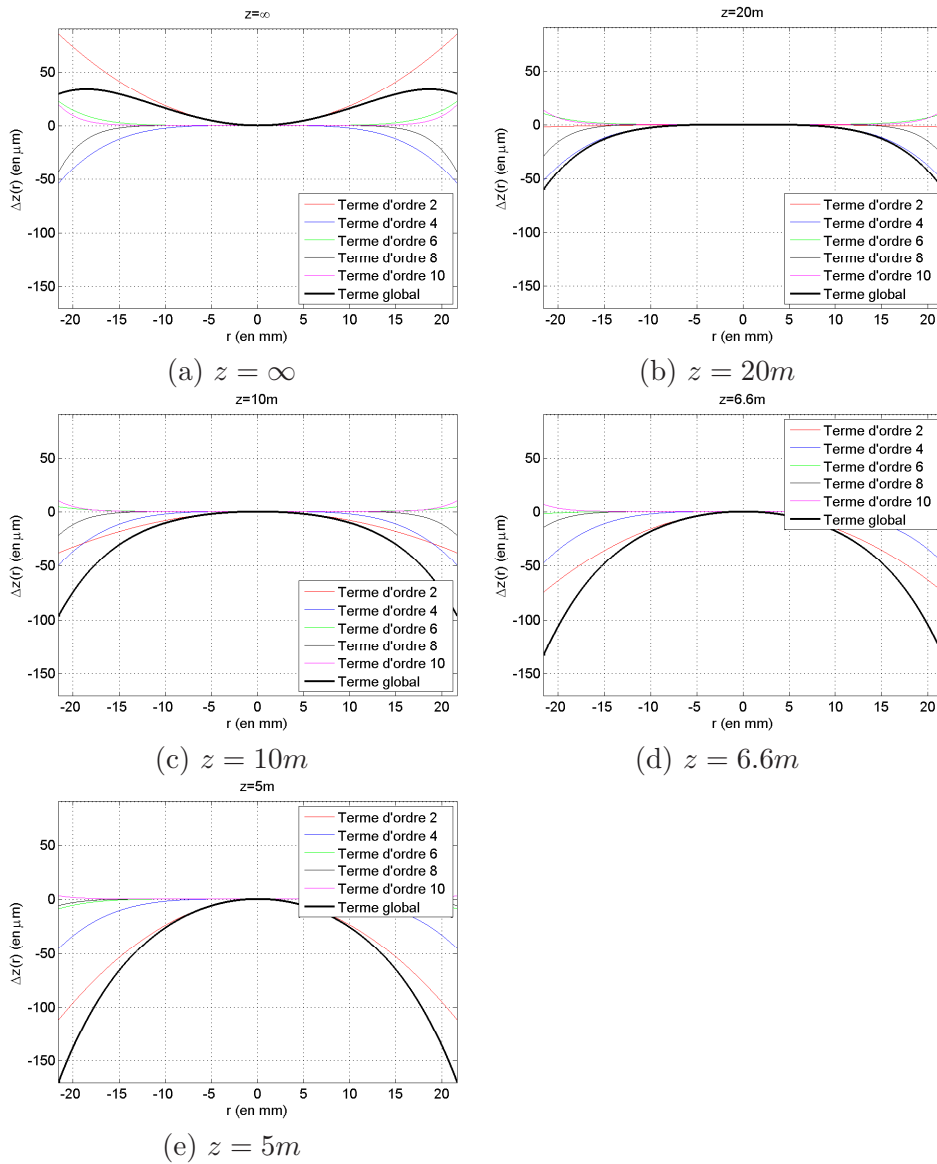


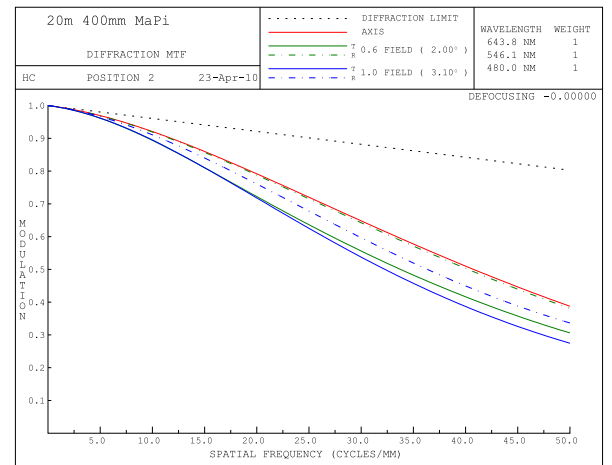
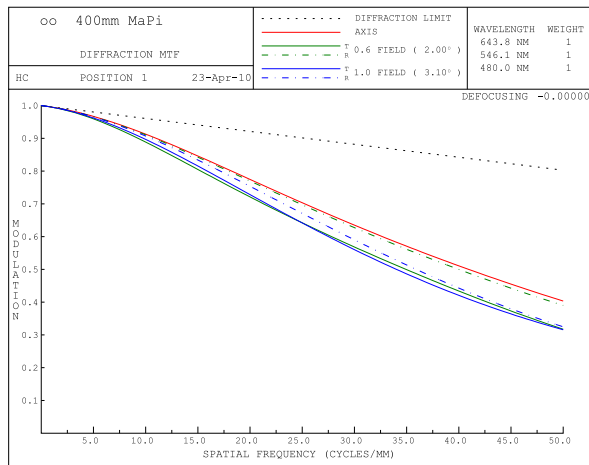
Fig. 8.16: Evolution des flèches de chaque terme de l'équation 8.6 et du terme global résultant, pour le système de la Fig.8.15 et pour les différentes distances d'observation z .

Pour estimer la qualité optique du système étudié nous traçons respectivement aux Fig.8.17 et Fig.8.18 les allures des FTM et des PSF obtenues pour les différentes distances d'observation.

8.4 Système avec un composant actif et un groupe mobile

0129

0131

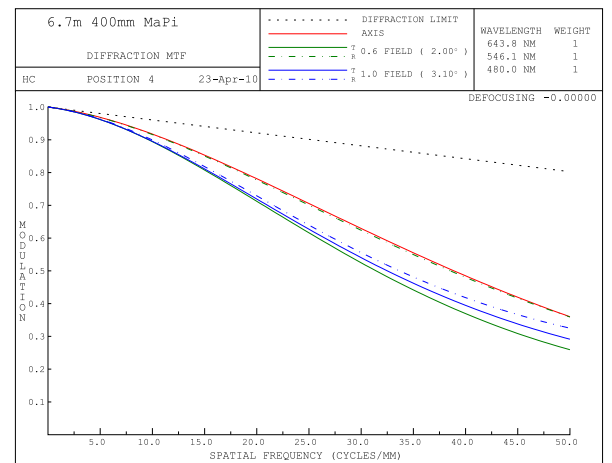
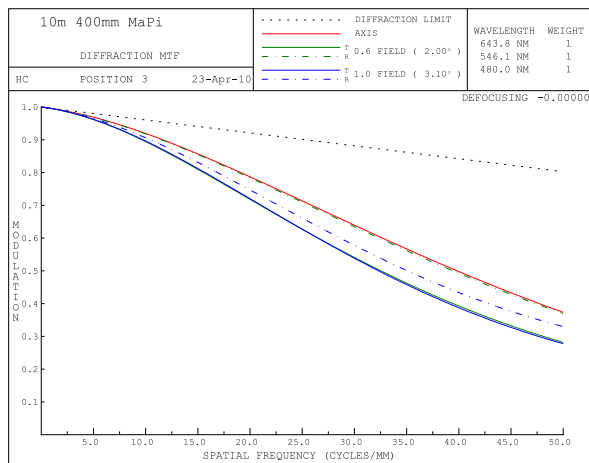


0133

(a) $z = \infty$

0135

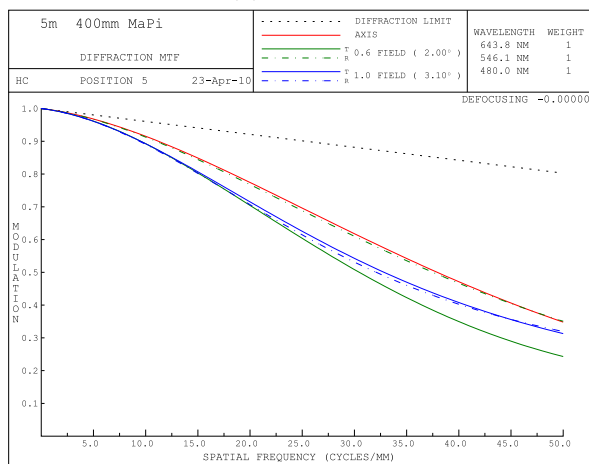
(b) $z = 20m$



0137

(c) $z = 10m$

(d) $z = 6.6m$



(e) $z = 5m$

Fig. 8.17: FTM du système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 pour les différentes distances d'observation z .

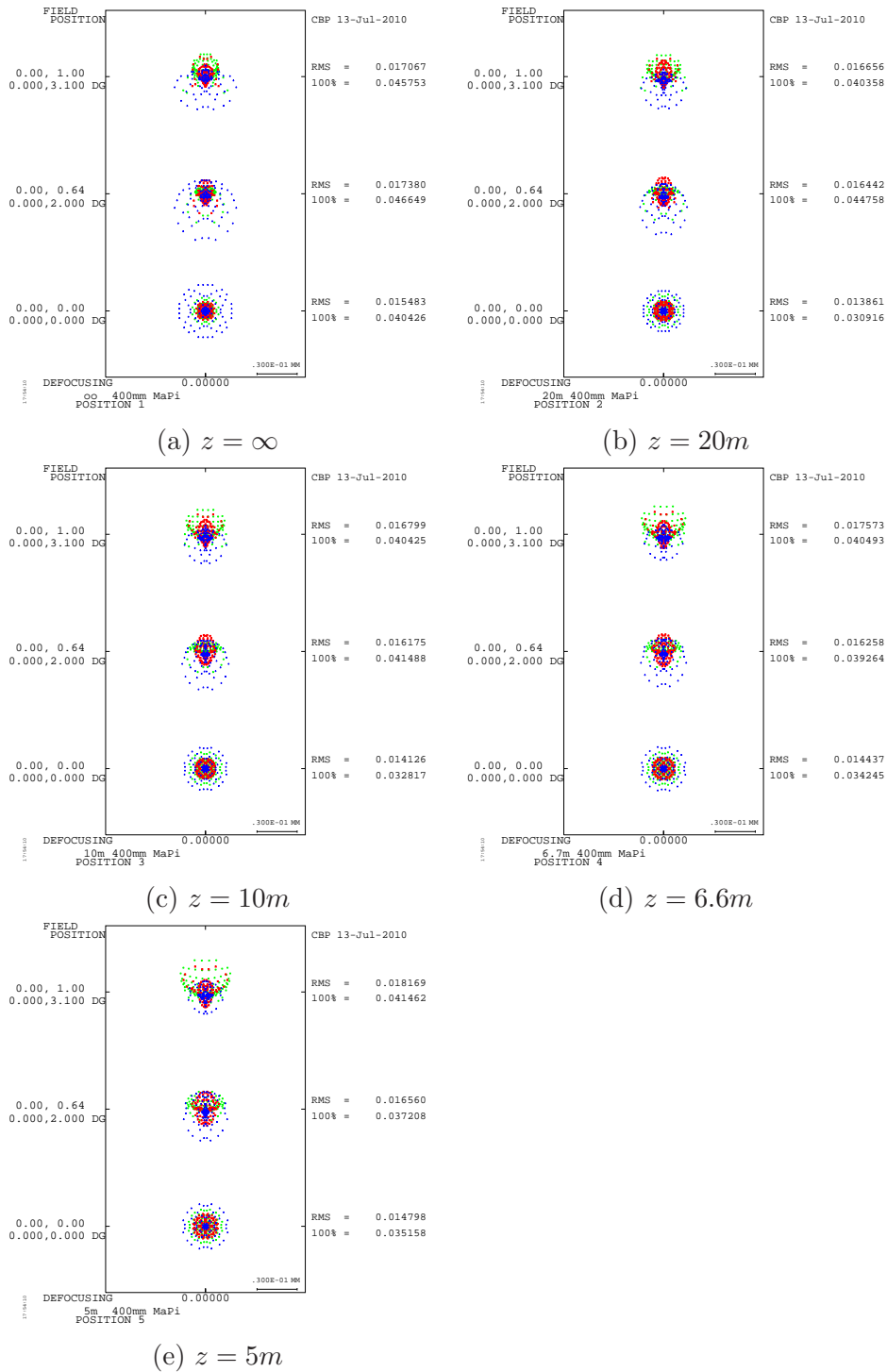


Fig. 8.18: PSF du système où le second groupe de lentilles est mobile et où une lame de phase active (S16) est placée après la lentille L_7 pour les différentes distances d'observation z . Les unités des tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm.

Nous constatons à la Fig.8.17 qu'au voisinage de la fréquence $33mm^{-1}$ la modulation de la FTM est soit égale (pour le cas $z = \infty$) soit supérieure à celle du système de référence (voir la Fig.8.8). L'introduction d'une lame active rend donc le système de référence plus

8.5 Synthèse

performant en terme de FTM puisque la modulation est bien supérieure à 50% au voisinage de $33mm^{-1}$. D'après la Fig.8.18, la taille des PSF obtenue en introduisant une lame active est plus faible et donc meilleure que celle obtenue avec le système de référence (voir Fig.8.9) puisqu'elle est de l'ordre de $39\mu m$ ($16\mu m$ RMS) au lieu de $42\mu m$ ($17\mu m$ RMS) pour le système de référence. Les tailles réelles et RMS des PSF sont données en mm à la Fig.8.18 et l'échelle indiquée est de $30\mu m$.

Nous déduisons de ces deux points que **les aberrations du système de référence sont mieux corrigées lorsqu'une lame active y est introduite**. Ce résultat doit néanmoins être nuancé en prenant en compte à la fois les repliements de phase et la pixellisation qui dégradent la FTM (voir la section 8.2.1). En termes de compacité et de masse des verres seuls, le système de référence et le nouveau système avec bloc mobile et lame active sont similaires d'après les tableaux 8.9 et 8.3.

En procédant de la même façon qu'à la section 8.3, à partir de l'équation 8.8 et de la Fig.8.16 où nous avons représenté en trait épais le terme global $\Delta z(x, y)$ de l'asphérique, nous calculons numériquement Φ' et nous en déduisons, d'après l'équation 8.7, la taille maximale d des cellules permettant un échantillonnage correct de la fonction de phase encodée sur le SLM, pour chaque distance d'observation z à la longueur d'onde $\lambda_2 = 546.1nm$. Ces dernières sont regroupées au tableau 8.12 et nous constatons ainsi que la taille maximale des cellules vaut $d = 25\mu m$ pour une utilisation du téléobjectif sur toute la gamme de la mise au point. Cette taille de cellule est technologiquement envisageable même si en termes de remplissage elle est aujourd'hui critique car les gouttes du procédé jet d'encre sont trop grosses (voir le chapitre 6).

	d (en μm)
$z = \infty$	169
$z = 20m$	45
$z = 10m$	35
$z = 6.6m$	28
$z = 5m$	24

Tab. 8.12: Taille maximale d des cellules en fonction des distances d'observation z .

8.5 Synthèse

Les deux configurations étudiées ont montré l'intérêt des composants actifs. Afin de synthétiser les résultats obtenus nous avons comparé à la Fig.8.19 les FTM obtenues par le système de référence, le système où la lame active réalise entièrement la mise au point et où il n'y a donc aucune pièce mobile et le système où il y a à la fois un groupe de lentilles mobile et une lame active. Par souci de clarté nous n'avons considéré que les distances d'observation $z = \infty$, $z = 10m$ et $z = 5m$ et les FTM obtenues sur l'axe et pour un champ de 3.1° .

D'après la Fig.8.19, nous montrons que **l'ajout d'une lame active avec ou sans bloc mobile permet d'améliorer les performances globales du système de référence**, notamment au voisinage de $33mm^{-1}$. De plus, la présence d'une lame active en supplément du bloc mobile améliore les performances de ce dernier quelle que soit la distance d'observation z considérée, contrairement au système où il n'y a aucune pièce mobile avec la

lame active. Cela vient du fait que dans le premier cas nous disposons de plus de degrés de liberté.

8.5 Synthèse

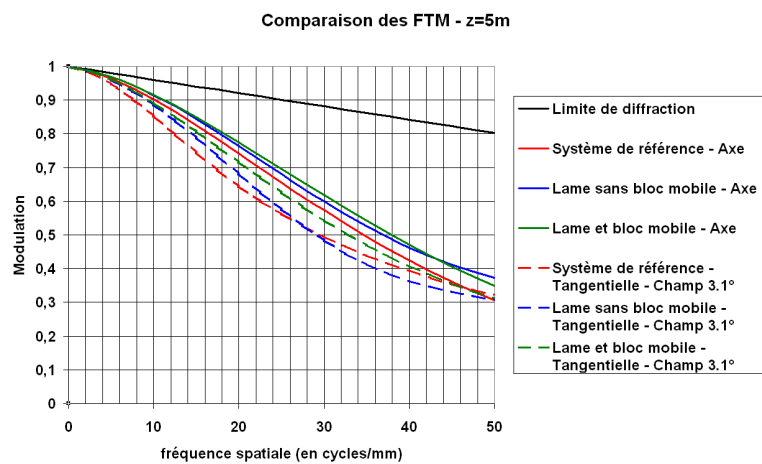
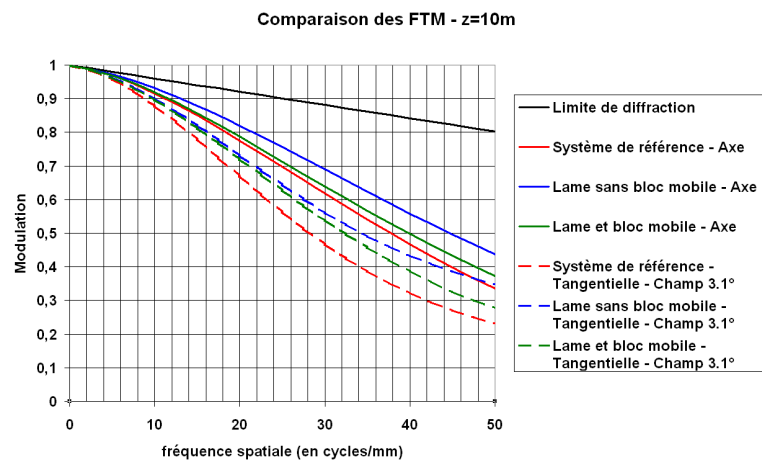
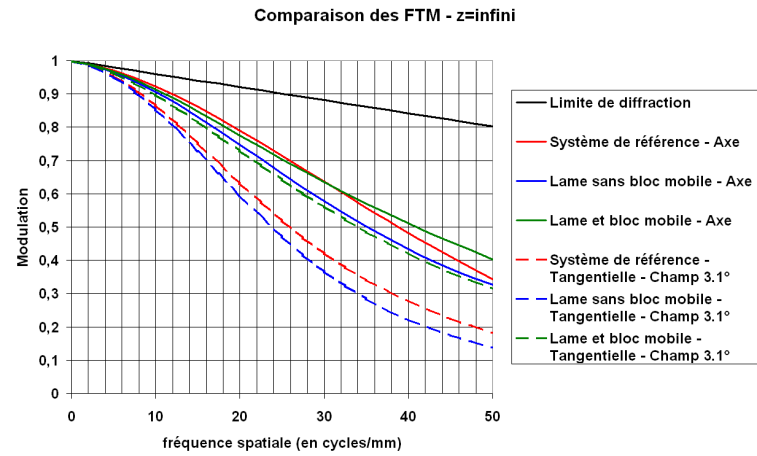


Fig. 8.19: Comparaison des FTM obtenues par le système de référence (courbe rouge), le système où la lame de phase réalise entièrement la mise au point (courbe bleue) et le système où la lame de phase active est associée à un groupe de lentilles mobile (courbe verte).

8.6 Conclusion

L'intérêt des composants actifs a été mis en évidence en étudiant un système de référence simple, un téléobjectif à mise au point interne, breveté en 1982, et dont la mise au point est effectuée grâce au déplacement mécanique d'un seul groupe de lentilles. Nous avons tout d'abord montré qu'il était possible de réaliser un système équivalent voire meilleur en termes de qualité optique et tel que la mise au point se fasse sans pièce mobile, pour un encombrement et un poids plus faible. L'avantage est alors de pouvoir se passer de la partie mécanique lourde et complexe. Nous avons également montré que l'ajout d'un composant actif tout en conservant un groupe de lentilles mobile améliore la qualité optique puisqu'il corrige un certain nombre d'aberrations du système initial.

Ce premier exemple de fonction optique montre ainsi de façon didactique le fort potentiel des composants actifs. Cette première étude mériterait bien évidemment d'être complétée car un certain nombre d'hypothèses de travail ont été faites. En particulier, il pourrait être intéressant de placer un iris dans le système afin de ne plus travailler à pleine ouverture et de considérer la dispersion des matériaux de la lame active.

En outre, les systèmes optimisés présentés ont conservé une allure très similaire au point de départ basé sur le brevet. Il est probable que des configurations innovantes ayant des dispositions de lentilles différentes pourraient tirer un meilleur parti des lames actives dont nous pressentons le fort potentiel et que notre étude n'a qu'effleurée.

Conclusion générale

Le travail de cette thèse s'inscrit dans la continuité du projet PIXCELL initié par Essilor et dont l'objectif est l'intégration de composants pixellisés transparents sur le verre de lunette, permettant d'accéder à un large champ d'applications dans le domaine de la correction passive ou active. Toutefois, ces composants pixellisés introduisent des phénomènes de diffraction dont il faut quantifier et réduire les effets afin d'améliorer la qualité des images qu'ils formeront.

Dans ce manuscrit, nous avons plus particulièrement conçu des structures pixellisées bidimensionnelles brevetées [98], compatibles avec des technologies de fabrication à bas coût sortant du champ de réalisation des optiques traditionnelles. L'amélioration de la qualité des images formées a notamment été obtenue en cassant la périodicité des centres des cellules des SLM classiques ce qui permet de mieux répartir angulairement l'énergie diffractée en dehors de l'image directe souhaitée, et qui dégrade par conséquent quelque peu l'image perçue par le porteur. Dans les cas optimaux nous avons obtenu un pur halo de diffraction bien moins gênant que des ordres de diffraction engendrés par la périodicité de la structure classique, pour un observateur donné dans le cadre d'une scène nocturne composée de points brillants sur fond sombre. Pour les scènes de jour, la dégradation de la qualité des images a été évaluée par leurs rapports de Strehl.

Le travail s'est découpé d'une façon générale en un double volet de simulations et de mesures expérimentales nécessitant la réalisation de prototypes afin de valider les résultats obtenus.

Dans une première partie, nous nous sommes attachés à l'influence de la diffraction par les petites parois séparant les cellules, ces dernières étant toutes remplies d'un même liquide. Dans le chapitre 1, nous avons proposé une méthode très simple d'obtention de composants pixellisés dont les ordres de diffraction sont minimisés, basée sur la déformation d'une grille régulière au moyen de la technique des **diagrammes de Voronoi**. En développant des modèles analytiques nous avons déterminé les paramètres de déformation qui minimisent l'énergie diffractée dans les ordres supérieurs et qui conduisent à la définition d'une structure optimale. Nous avons ainsi pu obtenir une disparition totale des pics de diffraction. Ces résultats ont été validés au chapitre 2 par la caractérisation de différents prototypes réalisés par le CEA-LETI. En éclairant ces prototypes en lumière blanche nous avons constaté qu'ils scintillaient. Nous avons modélisé cet effet au chapitre 3 et nous avons montré que pour les structures de Voronoi, les fluctuations du scintillement sont équivalentes à celles engendrées par les parois à arcs de cercle, moyen initialement mis en oeuvre par Essilor. Cela présente

un avantage en termes de remplissage des cellules car les parois rectilignes d'une structure Voronoi ne présentent pas de points de rebroussement, gênants lors du dépôt des gouttes de liquide par le procédé jet d'encre.

L'un des points forts des composants pixellisés étant de pouvoir implémenter des fonctions optiques, nous nous sommes intéressés dans une seconde partie à l'influence de la pixellisation, qui est le fait d'approcher la fonction idéale à implémenter par une fonction continue par morceaux de telle sorte que la phase dans chaque cellule du composant soit constante. Nous avons montré qu'en cassant à nouveau la périodicité des centres des cellules les pics de diffraction dus à la pixellisation sont minimisés. Nous l'avons en particulier illustré au chapitre 4 pour les structures de Voronoi qui minimisent donc les pics de diffraction dus à la fois aux parois et à la pixellisation, tout en envisageant une autre technique de pixellisation basée sur les isophases. Cependant, comme les diagrammes de Voronoi s'adaptent à n'importe quelle fonction optique, ils sont à privilégier pour la réalisation de composants actifs. Pour ces composants Voronoi, la qualité de la pixellisation est acceptable puisque les cellules sont suffisamment petites. Néanmoins, des cellules trop petites nuisent à la qualité du remplissage par le procédé jet d'encre. Un compromis a ainsi été proposé au chapitre 5 où nous avons conçu des structures de Voronoi adaptées au gradient du défaut que l'on souhaite encoder. Au chapitre 6 nous avons montré que l'approximation de la phase à implémenter sur le composant par un nombre fini de gouttes est l'une des principales sources d'erreurs du procédé jet d'encre pour des cellules de petite taille compte tenu du volume actuel des gouttes. Les structures de Voronoi du chapitre 5 pourraient être une solution à ce problème sans changer le volume des gouttes. Enfin, la faisabilité technique du procédé de remplissage est démontrée au chapitre 7 où des prototypes encodant des lentilles pixellisées ont été réalisés et où les résultats obtenus sont encourageants.

Dans une dernière partie faisant l'objet du chapitre 8, nous élargissons le potentiel des composants pixellisés à des applications autres que l'ophtalmique en montrant qu'ils peuvent améliorer les performances d'un téléobjectif classique. Cette première étape préliminaire ouvre la voie à des développements plus complets qui mériteraient d'être traités.

Les résultats présentés dans ce manuscrit, issus de simulations numériques et de mesures expérimentales, ont conduit à la conception et à la réalisation de nouvelles structures qui réduisent les effets de la diffraction inhérents aux composants pixellisés. La poursuite de la modélisation nécessiterait la prise en compte d'un éclairage polychromatique, le choix ayant été fait de se restreindre à un éclairage monochromatique pour simplifier les modèles. De même, les spécificités de la vision humaine mériteraient d'être prises en compte puisque dans le cadre d'une correction ophtalmique l'observateur humain occupe une place centrale. Ces deux points font actuellement l'objet de la thèse de Marius Peloux.

Enfin, l'objectif affiché du projet PIXCELL étant la correction active en temps réel, la poursuite des travaux doit conduire à une réflexion sur l'adressage des structures Voronoi.

Annexes

Calculs théoriques associés à la modélisation de l'effet des parois seules

A.1 Intensité diffractée par un nuage de fentes aléatoires

Soit $f_{\theta_k}(x, y)$ la transmittance d'une fente rectangulaire. D'après la Fig.1.4 de la section 1.2.1, pour une position (x_k, y_k) donnée et une orientation α_k donnée, la transmittance d'une fente est donnée par l'équation 1.3. Si nous considérons maintenant les N fentes, le champ en sortie du composant dans le plan de la lentille s'exprime de la façon suivante :

$$A(x, y) = \sum_{k=1}^N f_{\theta_k}(x, y) \quad (\text{A.1})$$

Avec une bonne approximation, le champ dans le plan focal de la lentille de focale f est donné par :

$$A(\xi, \eta) = K \tilde{A} \left(\frac{\xi}{\lambda f}, \frac{\eta}{\lambda f} \right) \quad (\text{A.2})$$

où $K = -\frac{i}{\lambda f} \exp(ikf + ik\frac{\xi^2\eta^2}{2f})$ et \tilde{A} est la transformée de Fourier de $A(x, y)$:

$$\tilde{A} \left(\frac{\xi}{\lambda f}, \frac{\eta}{\lambda f} \right) = \sum_{k=1}^N \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \quad (\text{A.3})$$

où :

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) = lL \operatorname{sinc} \left[\frac{l}{\lambda f} (\xi \sin \alpha_k - \eta \cos \alpha_k) \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{L}{\lambda f} (\xi \cos \alpha_k + \eta \sin \alpha_k) \right] \\ \exp \left[-\frac{2i\pi}{\lambda f} (\xi x_k + \eta y_k) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

avec la fonction $\operatorname{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$. Ainsi, l'intensité diffractée dans le plan focal est donnée par :

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta) &= |A(\xi, \eta)|^2 \\ I(\xi, \eta) &= \frac{1}{\lambda^2 f^2} \sum_k \left| \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \right|^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} \sum_k \sum_{l, k \neq l} \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \tilde{f}_{\theta_l}^*(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

La moyenne d'ensemble de l'intensité diffractée en fonction des réalisations x_k, y_k, α_k vaut :

$$\begin{aligned} \langle I(\xi, \eta) \rangle &= \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left\langle \sum_k |\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 \right\rangle \\ &+ \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left\langle \sum_k \sum_{l, k \neq l} \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \tilde{f}_{\theta_l}^*(\xi, \eta) \right\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Calculons séparément les deux termes de l'équation A.6. Soit $P_x(x_k)$, $P_y(y_k)$ et $P_\alpha(\alpha_k)$ respectivement les lois de probabilité des variables aléatoires x_k, y_k et α_k avec $k \in [1, N]$. En faisant de plus l'hypothèse que les $3N$ variables aléatoires, x_k, y_k et α_k sont indépendantes et que $P_x(x_k)$ et $P_y(y_k)$ sont des distributions uniformes sur $[-C/2, C/2]$, le premier terme de la somme de l'équation A.6 devient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left\langle \sum_k |\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 \right\rangle &= \frac{N}{\lambda^2 f^2} \langle |\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 \rangle \\ &= \frac{N}{\lambda^2 f^2} \int_0^\pi |\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 P_\alpha(\alpha_k) d\alpha_k \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

D'après l'équation A.4, nous avons en coordonnées cartésiennes :

$$|\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 = l^2 L^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{l(\xi \sin \alpha_k - \eta \cos \alpha_k)}{\lambda f} \right] \text{sinc}^2 \left[\frac{L(\xi \cos \alpha_k + \eta \sin \alpha_k)}{\lambda f} \right] \quad (\text{A.8})$$

Exprimons cette équation en coordonnées polaires (ρ, ψ) : $\xi = \rho \cos \psi$ et $\eta = \rho \sin \psi$. Nous avons :

$$|\tilde{f}_{\theta_k}(\rho, \psi)|^2 = l^2 L^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{l}{\lambda f} (\rho \sin(\alpha_k - \psi)) \right] \text{sinc}^2 \left[\frac{L}{\lambda f} (\rho \cos(\alpha_k - \psi)) \right] \quad (\text{A.9})$$

En notant, $\tan \theta_{diff} = \rho/f$ et $\varphi = \alpha_k - \psi$, nous avons :

$$|\tilde{f}_{\theta_k}(\theta_{diff}, \varphi)|^2 = l^2 L^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{l}{\lambda} (\tan \theta_{diff} \sin \varphi) \right] \text{sinc}^2 \left[\frac{L}{\lambda} (\tan \theta_{diff} \cos \varphi) \right] \quad (\text{A.10})$$

Comme nous supposons que l'orientation α_k des fentes rectangulaires suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$: $P_\alpha(\alpha_k) = P_\alpha(\varphi + \psi) = \frac{1}{\pi}$ sur $[0, \pi]$ et 0 au sinon, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left\langle \sum_k |\tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta)|^2 \right\rangle &\simeq \frac{N}{\pi \lambda^2 f^2} \int_0^\pi |\tilde{f}_{\theta_k}(\theta_{diff}, \varphi)|^2 d\varphi \\ &\simeq \frac{N l^2 L^2}{\pi \lambda^2 f^2} \int_0^\pi \frac{\text{sinc}^2(\frac{pl}{\lambda} \tan \theta_{diff} \sin \varphi) \text{sinc}^2(\frac{pL}{\lambda} \tan \theta_{diff} \cos \varphi)}{\frac{\pi^4 l^2 L^2}{4\lambda^4} \tan^4 \theta_{diff} \sin^2(2\varphi)} d\varphi \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Pour le second terme de l'équation A.6, comme nous supposons que les variables de position et d'orientation sont indépendantes, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \left\langle \sum_k \sum_{l, k \neq l} \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \tilde{f}_{\theta_l}^*(\xi, \eta) \right\rangle &= N(N-1) \int \int \int \int \int \int \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \tilde{f}_{\theta_l}^*(\xi, \eta) \\ &P_\alpha(\alpha_k) P_x(x_k) P_y(y_k) P_\alpha(\alpha_l) P_x(x_l) P_y(y_l) d\alpha_k dx_k dy_k d\alpha_l dx_l dy_l \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

A.2 Explication du niveau constant obtenu dans le cas unidimensionnel

D'après l'équation A.4 et le fait que $P_x(x_k)$, $P_x(x_l)$, $P_y(y_k)$ et $P_y(y_l)$ sont des distributions uniformes sur $[-C/2, C/2]$, cela revient à :

$$\left\langle \sum_k \sum_{l, k \neq l} \tilde{f}_{\theta_k}(\xi, \eta) \tilde{f}_{\theta_l}^*(\xi, \eta) \right\rangle = N(N-1)L^2 l^2 I_a^2(\xi, \eta) \text{sinc}^2\left(\frac{\xi C}{\lambda f}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\eta C}{\lambda f}\right) \quad (\text{A.13})$$

en posant :

$$I_a(\xi, \eta) = \int_0^\pi \text{sinc}\left[\frac{l}{\lambda f}(\xi \sin \alpha_k - \eta \cos \alpha_k)\right] \text{sinc}\left[\frac{L}{\lambda f}(\xi \cos \alpha_k + \eta \sin \alpha_k)\right] P_\alpha(\alpha_k) d\alpha_k \quad (\text{A.14})$$

Or, l'équation A.13 est égale à zéro en dehors du centre de la tache d'Airy générée par la pupille circulaire, c'est-à-dire, pour $\xi \gg \lambda f/C$ et $\eta \gg \lambda f/C$. Ces considérations démontrent que l'intensité diffractée dans le plan focal est donnée par l'équation A.11 pour $(\xi, \eta) \neq (0, 0)$, c'est-à-dire :

$$\langle I(\theta_{diff}) \rangle \simeq \frac{N l^2 L^2}{\pi \lambda^2 f^2} \int_0^\pi \frac{\sin^2\left(\frac{\pi l}{\lambda} \tan \theta_{diff} \sin \varphi\right) \sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda} \tan \theta_{diff} \cos \varphi\right)}{\frac{\pi^4 l^2 L^2}{4\lambda^4} \tan^4 \theta_{diff} \sin^2(2\varphi)} d\varphi \quad (\text{A.15})$$

Pour conclure, l'équation A.15 est une expression de l'intensité moyenne diffractée dans le plan focal d'une lentille par un nuage de fentes qui est toujours valide sauf dans un voisinage de l'ordre de $\frac{\lambda f}{C}$ autour de l'origine $\theta_{diff} = 0$. Pour $\theta_{diff} = 0$, comme la transmittance des fentes vaut 1 et que le reste du carré de côté C a une transmittance égale à 0, nous obtenons :

$$\langle I(0) \rangle = \left| \sum_k \tilde{f}_{\theta_k}(0, 0) \right|^2 = \frac{1}{\lambda^2 f^2} |N\epsilon|^2 \quad (\text{A.16})$$

où ϵ est l'aire d'une fente rectangulaire. Ainsi, nous estimerons numériquement l'intégrale de l'équation A.15 et nous déterminerons séparément l'ordre 0.

A.2 Explication du niveau constant obtenu dans le cas unidimensionnel

L'objectif de cette section est de déterminer la valeur du niveau constant observé à la Fig.1.9. Nous nous intéressons pour cela à la valeur de la k^{ieme} composante fréquentielle de la Transformée de Fourier Discrète du composant Voronoi que nous noterons V_k :

$$V_k = \sum_{n=1}^N f_n \cos\left(\frac{2\pi nk}{N}\right) + i \sum_{n=1}^N f_n \sin\left(\frac{2\pi nk}{N}\right) \quad (\text{A.17})$$

Considérons pour simplifier la composante $k = \frac{N}{2}$:

$$V_k = \sum_{n=1}^N f_n \cos(\pi n) \quad (\text{A.18})$$

Si le paramètre de déformation a est suffisamment grand, l'équation A.18 permet de postuler que $g_n = f_n \cos(\pi n)$ est une variable aléatoire prenant équiprobablement les valeurs $+1$ ou

-1, car f_n peut prendre les valeurs 0 ou 1 et $\cos(\pi n) = (-1)^n$. Dans ce cas, l'équation A.18 devient :

$$V_k = \sum_{n=1}^M g_n \quad (\text{A.19})$$

où M correspond au nombre de parois car ces dernières sont les seules à avoir une transmittance égale à 1. La moyenne et la variance de V_k sont les suivantes :

$$\langle V_k \rangle = \sum_{n=1}^M \langle g_n \rangle = 0 \quad (\text{A.20})$$

$$VAR[V_k] = M * VAR[g_n] = M \quad (\text{A.21})$$

L'intensité moyenne est alors donnée par :

$$\langle |V_k|^2 \rangle = VAR[V_k] = M \quad (\text{A.22})$$

Ainsi nous montrons que le niveau moyen constant observé à la Fig.1.9 est proportionnel au nombre de parois du composant. Déterminons également sa valeur. Comme nous représentons l'éclairement normalisé $E(\xi_n)$ défini à l'équation 1.14 et que nous avons :

$$\langle |V_k|^2 \rangle = |\tilde{f}_k|^2 = M \quad (\text{A.23})$$

l'éclairement normalisé moyen est donné par :

$$E(\xi_n) = \frac{M(\Delta x)^2}{L^2} \quad (\text{A.24})$$

ce qui conduit à la valeur de -56dB pour les paramètres utilisés à la Fig.1.9.

Afin de confirmer ces résultats théoriques nous avons tracé à la Fig.A.1 les éclaircissements moyens diffractés par des diagrammes de Voronoi unidimensionnels issus de composants périodiques de période $d = 50\mu m$, $d = 100\mu m$ et $d = 200\mu m$ et tels que $L = 4mm$, $a = 0.5$, $e = 1\mu m$ et $\Delta x = 1\mu m$. Nous donnons également au tableau A.1 les valeurs de l'éclairement moyen normalisé pour chacun des trois cas étudiés.

A.2 Explication du niveau constant obtenu dans le cas unidimensionnel

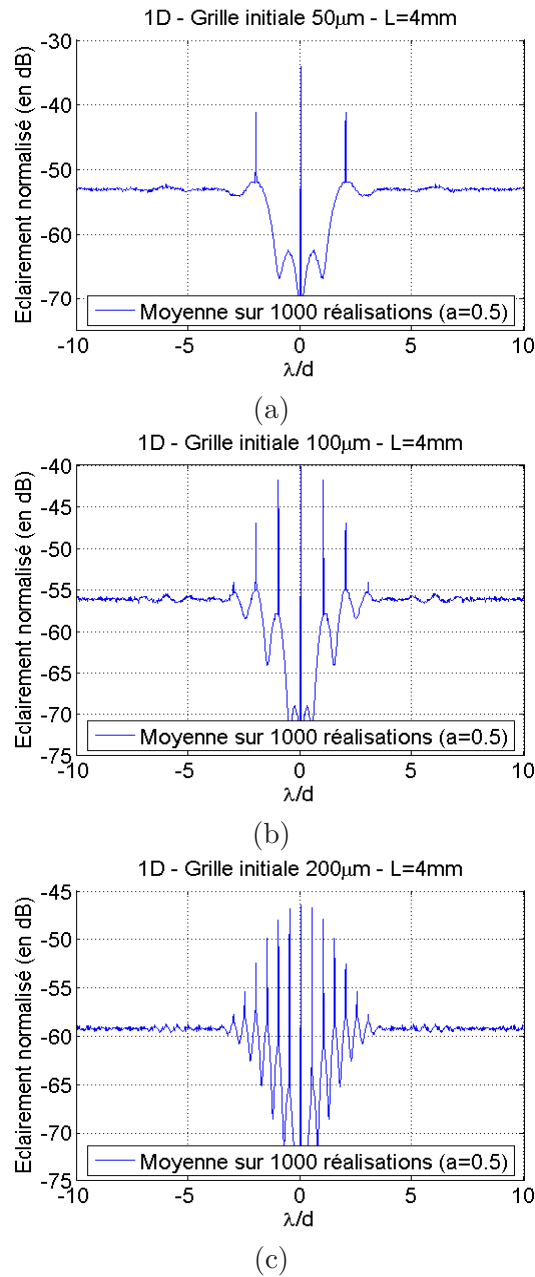


Fig. A.1: Moyenne de l'éclaircissement normalisé sur 1000 composants Voronoi unidimensionnels issus de composants périodiques de période (a) $d = 50\mu\text{m}$ (b) $d = 100\mu\text{m}$ et (c) $d = 200\mu\text{m}$. Les centres sont déplacés selon une loi uniforme sur $[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}]$ avec $a = 0.5$, $L = 4\text{mm}$ et $e = \Delta x = 1\mu\text{m}$.

Nous constatons au tableau A.1, que le niveau moyen constant diminue de 3dB lorsque l'on double la taille de la cellule car dans ce cas, le composant a deux fois moins de parois. Cela confirme l'hypothèse du niveau constant proportionnel au nombre de parois du composant (équation A.22). De plus, nous validons également la formule théorique de l'équation A.24, puisque les simulations ne sont pas éloignées de la théorie de plus de 0.2dB, ce qui est très faible compte tenu de la dynamique de 40dB que nous avons.

Annexe A : Calculs théoriques associés à la modélisation de l'effet des parois seules

	$d = 200\mu m$	$d = 100\mu m$	$d = 50\mu m$
M	19	39	79
Théorie	-59.2	-56.1	-53
Simulation	-59.3	-56	-53.2

Tab. A.1: Niveaux moyens constants en dB des éclairagements normalisés tracés à la Fig.A.1.

Nous sommes également capables de retrouver la valeur de l'éclairagement normalisé pour l'ordre 0 :

$$E(0) = \frac{I(0)}{I_0} \tag{A.25}$$

$$= \frac{\frac{1}{\lambda f} |M\Delta x|^2}{\frac{L^2}{\lambda f}} \tag{A.26}$$

$$= \frac{|M\Delta x|^2}{L^2} \tag{A.27}$$

Nous rappelons que M correspond au nombre de pixels tels que $f_n = 1$ et Δx à la largeur d'un échantillon de calcul.

Limites du modèle scalaire

Nous supposons dans tout le manuscrit que le modèle scalaire utilisé pour calculer l'intensité diffractée par des composants pixellisés est valide. Or, nous étudions des structures bidimensionnelles de périodicité $d = 50\mu m$ ou $d = 100\mu m$ avec des parois de largeur $e = 2\mu m$ ou $e = 5\mu m$ pour une longueur d'onde d'illumination $\lambda = 0.5\mu m$. Or, lorsque la taille des structures mises en jeu se rapproche de la longueur d'onde de la lumière, l'approche scalaire peut donner des résultats erronés [99].

Ce problème est d'autant plus important que pour les applications ophtalmiques considérées, il est nécessaire de minimiser l'énergie des ordres diffractés jusqu'à des valeurs proches de 1 pour 1000 afin que le porteur ne soit pas gêné par ces derniers. Il est donc nécessaire que la précision des calculs soit au moins de cet ordre de grandeur. Néanmoins, l'avantage de l'approche scalaire est la simplicité des calculs et une interprétation intuitive des résultats. Afin de savoir si les résultats présentés au cours de ce manuscrit sont valides nous allons tester la validité du modèle scalaire dans les configurations d'intérêt.

B.1 Limites du modèle scalaire

Pour tester la validité du modèle scalaire, notre objectif est d'évaluer l'écart entre les énergies de l'ordre 0 non diffracté et des cinq premiers ordres diffractés données par l'approche scalaire et par l'approche vectorielle rigoureuse mais pour des composants unidimensionnels.

L'approche scalaire utilise une forme approchée du champ en sortie du composant tandis que l'approche rigoureuse (ou vectorielle) est basée sur la résolution complète des équations de Maxwell au voisinage du composant. Pour mettre en oeuvre cette dernière approche, nous avons utilisé le code *RETICOLO*¹ développé sous Matlab au sein du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique [100–103]. Ce code permet le calcul des efficacités diffractées par un réseau unidimensionnel composé de structures lamellaires ainsi que le champ électromagnétique en tout point à l'intérieur ou à l'extérieur de la structure. *RETICOLO* est basé sur la théorie rigoureuse des ondes couplées (RCWA²). Même si nous ne pouvons donc

¹Reticolo software for grating analysis developed by J.P. Hugonin and P. Lalanne at Institut d'Optique, Orsay, France(2005).

²Rigorous Coupled Wave Analysis

traiter que des structures périodiques unidimensionnelles pour lesquelles l'indice des cellules est identique, cela n'est pas très important ici car nous cherchons uniquement à avoir un ordre de grandeur de l'impact des parois.

Nous avons étudié la configuration présentée à la Fig.B.1 et qui sera dénommée par la suite "réseau avec substrat". C'est une configuration proche des composants que nous étudierons par la suite.

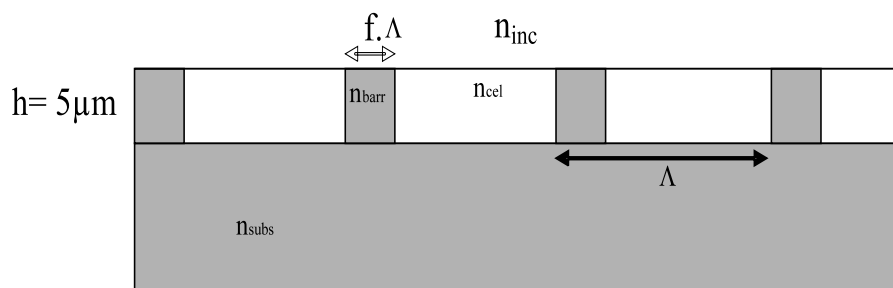


Fig. B.1: Réseau avec substrat.

Les paramètres suivants seront fixes :

- Périodicité de la structure : $\Lambda = 50\mu\text{m}$
- Facteur de remplissage (fill factor) : $f = \frac{l}{\Lambda}$ avec l la largeur des parois. Pour $l = 2\mu\text{m}$, $f = 0,04$ et pour $l = 5\mu\text{m}$, $f = 0,1$.
- Hauteur de la structure : $h = 5\mu\text{m}$
- Indice du substrat : $n_{\text{subs}} = 1.35$
- Indice du milieu incident : $n_{\text{inc}} = 1$
- Indice des cellules : $n_{\text{cel}} = 1.433$
- Indice des parois absorbantes $n_p = 1.5 + 0.0806i$. Cette valeur correspond à des parois très absorbantes [18] compte tenu de la Fig.B.2.

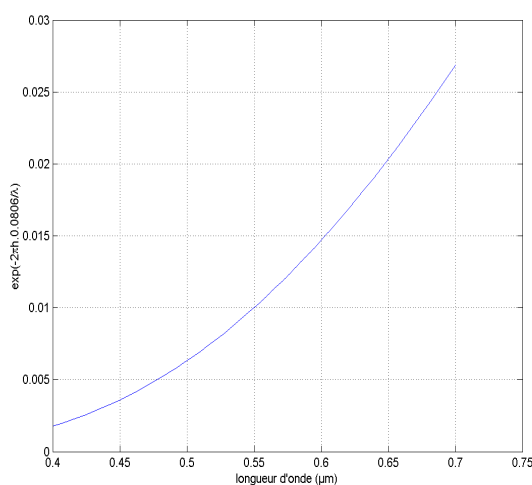


Fig. B.2: Transmittance des parois absorbantes $n_p = 1.5 + 0.0806i$ en fonction de la longueur d'onde.

B.1 Limites du modèle scalaire

- Lumière monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$ en incidence normale
- Polarisation TE

Par la suite nous allons décrire les approches scalaires et vectorielles de manière théorique puis nous comparerons l'écart entre les approches scalaire et vectorielle dans le cas du réseau avec substrat.

B.1.1 Approche scalaire et approche vectorielle

Dans cette section, nous décrivons les principaux paramètres et formules utilisés pour modéliser la lumière diffractée dans l'approximation scalaire et dans l'approche vectorielle pour le réseau avec substrat avec les paramètres fixés précédemment.

B.1.1.1 Approche scalaire

Dans cette section, afin de caractériser la lumière diffractée par la structure nous allons calculer sa transmittance. La transmittance complexe de la structure est calculée par transformée de Fourier du champ en sortie du composant. Mais la présence de l'air et du substrat autour du réseau induit des effets Fabry-Perot et par conséquent des transmittances complexes différentes pour les parois et les cellules (respectivement Y_{cel} et Y_p) dont il faut tenir compte dans le calcul de la transmittance de la structure.

Nous allons tout d'abord déterminer les transmittances Y_{cel} et Y_p en considérant l'effet Fabry-Perot, puis calculer la transmittance complexe de la structure par transformée de Fourier.

Effet Fabry-Perot sur des dioptrés en incidence normale

On considère un ensemble de deux dioptrés entre lesquels se produira un effet Fabry-Perot comme à la Fig.B.3 :

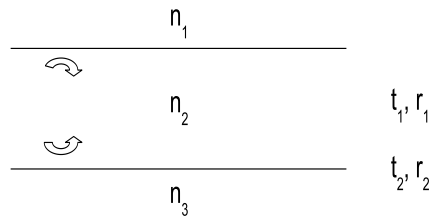


Fig. B.3: Effet Fabry-Perot sur un ensemble de deux dioptrés.

On suppose que la lumière arrive en incidence normale dans le milieu d'indice n_1 . Les coefficients de transmission et de réflexion en amplitude décrits à la Fig.B.3 sont donnés par l'expression suivante :

$$t_1 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad t_2 = \frac{2n_2}{n_2 + n_3}, \quad r_1 = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2}, \quad r_2 = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \quad (\text{B.1})$$

La transmittance de la structure formée par les deux dioptrés peut s'exprimer de la manière suivante (effet Fabry-Perot) :

$$Y(FP) = \frac{t_1 t_2 \exp\left[\frac{j\phi}{2}\right]}{1 - r_1 r_2 \exp\left[\frac{j\phi}{2}\right]} \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{4\pi h n_2}{\lambda} \quad (\text{B.2})$$

L'énergie transmise est donc égale à cette transmittance multipliée par son complexe conjugué et par le rapport des indices $\frac{n_3}{n_1}$:

$$E = \frac{n_3}{n_1} Y Y^* \quad (\text{B.3})$$

Transmittance complexe de la structure

La transmittance complexe de la structure est calculée par transformée de Fourier ce qui conduit aux formules suivantes :

- Transmittance dans l'ordre 0 :

$$E(0) = (1 - f)Y_{cel} + fY_p \quad (\text{B.4})$$

- Transmittance dans l'ordre p ($p \neq 0$) :

$$E(p) = \exp(-i\pi p f) f \text{sinc}(p f) (Y_p - Y_{cel}) \quad (\text{B.5})$$

L'efficacité dans les différents ordres est donnée par :

$$eff(p) = \frac{n_{subs}}{n_{inc}} E(p) E(p)^* \quad (\text{B.6})$$

Y_{cel} et Y_p sont définies en considérant les effets Fabry-Perot comme définis précédemment :

$$Y_{cel} = \frac{t_{1_{cel}} t_{2_{cel}} \exp\left[\frac{j\phi_{cel}}{2}\right]}{1 - r_{1_{cel}} r_{2_{cel}} \exp\left[\frac{j\phi_{cel}}{2}\right]} \quad \text{avec} \quad \phi_{cel} = \frac{4\pi h n_{cel}}{\lambda} \quad (\text{B.7})$$

$$Y_p = \frac{t_{1_p} t_{2_p} \exp\left[\frac{j\phi_p}{2}\right]}{1 - r_{1_p} r_{2_p} \exp\left[\frac{j\phi_p}{2}\right]} \quad \text{avec} \quad \phi_p = \frac{4\pi h n_p}{\lambda} \quad (\text{B.8})$$

Avec, $t_{1_{cel}}$, $r_{1_{cel}}$, $t_{2_{cel}}$, $r_{2_{cel}}$, t_{1_p} , r_{1_p} , t_{2_p} , r_{2_p} , les coefficients de transmission de Fresnel des dioptries considérées dans les structures $n_{inc}/n_{cel}/n_{subs}$ et $n_{inc}/n_p/n_{subs}$.

B.1.1.2 Approche vectorielle

Le calcul de diffraction rigoureux est réalisé avec le code *RETICOLO*. Un paramètre important dans ce code est le nombre d'ordres de Fourier considérés dans le calcul (noté nn), en effet, plus ce nombre est grand plus le résultat du calcul sera précis, mais aussi plus le calcul est long. Afin de pouvoir choisir une valeur donnant une bonne précision des résultats, nous avons calculé l'efficacité dans différents ordres pour différentes valeurs de ce paramètre, et ceci pour une structure de pas $50\mu m$ et de facteur de remplissage $f = 0,04$ et $f = 0,1$. Pour des valeurs de nn supérieures à 400 le calcul des différentes efficacités se stabilise.

B.1.2 Résultats des simulations

B.1.2.1 Définitions

L'écart ϵ est défini à l'équation B.9 par la différence entre l'efficacité donnée par l'approche rigoureuse notée η^v et l'efficacité donnée par le calcul scalaire η^s :

$$\epsilon = \eta^v - \eta^s \quad (\text{B.9})$$

B.1 Limites du modèle scalaire

Le pourcentage d'erreur, ou écart relatif noté $\epsilon_{relatif}$, est défini en pourcentage de la façon suivante :

$$\epsilon_{relatif} = \frac{\eta^v - \eta^s}{\eta^v} \cdot 100 \quad (\text{B.10})$$

B.1.2.2 Comparaison des modèles scalaire et vectoriel

Dans cette section nous évaluons l'écart ϵ et l'écart relatif $\epsilon_{relatif}$ pour l'ordre 0 et les cinq premiers ordres diffractés entre le modèle scalaire et vectoriel. Les résultats sont regroupés aux tableaux B.1, B.2, B.3, B.4, B.5 et B.6, pour des largeurs de parois l variant entre $2\mu m$ et $25\mu m$.

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,23	0,24	-0,0088	-3,8
Ordre 1	0,098	0,098	-0,0001	-0,1
Ordre 2	0,0001	0	0,0001	100
Ordre 3	0,011	0,011	0	0
Ordre 4	0,0001	0	0,0001	100
Ordre 5	0,004	0,0039	0	0

Tab. B.1: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 25\mu m$.

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,33	0,34	-0,011	-3,2
Ordre 1	0,09	0,088	0,0017	1,9
Ordre 2	0,0072	0,0085	-0,0013	-18
Ordre 3	0,0047	0,0038	0,0009	19,1
Ordre 4	0,0051	0,0055	-0,0004	-7,8
Ordre 5	0,0001	0	0,0001	100

Tab. B.2: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 20\mu m$.

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,46	0,47	-0,012	-2,7
Ordre 1	0,067	0,064	0,0027	4,0
Ordre 2	0,021	0,022	-0,0009	-4,2
Ordre 3	0,0006	0,001	-0,0004	-75
Ordre 4	0,0029	0,0021	0,0008	28
Ordre 5	0,0039	0,0039	0	0

Tab. B.3: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 15\mu m$.

Annexe B : Limites du modèle scalaire

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,6	0,61	-0,014	-2,4
Ordre 1	0,037	0,034	0,0028	8
Ordre 2	0,023	0,022	0,0008	3,5
Ordre 3	0,009	0,01	-0,0006	-6,4
Ordre 4	0,0015	0,0021	-0,0006	-40
Ordre 5	0,0001	0	0,0001	100

Tab. B.4: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 10\mu m$.

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,76	0,78	-0,016	-2,1
Ordre 1	0,011	0,009	0,0018	16,1
Ordre 2	0,01	0,008	0,0014	14,1
Ordre 3	0,008	0,0071	0,001	12,3
Ordre 4	0,006	0,0055	0,0004	6,8
Ordre 5	0,004	0,004	0	0

Tab. B.5: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 5\mu m$.

	Efficacité (vectoriel)	Efficacité (scalaire)	ϵ	$\epsilon_{relatif}$
Ordre 0	0,87	0,89	-0,017	-2
Ordre 1	0,0024	0,0015	0,0009	37,5
Ordre 2	0,0023	0,0015	0,0008	34,8
Ordre 3	0,0022	0,0015	0,0007	31,8
Ordre 4	0,0021	0,0014	0,0007	33,3
Ordre 5	0,002	0,0014	0,0006	30

Tab. B.6: Efficacités scalaire et vectorielle - $l = 2\mu m$.

A la vue des tableaux B.1, B.2, B.3, B.4, B.5 et B.6, nous constatons que quel que soit l'ordre considéré, l'écart ϵ augmente lorsque la largeur des parois diminue. En revanche, lorsque la largeur des parois diminue, l'écart relatif $\epsilon_{relatif}$ pour l'ordre 0 diminue alors qu'il augmente pour l'ordre 1. Le comportement pour l'ordre 0 s'explique par le fait que la valeur de l'efficacité augmente plus vite que l'écart entre l'efficacité vectorielle et l'efficacité scalaire.

Déterminons maintenant l'erreur commise sur le rapport en dB noté R entre l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 0, notée I_0 , et l'intensité maximale diffractée dans l'ordre 1 notée I_1 . Nous avons :

$$R = 10 \log \frac{I_0}{I_1} \quad (\text{B.11})$$

Notons δI_1 l'erreur commise sur I_1 , nous obtenons :

$$\begin{aligned} \delta R &= 10 \log \frac{I_0}{I_1 + \delta I_1} \\ &= R - R_{er} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

B.1 Limites du modèle scalaire

où $R_{er} = 10 \log(1 + \frac{\delta I_1}{I_1})$. Le premier terme de l'équation B.12 correspond à une mesure sans erreur de l'intensité diffractée tandis que le second terme R_{er} correspond à l'erreur commise en dB, $\frac{\delta I_1}{I_1}$ correspondant à l'écart relatif $\epsilon_{relatif}$ de l'ordre 1 donné aux tableaux précédents. Nous obtenons ainsi les valeurs du tableau B.7.

l (en μm)	R (vectoriel) (en dB)	R (scalaire) (en dB)	$\epsilon_{relatif}$	$ R_{er} $ (en dB)
25	3.7	3.9	-0,001	4.10^{-3}
20	5.6	5.9	0,019	0,08
15	8.4	8.7	0,04	0,17
10	12	12.5	0,08	0,33
5	18.4	19.4	0,161	0,64
2	25.6	27.8	0,375	1.38

Tab. B.7: Erreur commise en dB (R_{er}) sur le calcul du rapport R en fonction de la largeur l des parois.

Pour les parois de $5\mu m$ et de $2\mu m$ modélisées précédemment nous obtenons donc les résultats suivants. Tout d'abord, l'écart relatif pour l'ordre 1 est de 16,1% soit une erreur de 0.64dB sur R pour des parois de $5\mu m$ tandis que l'écart relatif pour l'ordre 1 est de 37,5% soit une erreur de 1.38dB sur R pour des parois de $2\mu m$. Comme le paramètre R est de l'ordre de 20dB et de 25dB respectivement pour des parois de $5\mu m$ et de $2\mu m$, les erreurs commises sont considérées comme acceptables, ce qui signifie que pour les structures que nous étudierons, les conclusions données par le modèle scalaire seront considérées comme valides. On retiendra que l'erreur est acceptable pour des parois de largeur $l = 5\mu m$ mais qu'elle devient significative pour des parois de largeur $l = 2\mu m$.

Pixellisation par diagrammes de Voronoi issus d'un maillage de Delaunay

Au chapitre 5, pour chaque fonction de phase considérée, seuls les résultats du meilleur diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay [38] dont la taille des cellules n'est pas inférieure à la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$ ont été présentés sous le nom **GRAD-DEL**. Or, cette technique de pixellisation dépend de nombreux paramètres. L'objectif de cette annexe est d'évaluer l'influence de ces derniers sur la qualité optique résultante. Nous ne reviendrons pas sur son principe présenté à la section 5.1. Nous rappelons simplement que nous n'étudierons que l'effet de la pixellisation et ce dans les mêmes conditions qu'au chapitre 5. Pour la lentille pixellisée de focale $f = 2m$ et la correction d'un front d'onde d'astigmatisme et de coma nous avons étudié quatre maillages générés pour le couple de valeurs arbitraires ($\epsilon_1 = 30, \epsilon_2 = 90$) dont le cas **GRAD-DEL** et qui se différencient par le nombre et la taille de leurs cellules. Pour chacun de ces composants nous nous intéresserons à leurs caractéristiques intrinsèques (aires des cellules et orientation des parois) puis à leurs qualités optiques (rapport de Strehl et éclairement normalisé diffracté) lorsqu'ils encodent l'une des trois fonctions de phase étudiées. Dans la section C.1 nous nous intéresserons au cas de la lentille pixellisée de focale $f = 2m$ avant de regarder la correction d'un front d'onde d'astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$ et de coma tel que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ respectivement aux sections C.2 et C.3.

C.1 Etude d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$

C.1.1 Caractéristiques des différents composants

A la Fig.C.1 nous présentons la structure des quatre composants que nous allons comparer et dont seul le cas optimal **GRAD-DEL** a été présenté au chapitre 5 comme nous le verrons par la suite. Ils sont obtenus pour le couple de valeurs arbitraires ($\epsilon_1 = 30, \epsilon_2 = 90$) et se différencient par le nombre et la taille de leurs cellules. Nous comparons plus précisément les densités de probabilité de la répartition des aires des cellules données à la Fig.C.2 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.1, ainsi que les densités de probabilité d'orientation des parois données à la Fig.C.3 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.2.

Nous constatons tout d'abord que la densité de probabilité de la répartition des aires des cellules a une allure similaire à celle obtenue par un diagramme de Voronoi classique optimal (voir le cas **DEF-100** à la Fig.5.4.c). De même, pour les quatre cas étudiés, la densité de probabilité d'orientation des parois suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$. En effet, à partir des écarts types σ que nous avons estimés au tableau C.2 en degrés, nous constatons que les variances σ^2 correspondantes en radians ont des valeurs proches de la valeur théorique d'une loi uniforme sur $[0, \pi]$ soit $\sigma^2 = \pi^2/12 = 0.82$.

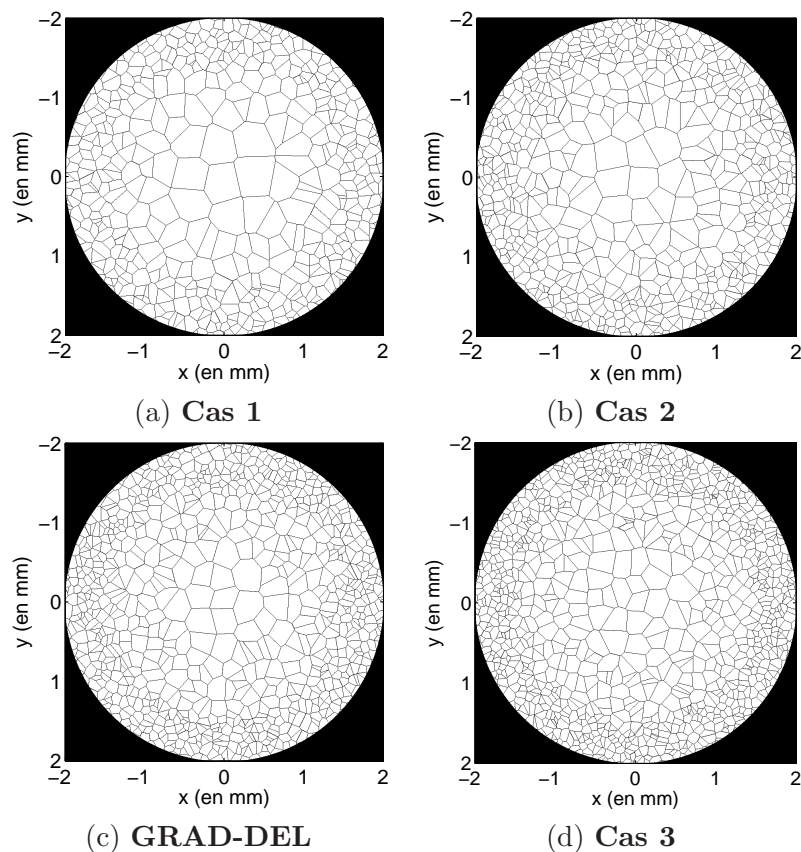


Fig. C.1: Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).

C.1 Etude d'une lentille pixellisée de focale $f = 2m$

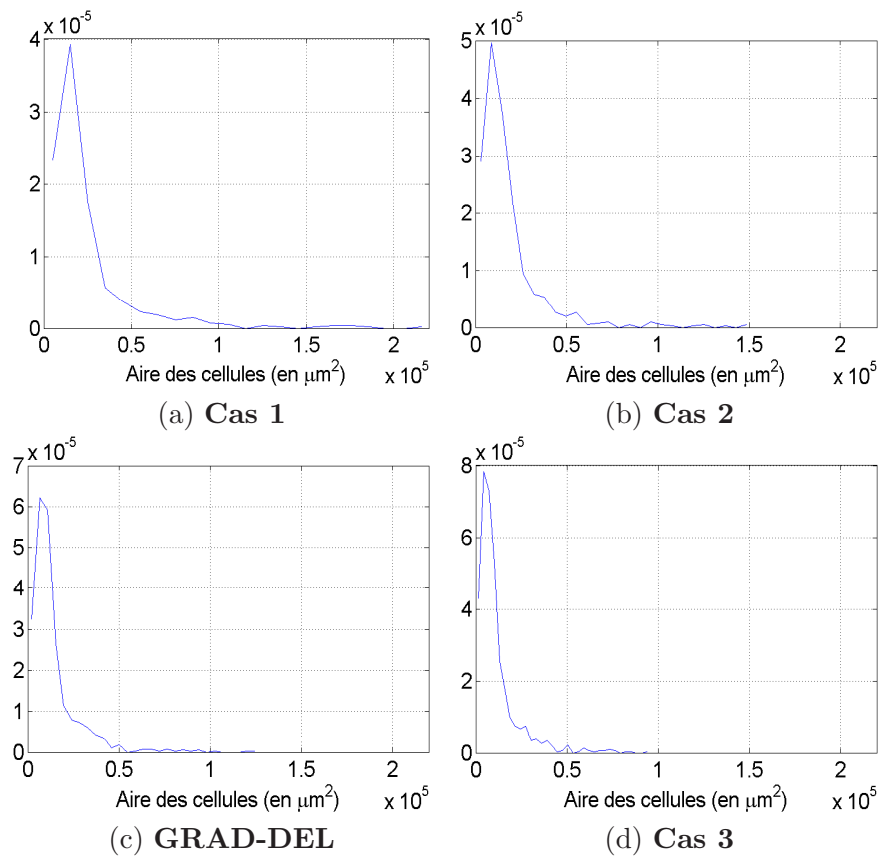


Fig. C.2: Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.1.

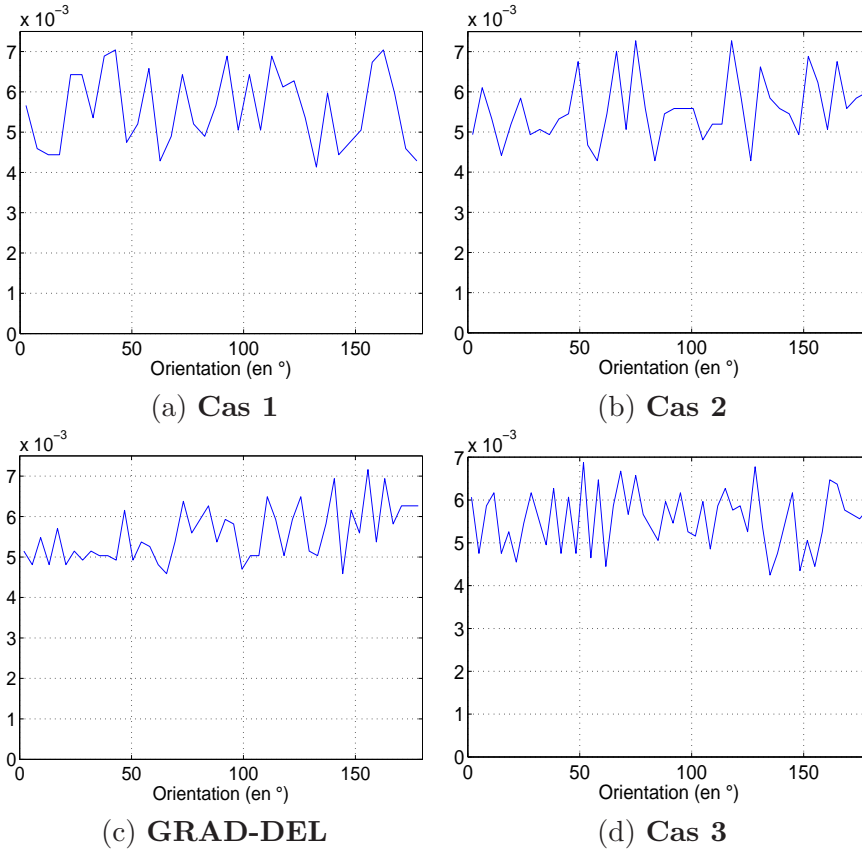


Fig. C.3: Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.1.

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	523	24027	5065	220700	27510
Cas 2	709	17724	2963	151550	18945
GRAD-DEL	898	13994	2257	126650	14207
Cas 3	1111	11311	1492	95250	11910

Tab. C.1: Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.2. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N .

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	523	89.9	0.2	180	51.2
Cas 2	709	92	0	180	51.9
GRAD-DEL	898	93.3	0	180	52
Cas 3	1111	90	0	180	51.8

Tab. C.2: Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.3. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N .

C.1.2 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Comparons tout d'abord à la Fig.C.4 les éclaircissements normalisés diffractés par les quatre diagrammes de Voronoi de la Fig.C.1 encodant une lentille pixellisée de focale $f = 2m$ où seule la pixellisation est prise en compte, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau C.3). D'après les coupes horizontales de la Fig.C.4, nous constatons que la distribution angulaire des éclaircissements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction. De plus lorsque le maillage n'est pas suffisamment fin (Fig.C.4.a) le halo autour de l'ordre 0 forme un plateau aux alentours de -35dB. Ce dernier disparaît lorsque le maillage devient plus fin (Fig.C.4.c).

D'après la Fig.C.4 et le tableau C.3, nous constatons que la pixellisation selon le gradient est meilleure lorsque le maillage est plus fin. Cela vient du fait que dans ce cas il y a plus de cellules et donc la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Cependant, on constate que les rapports de Strehl (tableau C.3) ne sont pas très bons car nous avons toujours de grosses cellules au centre de la lentille pixellisée (Fig.C.1).

Le cas que nous considérons comme optimal est celui pour lequel nous obtenons le rapport de Strehl le plus élevé pour des tailles de cellules qui respectent la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$. Il s'agit donc de **GRAD-DEL** que nous avons présenté au chapitre 5. En affinant les paramètres (ϵ_1, ϵ_2) et α , où α correspond au maximum de l'amplitude de déplacement des centres de la grille de Voronoi issu du maillage de Delaunay, on peut espérer une meilleure approximation de $\varphi_{ideal}(x, y)$ et donc un meilleur rapport de Strehl tout en respectant la limite $d_{min} = 50\mu m$. Nous montrons néanmoins ici la faisabilité de cette technique de pixellisation au moyen d'un diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay et suivant le gradient de la lentille pixellisée.

	Cas 1	Cas 2	GRAD-DEL	Cas 3
S	0.78	0.84	0.87	0.9

Tab. C.3: Lentille pixellisée de focale $f = 2m$ - Rapports de Strehl S .

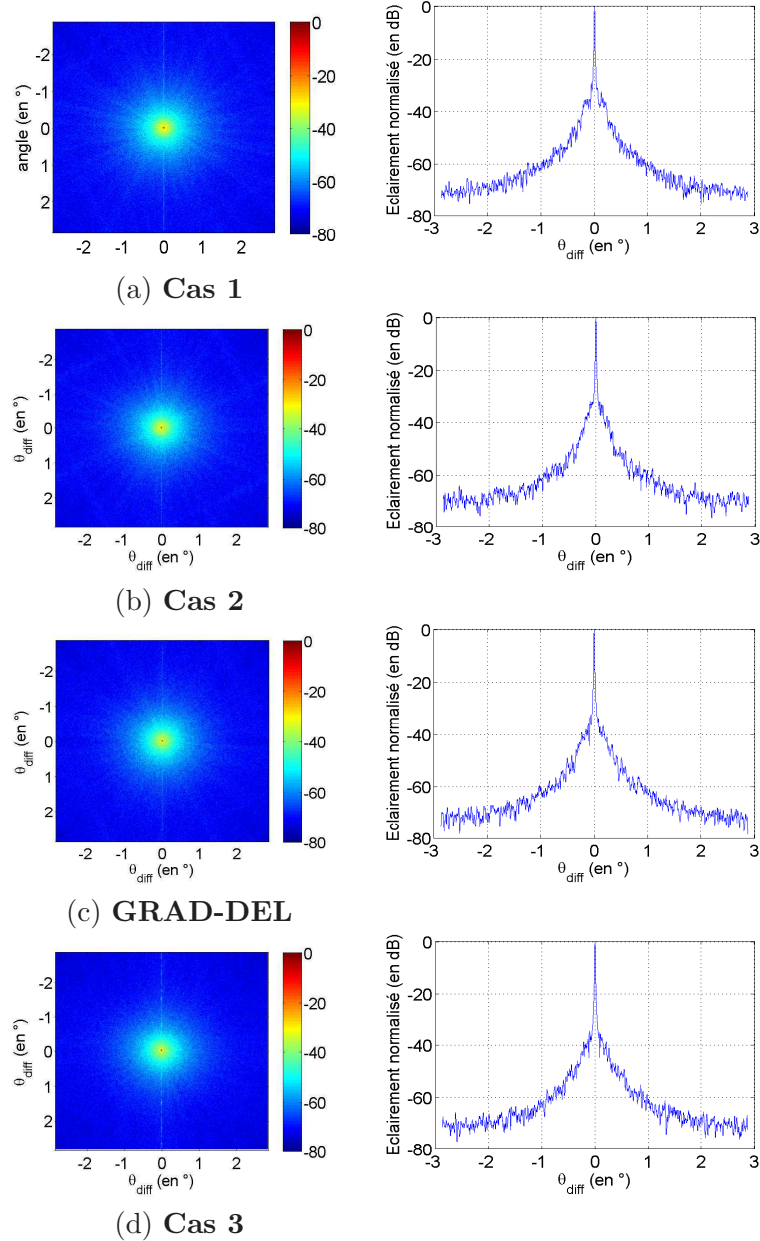


Fig. C.4: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés dans le plan focal de la lentille de focale $f = 2m$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclaircements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

C.2 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

C.2.1 Caractéristiques des différents composants

A la Fig.C.5 nous présentons la structure des quatre composants que nous allons comparer et dont seul le cas optimal **GRAD-DEL** a été présenté au chapitre 5 comme nous le verrons par la suite. Ils sont obtenus pour le couple de valeurs arbitraires ($\epsilon_1 = 30, \epsilon_2 = 90$) et se différencient par le nombre et la taille de leurs cellules. Nous comparons plus précisément les densités de probabilité de la répartition des aires des cellules données à la Fig.C.6 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.4, ainsi que les densités de probabilité d'orientation des parois données à la Fig.C.7 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.5.

Nous constatons que pour les quatre cas étudiés, la densité de probabilité d'orientation des parois suit une loi uniforme sur $[0, \pi]$. En effet, à partir des écarts types σ que nous avons estimés au tableau C.5 en degrés, nous constatons que les variances σ^2 correspondantes en radians ont des valeurs proches de la valeur théorique d'une loi uniforme sur $[0, \pi]$ soit $\sigma^2 = \pi^2/12 = 0.82$.

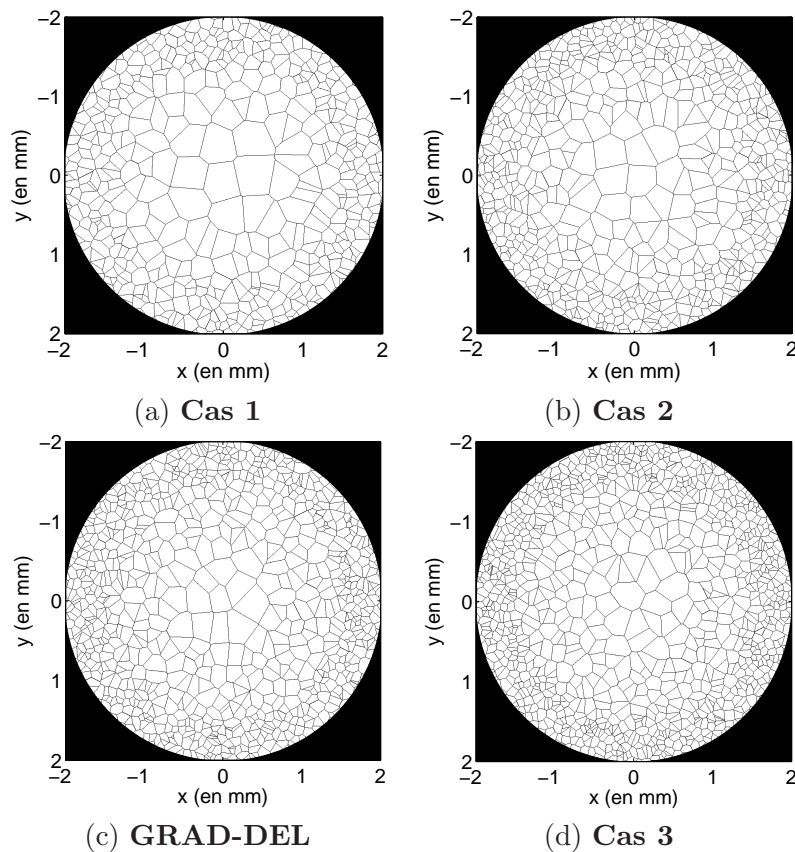


Fig. C.5: Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).

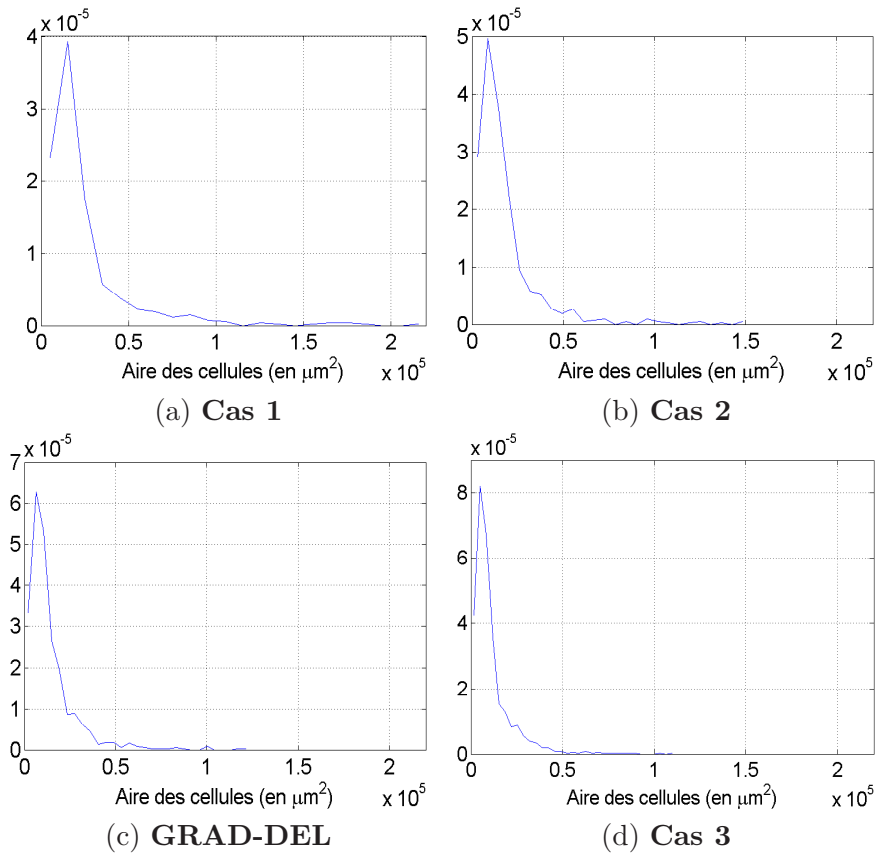


Fig. C.6: Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.5.

C.2 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

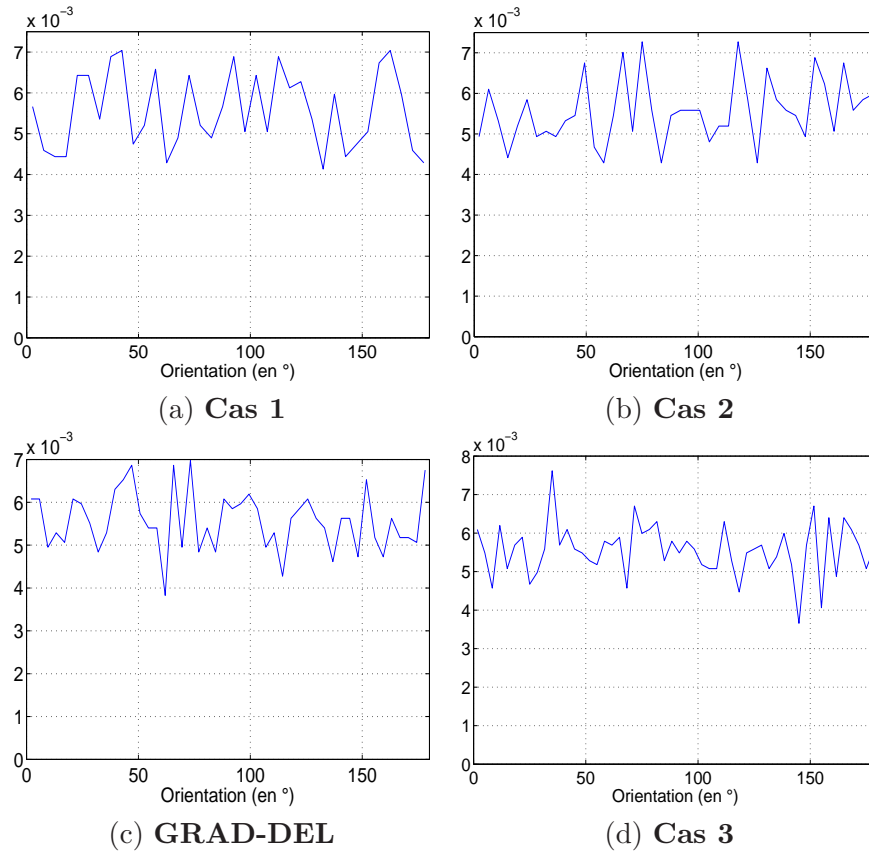


Fig. C.7: Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.5.

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	523	24027	5065	220700	27510
Cas 2	709	17724	2963	151550	18945
GRAD-DEL	888	14151	2178	123470	14124
Cas 3	1109	11311	1741	111650	11917

Tab. C.4: Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.6. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N .

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	523	89.9	0.2	180	51.2
Cas 2	709	92	0	180	51.9
GRAD-DEL	888	89	0.2	180	52
Cas 3	1109	89.4	0	180	51.9

Tab. C.5: Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.7. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N .

C.2.2 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Comparons tout d'abord à la Fig.C.8 les éclairagements normalisés diffractés par les quatre diagrammes de Voronoi de la Fig.C.5 encodant un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$ où seule la pixellisation est prise en compte, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau C.6). D'après les coupes horizontales de la Fig.C.8, nous constatons que la distribution angulaire des éclairagements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction. D'après la Fig.C.8 et le tableau C.6, nous constatons que la pixellisation selon le gradient est meilleure lorsque le maillage est plus fin. Cela vient du fait que dans ce cas il y a plus de cellules et donc la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Cependant, on constate que les rapports de Strehl (tableau C.6) ne sont pas très bons car nous avons toujours de grosses cellules au centre du SLM (Fig.C.5).

Le cas que nous considérons comme optimal est celui pour lequel nous obtenons le rapport de Strehl le plus élevé pour des tailles de cellules qui respectent la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$. Il s'agit donc de **GRAD-DEL** que nous avons présenté au chapitre 5. En affinant les paramètres (ϵ_1, ϵ_2) et α , où α correspond au maximum de l'amplitude de déplacement des centres de la grille de Voronoi issu du maillage de Delaunay, on peut espérer une meilleure approximation de $\varphi_{ideal}(x, y)$ et donc un meilleur rapport de Strehl tout en respectant la limite d_{min} . Nous montrons néanmoins ici la faisabilité de cette technique de pixellisation au moyen d'un diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay et suivant le gradient de l'astigmatisme.

C.2 Application à la correction d'un front d'onde d'astigmatisme

	Cas 1	Cas 2	GRAD-DEL	Cas 3
S	0.8	0.84	0.88	0.9

Tab. C.6: Astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$ - Rapports de Strehl S .

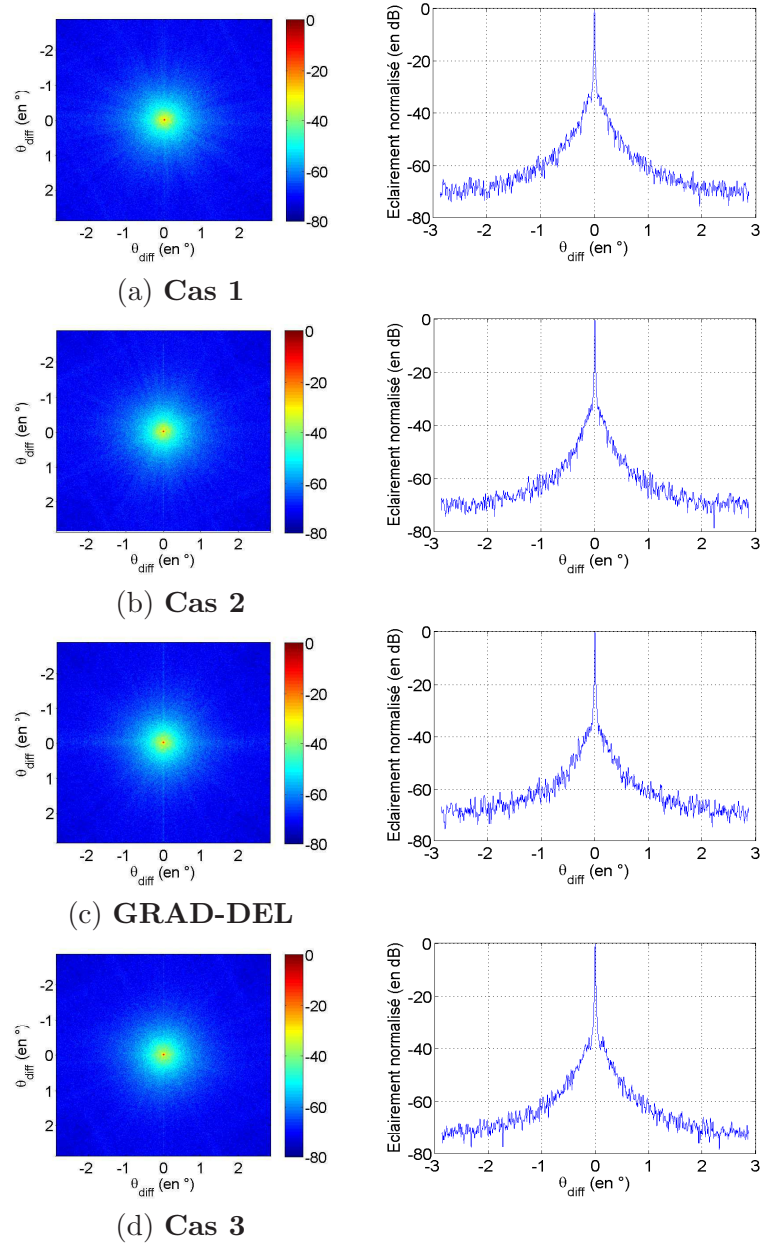


Fig. C.8: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés par un SLM encodant un astigmatisme tel que $A_{ast} = 4\pi$. Colonne de droite : coupes horizontales des éclaircements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

C.3 Application à la correction d'un front d'onde de coma

C.3.1 Caractéristiques des différents composants

A la Fig.C.9 nous présentons la structure des quatre composants que nous allons comparer et dont seul le cas optimal **GRAD-DEL** a été présenté au chapitre 5 comme nous le verrons par la suite. Ils sont obtenus pour le couple de valeurs arbitraires ($\epsilon_1 = 30, \epsilon_2 = 90$) et se différencient par le nombre et la taille de leurs cellules. Nous comparons plus précisément les densités de probabilité de la répartition des aires des cellules données à la Fig.C.10 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.7, ainsi que les densités de probabilité d'orientation des parois données à la Fig.C.11 et dont les principales caractéristiques sont regroupées au tableau C.8.

Nous constatons que pour les quatre cas étudiés, la densité de probabilité d'orientation des parois suit toujours une loi uniforme sur $[0, \pi]$. En effet, à partir des écarts types σ que nous avons estimés au tableau C.8 en degrés, nous constatons que les variances σ^2 correspondantes en radians ont des valeurs proches de la valeur théorique d'une loi uniforme sur $[0, \pi]$ soit $\sigma^2 = \pi^2/12 = 0.82$.

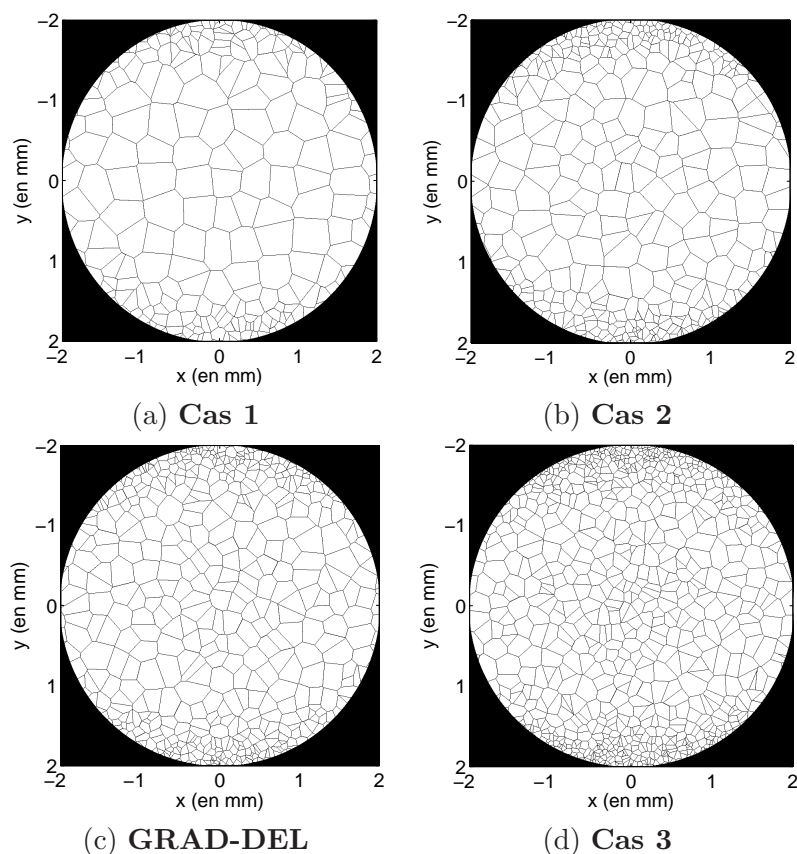


Fig. C.9: Structures des composants obtenus par un maillage Delaunay suivant le gradient d'une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. $L = 4mm$ et N augmente de (a) à (d).

C.3 Application à la correction d'un front d'onde de coma

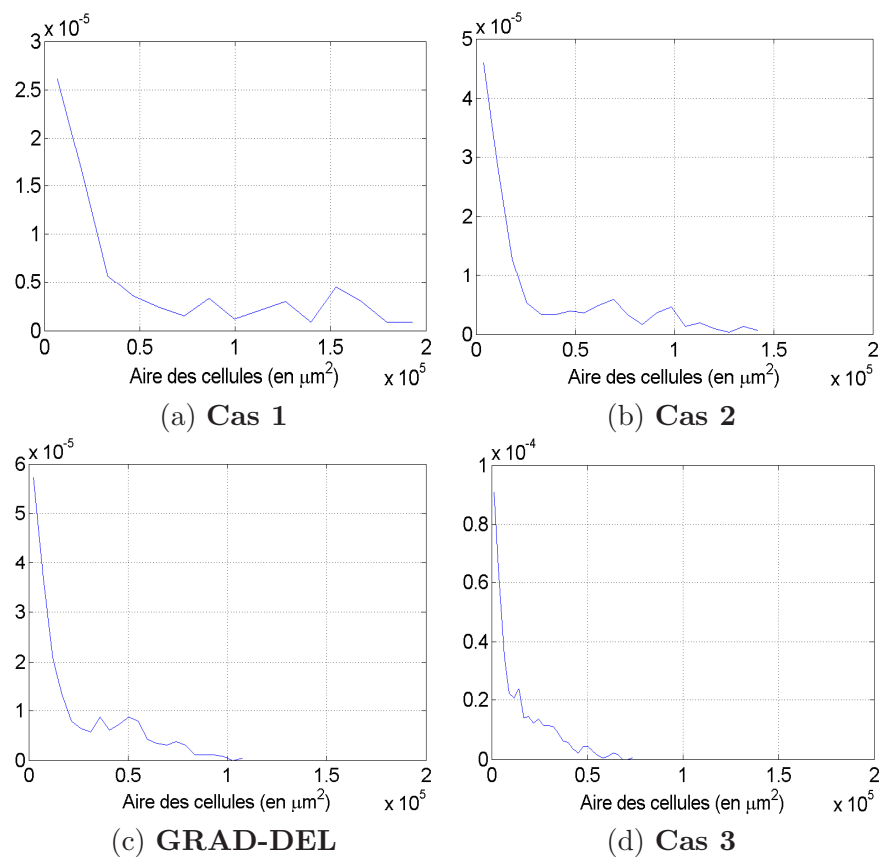


Fig. C.10: Histogrammes des aires des cellules des composants de la Fig.C.9.

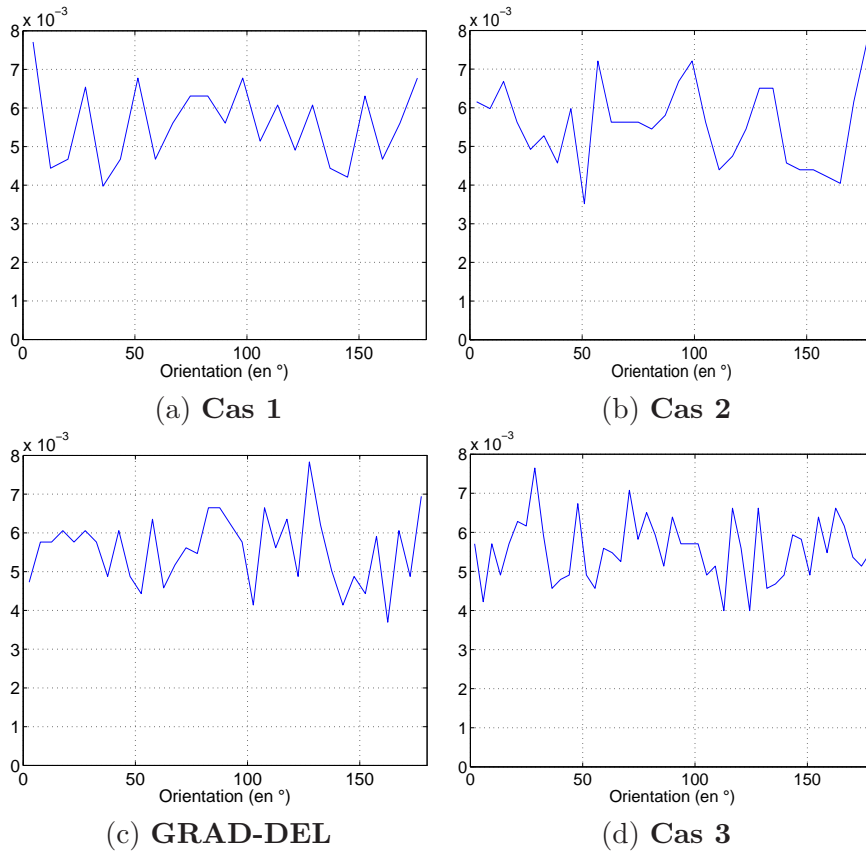


Fig. C.11: Histogrammes d'orientation des parois des cellules des composants de la Fig.C.9.

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	253	49669	6698	199500	55523
Cas 2	418	30063	3691	145700	34700
GRAD-DEL	565	22241	2440	109980	23557
Cas 3	887	14167	1341	74900	14635

Tab. C.7: Caractéristiques des histogrammes des aires des cellules de la Fig.C.10. Les valeurs sont données en μm^2 à l'exception du nombre de cellules N .

	N	Moyenne	Minimum	Maximum	Ecart type
Cas 1	253	90.2	0.6	180	52.1
Cas 2	418	88.9	0.01	180	52.3
GRAD-DEL	565	89.7	0.2	180	51.5
Cas 3	887	89.7	0	180	51.9

Tab. C.8: Caractéristiques des histogrammes d'orientation des parois de la Fig.C.11. Les valeurs sont données en degrés à l'exception du nombre de cellules N .

C.3.2 Comparaison de différentes techniques de pixellisation

Comparons tout d'abord à la Fig.C.12 les éclaircissements normalisés diffractés par les quatre diagrammes de Voronoi de la Fig.C.9 encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ où seule la pixellisation est prise en compte, ainsi que leurs rapports de Strehl (tableau C.9). D'après les coupes verticales de la Fig.C.12, nous constatons que la distribution angulaire des éclaircissements normalisés est uniforme : elle ne présente pas d'ordres de diffraction. D'après la Fig.C.12 et le tableau C.9, nous constatons que la pixellisation selon le gradient est meilleure lorsque le maillage est plus fin. Cela vient du fait que dans ce cas il y a plus de cellules et donc la phase $\varphi_{ideal}(x, y)$ est mieux approximée. Cependant, on constate que les rapports de Strehl (tableau C.9) ne sont pas très bons car nous avons toujours de grosses cellules sur le SLM (Fig.C.9).

Le cas que nous considérons comme optimal est celui pour lequel nous obtenons le rapport de Strehl le plus élevé pour des tailles de cellules qui respectent la limite technologique $d_{min} = 50\mu m$. Il s'agit donc de **GRAD-DEL** que nous avons présenté au chapitre 5. En affinant les paramètres (ϵ_1, ϵ_2) et α , où α correspond au maximum de l'amplitude de déplacement des centres de la grille de Voronoi issu du maillage de Delaunay, on peut espérer une meilleure approximation de $\varphi_{ideal}(x, y)$ et donc un meilleur rapport de Strehl tout en respectant la limite d_{min} . Nous montrons néanmoins ici la faisabilité de cette technique de pixellisation au moyen d'un diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay et suivant le gradient de la coma.

	Cas 1	Cas 2	GRAD-DEL	Cas 3
S	0.9	0.94	0.95	0.97

Tab. C.9: Coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$ - Rapports de Strehl S .

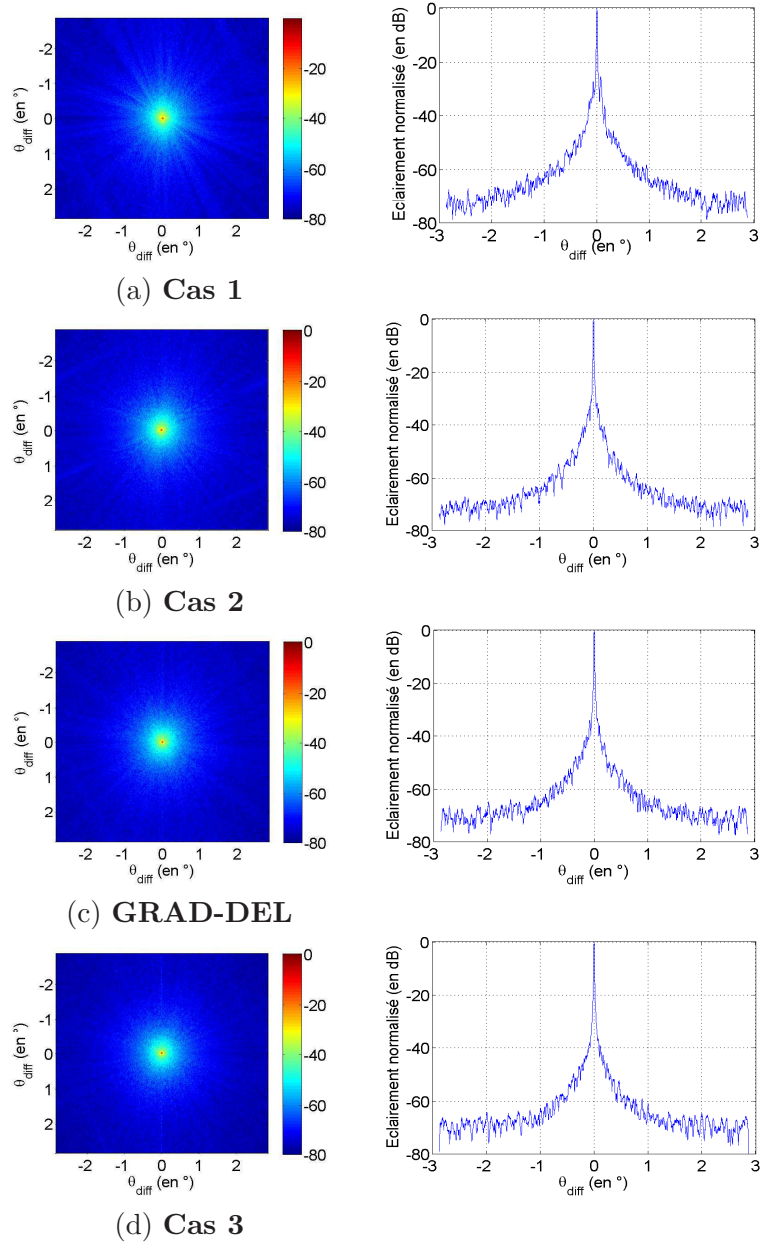


Fig. C.12: Colonne de gauche : éclaircements normalisés diffractés par un SLM encodant une coma telle que $A_{coma} = \frac{8\pi}{7}$. Colonne de droite : coupes verticales des éclaircements normalisés. N augmente de (a) à (d). $\lambda = 0.5\mu m$ et $L = 4mm$.

C.4 Conclusion

Nous avons montré dans cette annexe la faisabilité d'une technique de pixellisation au moyen d'un diagramme de Voronoi issu d'un maillage de Delaunay et dont la répartition et la taille des cellules suit le gradient d'une fonction de phase donnée. Nos résultats mériteraient peut être d'être complétés par une étude de l'influence des paramètres (ϵ_1, ϵ_2) et l'étude de techniques de maillage plus fines mettant en oeuvre i paramètres $\epsilon_i, i \geq 2$.

Nous avons mis en évidence au chapitre 5, le fait que cette technique de pixellisation n'apporte pas de gain en terme de correction. Le Voronoi optimal classique est suffisamment "désordonné", nous ne gagnons rien de plus avec l'adaptativité. Néanmoins, le fait de s'adapter au gradient est intéressant d'un point de vue technique, relativement à la technologie de remplissage des composants. En effet, le maillage de Voronoi adapté au gradient présente un plus grand nombre de grosses cellules par rapport au maillage Voronoi optimal classique, et les plus grosses cellules sont plus faciles à remplir. Ainsi, la dégradation optique que nous avons constatée peut être largement compensée par la minimisation des erreurs de remplissage. Cette technique pourrait donc être un compromis acceptable entre des toutes petites cellules idéales optiquement et des grosses cellules idéales pour la technologie de remplissage. Ainsi, si l'on souhaite corriger un défaut de phase connu la technique de pixellisation selon le gradient peut être valable mais nous rappelons que la solution optimale est a priori celle donnée par les isophases.

Variation de phase en fonction du nombre de gouttes

Nous souhaitons déterminer pour un pixel d'aire S la variation de phase lorsque l'on remplace une goutte d'indice n_H par une goutte d'indice n_B , à nombre total de gouttes constant.

Nous rappelons que $g = g_B + g_H = E \left(\frac{S \cdot h}{v} + 0.5 \right)$ où h est la hauteur des parois, v le volume d'une goutte et E la partie entière et où le 0.5 permet d'atteindre l'entier le plus proche. De plus, si la cellule doit avoir un indice n_{ij} , nous avons considéré que cet indice était obtenu en mélangeant deux liquides d'indices $n_B = 1.48$ et $n_H = 1.56$. On considère de plus que l'indice du mélange est linéaire, ce qui revient à dire que si l'on met g_B gouttes de l'indice bas et g_H gouttes de l'indice haut, on obtient un indice $n_{mel} = \frac{n_B g_B + n_H g_H}{g_B + g_H}$.

Dans le cas où nous mettons le bon nombre de gouttes de haut et bas indice nous avons donc :

$$n_{mel_1} = \frac{n_B g_B + n_H g_H}{g_B + g_H} \quad (D.1)$$

Dans le cas où nous mettons une goutte d'indice n_B à la place une goutte d'indice n_H , à nombre de gouttes constant, nous obtenons :

$$n_{mel_2} = \frac{n_B(g_B + 1) + n_H(g_H - 1)}{g_B + g_H} \quad (D.2)$$

$$n_{mel_2} = n_{mel_1} + \frac{1}{g}(n_B - n_H) \quad (D.3)$$

Cela correspond donc à une variation d'indice ΔN :

$$\Delta N = n_{mel_1} - n_{mel_2} = \frac{1}{g}(n_H - n_B) = \frac{\Delta n}{g} \quad (D.4)$$

D'où une variation de phase $\Delta \Phi$:

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi \Delta N h}{\lambda} \quad (D.5)$$

Annexe D : Variation de phase en fonction du nombre de gouttes

En négligeant la partie entière, nous obtenons un ordre de grandeur suffisant pour la variation de la phase permettant en plus de revenir aux paramètres de base du procédé :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta nv}{\lambda S} \quad (\text{D.6})$$

Bibliographie

- [1] Pixeloptics. <http://www.pixeloptics.com/>. 1
- [2] TruFocals. <http://trufocals.com/>. 1
- [3] J.P. Cano. Procédé de réalisation d'un élément optique transparent, composant optique intervenant dans ce procédé et élément optique ainsi obtenu. Brevet FR2879758, 2004. 1
- [4] J.P. Cano F. Chaput F.A. Meyer et B.T. Meyer. Verre ophtamique à fonction électro-optique. Brevet FR2871586, 2004. 1
- [5] C. Bovet J.P. Cano et G. Mathieu. Composant optique pixellisé à parois apodisées, son procédé de fabrication et son utilisation dans la fabrication d'un élément optique transparent. Brevet FR2888953, 2005. 1, 7
- [6] J. Ballet C. Bovet J.P. Cano et G. Mathieu. Composant optique transparent à cellules séparées par des parois. Brevet FR2888954, 2005. 1, 7
- [7] J. Ballet C. Bovet et J.P. Cano. Composant optique transparent pixellisé à parois absorbantes son procédé de fabrication et son utilisation dans la fabrication d'un élément optique transparent. Brevet FR2888950, 2005. 1
- [8] C. Bovet J.P. Cano et G. Mathieu. Composant optique pixellisé aléatoirement, son procédé de fabrication, et son utilisation dans la fabrication d'un élément optique transparent. Brevet FR2888951, 2005. 1, 7
- [9] C. Bovet J.P. Cano P. Lefillastre et A. Marty. Procédé de collage d'un film sur un substrat courbe. Brevet FR2918917, 2007. 1, 2
- [10] F. Shi. Etude des propriétés physico-chimiques de surfaces microstructurées : application à la fabrication de verres organiques ophtalmiques digitaux. PhD thesis, CIRIMAT et LAAS, 2006. 2, 115
- [11] L. Pont. Conception et réalisation de microdispositifs pour l'optique ophtalmique pixellisée. PhD thesis, INSA (Institut National des Sciences Appliquées) Toulouse et LAAS, 2007. 2, 4, 31
- [12] J. Navarro. Cellules photovoltaïques organiques transparentes dans le visible. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2008. 2
- [13] I. Savin de Larclause. Dépôt organosilicé par plasma froid, basse pression et pression atmosphérique, sur substrats microstructurés. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2008. 2

-
- [14] P. Lefillastre. Contribution au développement d'une nouvelle technologie d'optique ophtalmique pixellisée. Etude et optimisation du report de films fonctionnalisés sur une surface courbe. PhD thesis, LAAS-CNRS, 2010. 2
- [15] V. Santucci. Elaboration et caractérisation de couches minces polymères par CVD et photo-CVD pour des applications optiques originales. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2009. 2
- [16] S. Poirier. Etude et mise en oeuvre de liquides fonctionnels par procédé jet d'encre pour la réalisation de microdispositifs optiques. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2009. 2, 115, 116
- [17] G. Moulin. Composants optiques transparents pixellisés destinés au transport et à la formation d'images. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, 2009. 2, 3, 4, 14, 75, 76, 168
- [18] S. Mias. Rapports de collaboration de recherche "modélisation optique de composants pixellisés". 2005. 3, 190
- [19] M. Born and E. Wolf. Principles of Optics. Pergamon Press, New-York, 1980. 6, 18, 41, 66
- [20] G. F. Voronoi. Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie des formes quadratiques. Journal für die Reine und Angewandte Mathematik, 134 :198–287, 1908. 9, 13
- [21] C. Benoît-Pasanau F. Goudail P.Chavel J.P. Cano and J. Ballet. Minimization of diffraction peaks of spatial light modulators using voronoi diagrams. Optics Express, 18 :15223–15235, 2010. 13
- [22] M. Baake and M. Höffe. Diffraction of random tilings : some rigorous results. Journal of Statistical Physics, 99 :219–661, 2000. 26
- [23] N. G. de Bruijn. Quasicrystals and their fourier transform. Mathematics Proceedings A, pages 123–152, 1986. 26
- [24] R. Penrose. The role of aesthetics in pure and applied mathematical research. Bull. Inst. Math. Appl, 1974. 26
- [25] Dov Levine and P. J. Steinhardt. Quasicrystals : A new class of ordered structures. Physical Review Letters, 53 :2477–2480, 1984. 26
- [26] R. Marks D. L. Mathine G. Peyman J. Schwiegerling and N. Peyghambarian. Adjustable fluidic lenses for ophthalmic corrections. Optics Letters, 34 :515–517, 2009. 65, 148, 149
- [27] R. Marks D. L. Mathine G. Peyman J. Schwiegerling and N. Peyghambarian. Astigmatism and defocus wavefront correction via zenike modes produced with fluidic lens. Applied Optics, 48, 2009. 65, 148, 149
- [28] R. Marks D. L. Mathine G. Peyman J. Schwiegerling and N. Peyghambarian. Adjustable adaptive compact fluidic phoropter with no mechanical translation of lenses. Optics Letters, 35(5) :739–741, 2010. 65
- [29] D. M. Cottrell J. A. Davis T. R. Hedman and R. A. Lilly. Multiple imaging phase encoded optical elements written as programmable spatial light modulators. Applied Optics, 29 :2505–2509, 1990. 65, 67
- [30] R. B. Apte F. S. A. Sandejas W. C. Banyai and D. M. Blum. Deformable grating light valves for high resolution displays. Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head, pages 1–6, 1994. 65

BIBLIOGRAPHIE

- [31] Applied Optics special issue on Spatial Light Modulators, 31(20), 1992. 65
- [32] Applied Optics special issue on Spatial Light Modulators, 33(14), 1994. 65
- [33] E. Carcolé J. Campos I. Juvells and S. Bosch. Diffraction efficiency of low-resolution fresnel encoded lens. Applied Optics, 33(29) :6741–6746, 1994. 65, 67
- [34] E. Carcolé J. Campos and S. Bosch. Diffraction theory of fresnel lenses encoded in low-resolution devices. Applied Optics, 33(2) :162–174, 1994. 65, 67
- [35] E. Carcolé J. Campos I. Juvells and J. R. de F. Moneo. Diffraction theory of optimized low-resolution fresnel encoded lenses. Applied Optics, 34(26) :5952–5960, 1995. 65, 67
- [36] M. Peloux P. Chavel F. Goudail and J. Taboury. Shape of diffraction orders of centered and decentered pixelated lenses. Applied Optics, 49(6), 2010. 65, 67
- [37] A. Maréchal. Etude de l'éclairement au centre de la tache de diffraction dans le cas de diverses aberrations géométriques. Compte rendu de l'académie des sciences de paris, 218 :395–397, 1944. 66
- [38] B. Delaunay. Sur la sphère vide. Izvestia Akademii Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskikh i Estestvennykh Nauk, 7 :793–800, 1934. 88, 197
- [39] W. Thomson. Improvements in telegraphic receiving and recording instruments. G.B Patent 2,147, 1867. 115
- [40] R.G. Sweet. High frequency recording with electrostatically deflected ink-jets. Review of Scientific Instruments, 36 :131, 1965. 115
- [41] K.C. Chaudhary and L.G. Redekopp. The nonlinear instability of a liquid jet. Journal of fluid mechanics, 96 :257–274, 1980. 115
- [42] K.C. Chaudhary and T.Maxworthy. The nonlinear capillary instability of a liquid jet, part 2 : Experiments on jet behavior before droplet formation. Journal of fluid mechanics, 96 :275–286, 1980. 115
- [43] W.T. Pimbley. Drop formation from a liquid jet : a linear one-dimensional analysis considered as a boundary value problem. IBM Journal of Research and Development, 29 :148, 1984. 115
- [44] R. Beeson. Desktop inkjet products performance study. IS&T Non-Impact Printing Conference, 18, 2002. 115
- [45] J. Hosida. Canon's bubblejet printer bursts out. Electronic Engineering Times, 1990. 115
- [46] Varioptic. <http://www.varioptic.com>, mars 2010. 148, 149
- [47] S. Kuiper and B. H. W. Hendriks. Variable-focus liquid lens for miniature cameras. Applied Physics Letters, 85 :1128–1130, 2004. 148, 149
- [48] Philips. <http://www.research.philips.com/technologies/projects/fluidfocus.html>, mars 2010. 148
- [49] D. Berreman. Variable focus liquid crystal lens system. US Patent 4 190 330, 1977. 148
- [50] S. Sato. Liquid crystal lens-cells with variable focal length. Japanese Journal of Applied Physics, 18 :1679–1684, 1979. 148, 149
- [51] S. T. Kowel D. S. Cleverly and P. G. Kornreich. Focusing by electrical modulation of refraction in a liquid crystal cell. Applied Optics, 23 :278–289, 1984. 148

- [52] S. Sato A. Sugiyama and R. Sato. Variable-focus liquid crystal fresnel lens. Japanese Journal of Applied Physics, 24, 1985. 148, 149
- [53] T. Nose and S. Sato. A liquid crystal microlens obtained with a non-uniform electric field. Liquid Crystals, 5 :1425-1433, 1989. 148
- [54] G. Williams N. Powell A. Purvis and M. G. Clark. Electrically controllable liquid crystal fresnel lens. SPIE, 1168 :352-357, 1989. 148, 149
- [55] T. Nose S. Masuda and S. Sato. Optical properties of a liquid crystal microlens with a symmetric electrode structure. Japanese Journal of Applied Physics, 30, 1991. 148, 149
- [56] J. S. Patel and K. Rastani. Electrically controlled polarization-independent liquid-crystal fresnel lens arrays. Optics Letters, 16 :532-534, 1991. 148, 149
- [57] E. Tam. Smart electro-optical zoom lens. Optics Letters, 17 :369-371, 1992. 148, 149
- [58] P.W. McOwan M. S. Gordon and W. J. Hossack. A switchable liquid crystal binary gabor lens. Optics Communications, 103 :189-193, 1993. 148, 149
- [59] N. A. Riza and M. C DeJule. Three-terminal adaptive nematic liquid-crystal lens device. Optics Letters, 19 :1013-1015, 1994. 148
- [60] S. Masuda S. Fujioka M. Honma T. Nose and S. Sato. Dependence of optical properties on the device and material parameters in liquid crystal microlenses. Japanese Journal of Applied Physics, 35, 1996. 148, 149
- [61] Y. Takaki and H. Ohzu. Liquid-crystal active lens : a reconfigurable lens employing a phase modulator. Optics Communications, 126 :123-134, 1996. 148
- [62] A. F. Naumov M. Yu. Loktev I. R. Guralnik and G. Vdovin. Liquid-crystal adaptive lenses with modal control. Optics Letters, 23 :992-994, 1998. 148
- [63] V. Laude. Twisted-nematic liquid-crystal pixelated active lens. Optics Communications, 153 :134-152, 1998. 148
- [64] L. G. Commander S. E. Day and D. R. Selviah. Variable focal length microlenses. Optics Communications, 177 :157-170, 2000. 148, 149
- [65] M. Ye and S. Sato. Optical properties of a liquid crystal lens of any size. Japanese Journal of Applied Physics, 41 :L571-L573, 2002. 148
- [66] B. Wang M. Ye M. Honma T. Nose and S. Sato. Liquid crystal lens with a spherical electrode. Japanese Journal of Applied Physics, 41 :L1232-1233, 2002. 148
- [67] H. Ren and S. T. Wu. Tunable electronic lens using a gradient polymer network liquid crystal. Applied Physics Letters, 82 :22-24, 2003. 148
- [68] H. Ren Y. H. Fan and S. T. Wu. Tunable fresnel lens using nanoscale polymer-dispersed liquid crystals. Applied Physics Letters, 83 :1515-1517, 2003. 148, 149
- [69] M. Ye and S. Sato. Liquid crystal lens with focus movable along and off axis. Optics Communications, 225 :277-280, 2003. 148
- [70] M. Ye B. Wang and S. Sato. Liquid-crystal lens with a focal length that is variable in a wide range. Applied Optics, 43 :6407-6412, 2004. 148
- [71] M. Ye B. Wang and S. Sato. Liquid crystal lens with focus movable in focal plane. Optics Communications, 259 :710-722, 2006. 148
- [72] H. Ren D. W. Fox B. Wu and S. T. Wu. Liquid crystal lens with large focal length and low operating voltage. Optics Express, 15 :11328-11335, 2007. 148

BIBLIOGRAPHIE

- [73] N. Chronis G. L. Liu K. H. Jeong and L. P. Lee. Tunable liquid-filled microlens array integrated with microfluidic network. Optics Express, 11 :2370–2378, 2003. 148, 149
- [74] K. S. Hong J. Wang A. Charonov D. Chandra J. Aizenberg and S. Yang. Tunable microfluidic optical devices with an integrated microlens array. Journal of Micromechanics and Microengineering, 16 :1660–1666, 2006. 148, 149
- [75] J. Chen W. Wang J. Fang and K. Varahramtan. Variable-focusing microlens with microfluidic chip. Journal of Micromechanics and Microengineering, 14 :675–680, 2004. 148, 149
- [76] H. Ren and S. T. Wu. Variable focus liquid lens. Optics Express, 15 :5931–5936, 2007. 148, 149
- [77] T. Krupenkin S. Yang and P. Mach. Tunable liquid microlens. Applied Physics Letters, 82 :316–318, 2003. 148, 149
- [78] M. Vallet B. Berge and L. Vovelle. Electrowetting of water and aqueous solutions on poly(ethylene terephthalate) insulating films. Polymer, 37 :2465–2470, 1996. 148, 149
- [79] B. Berge and J. Peseux. Lentille à focale variable. Brevet français 2 769 375, 1997. 148, 149
- [80] B. Berge and J. Peseux. Variable focal lens controlled by an external voltage : An application of electrowetting. The European Physical Journal E, 3 :159–163, 2000. 148, 149
- [81] C. C. Cheng and J. A. Yeh. Dielectrically actuated liquid lens. Optics Express, 15 :7140–7145, 2007. 148, 149
- [82] H. Ren and S. T. Wu. Tunable focus liquid microlens array using dielectrophoretic effect. Optics Express, 16 :2646–2652, 2008. 148, 149
- [83] H. Ren H. Xianyu S. Xu and S. T. Wu. Adaptive dielectric liquid lens. Optics Express, 16 :14954–14960, 2008. 148, 149
- [84] K. Tomita. Sanning optical apparatus. US Patent 5 130 839, 1992. 148
- [85] K. Nishioka. Automatic focusing device using liquid crystal lens. Japanese Patent 61-156228, 1986. 148
- [86] Y. Kageyama. Automatic focusing apparatus and optical element. WO Patent 105804, 2007. 148
- [87] K. Suzuki. Automatic focusing apparatus. WO Patent 054562, 2006. 148
- [88] S. Gauza H. Wang C. H. Wen S. T. Wu A. J. Seed and R. Dabrowski. High birefringence isothiocyanato tolane liquid crystals. Japanese Journal of Applied Physics, 42 :3463–3466, 2003. 149
- [89] S. Gauza C. H. Wen S. T. Wu N. Janarthanan and C. S. Hsu. Super high birefringence isothiocyanato biphenyl-bistolane liquid crystals. Japanese Journal of Applied Physics, 43 :7634–7638, 2004. 149
- [90] I. C. Khoo and S. T. Wu. Optics and non Nonlinear Optics of Liquid Crystals, 1st edition. World Scientific Publishing, 1993. 149
- [91] R. D. Blum and D. P. Dustin. Optical lens system with electroactive lens having alterably different focal lengths. US Patent 6 619 799, 2003. 150
- [92] R. D. Blum W. Kokonaski V. Iyer and J. N. Haddock. Static progressive surface region in optical communication with a dynamic optic. WO Patent 146265, 2007. 150
- [93] W. Kokonaski R. D. Blum T. Tabacchi M. Boch M. Pinazza S. N. Richman V. Ozguz and J. N. Haddock. Electronic eyeglass frame. WO Patent 137221, 2008. 150

-
- [94] D. A. Buralli and G. M. Morris. Effects of diffraction efficiency on the modulation transfer function of diffractive lenses. Applied Optics, 31 :4389–4396, 1992. 150
- [95] D. Faklis and M. Morris. Spectral properties of multiorder diffractive lenses. Applied Optics, 34(14) :2462–2468, 1995. 151
- [96] M. H. Kreitzer. Internal focusing telephoto lens. US Patent 4 359 272, 1982. 152
- [97] G. Erdei. Development and applications of new modelling techniques in contemporary optical design. PhD thesis, Université Paris Sud XI - Budapest University of Technology, 2002. 168
- [98] J. Ballet C. Benoît C. Bovet J.P. Cano P. Chavel et F. Goudail. Réalisation d'un composant optique transparent à structure cellulaire. Dépôt de brevet FR 1053977, 2010. 179
- [99] Drew A. Pomet M. G. Moharam and Eric B. Grann. Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements. J. Opt. Soc. Am. A, 11(6) :1827, 1994. 189
- [100] M.G. Moharam E.B. Grann D.A. Pomet and T.K. Gaylord. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. Journal of the Optical Society of America A, 12 :1068–1076, 1995. 189
- [101] P. Lalanne and G.M. Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization. Journal of the Optical Society of America A, 13 :779–789, 1996. 189
- [102] G. Granet and B. Guizal. Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in tm polarization. Journal of the Optical Society of America A, 13 :1019–1023, 1996. 189
- [103] P. Lalanne and M.P. Jurek. Computation of the near-field pattern with the coupled-wave method for tm polarization. Journal of Modern Optics, 45 :1357–1374, 1998. 189

RESUME

Cette thèse est consacrée à la conception et à l'amélioration de composants pixellisés bidimensionnels compatibles avec des technologies de fabrication à bas coût sortant du champ de réalisation des optiques traditionnelles. Comme ces composants introduisent des phénomènes de diffraction, notre but est de quantifier et de réduire ces effets afin d'améliorer la qualité des images qu'ils formeront par rapport aux géométries périodiques habituelles. Pour cela, nous cassons la périodicité des centres des cellules des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) classiques ce qui permet de mieux répartir angulairement l'énergie diffractée en dehors de l'image directe souhaitée. Ce résultat est toutefois obtenu au prix d'une légère dégradation de cette dernière, dégradation que nous évaluons par son rapport de Strehl.

Nous introduisons une adaptation aux SLM de la notion de structure de Voronoi et nous montrons leur supériorité par rapport aux SLM classiques : ils sont donc à privilégier pour la réalisation de composants actifs. Nous déterminons des cas optimaux pour lesquels les pics de diffraction dus aux parois et à la pixellisation, c'est-à-dire à l'approximation de la fonction de phase à implémenter sur le SLM par une fonction constante par morceaux, sont remplacés par un pur halo de diffraction. Les prototypes réalisés permettent de valider les résultats obtenus et de montrer la faisabilité technique du procédé de remplissage retenu malgré certaines limites que nous mettons en évidence. Enfin, nous élargissons le potentiel des composants pixellisés à des applications autres que l'ophtalmique en montrant qu'ils peuvent améliorer les performances d'un objectif photographique.

Mots clés : Diffraction, Modulateurs Spatiaux de Lumière (SLM), Diagrammes de Voronoi.

ABSTRACT

This thesis is devoted to the design and the improvement of two dimensional pixelated components compatible with low cost, non conventional optical technologies. As these components introduce diffraction effects, our goal is to quantify and reduce them to improve the quality of the images they provide in comparison to usual periodic geometries. For that purpose, we break the periodicity of the cell centres of conventional Spatial Light Modulators (SLM). The result is a better angular distribution of the diffracted intensity outside the direct image, at the cost of a small deterioration of its quality quantified by its Strehl ratio.

We introduce an adjustment of the Voronoi structure notion to SLM and we show their superiority over conventional ones. Thus, they should be preferred to make active components. We determine several optimal cases where the diffraction peaks produced by the cell walls and the pixelation of the phase function implemented on the SLM are replaced by a diffraction halo. The prototypes that were made confirm the simulations results and prove the technical feasibility of the chosen filling process in spite of some limits that we analyze. Finally the potential of pixelated components is extended to applications other than ophthalmic by showing that they can improve the performances of a camera lens.

Keywords : Diffraction, Spatial Light Modulator (SLM), Voronoi diagrams.