

Titre: Modélisation, fabrication et caractérisation d'éléments diffractifs pour l'inscription holographique de réseaux à longs pas par laser CO₂
Title:

Auteur: Francis Guay
Author:

Date: 2008

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Guay, F. (2008). Modélisation, fabrication et caractérisation d'éléments diffractifs pour l'inscription holographique de réseaux à longs pas par laser CO₂ [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/8338/>

Document en libre accès dans PolyPublie Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8338/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Raman Kashyap
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION, FABRICATION ET CARACTÉRISATION D'ÉLÉMENTS
DIFFRACTIFS POUR L'INSCRIPTION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX À
LONGS PAS PAR LASER CO₂

FRANCIS GUAY

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A.)
(GÉNIE PHYSIQUE)

JUIN 2008



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-46054-2

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-46054-2

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.



Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

MODÉLISATION, FABRICATION ET CARACTÉRISATION D'ÉLÉMENTS
DIFFRACTIFS POUR L'INSCRIPTION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX À
LONGS PAS PAR LASER CO₂

présenté par: GUAY Francis

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. PETER Yves-Alain, Ph.D., président

M. KASHYAP Raman, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. PICHÉ Michel, Ph.D., membre

À Jean-Pierre

*‘’Advances are made by answering questions.
Discoveries are made by questioning answers’’*

Bernhard Haisch

*‘’Our knowledge can only be finite, while our ignorance
must necessarily be infinite’’*

Karl Popper

REMERCIEMENTS

Il est de mise, avant de présenter le compte rendu des travaux dont ce mémoire fait l'objet, de remercier tous ceux qui m'ont aidé à cheminer lors de ce passionnant, mais parfois ardu, périple.

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de recherche, le Pr. Raman Kashyap. Il a cru en mes capacités et m'a accompagné dans le travail en m'octroyant une profonde latitude tout en me suggérant, à l'occasion, des pistes de réflexion qui s'avèrerent fructueuses pour la plupart. En ce sens, je lui dois beaucoup en ce qui a trait au développement de mon autonomie scientifique.

Je tiens aussi à souligner l'aide précieuse de mon collègue de laboratoire, Lutfu C. Ozcan, pour sa bonne humeur dans le travail, son support moral lors des moments un peu plus difficiles, son aide dans la résolution de plusieurs problèmes techniques ainsi que ses commentaires d'une grande justesse scientifique et technique qui sont venus alimenter mes réflexions.

J'aimerais remercier toute l'équipe du centre de recherches POLY-GRAMES : Jules Gauthier, Steve Dubé, Roch Brossard, Jean-Sébastien Décarie et Ginette Desparois, d'avoir été excessivement disponibles, à l'écoute de mes besoins et d'avoir répondu avec beaucoup de professionnalisme à chacune de mes demandes techniques ou administratives. Pour les mêmes raisons, j'aimerais saluer le travail du technicien du groupe POLY-PHOTONIQUE, Francis Boismenu.

De plus, je tiens à remercier Louis Forest, Maxime Daigle et Claude Bouchard d'avoir partagé leur expertise technique et d'avoir alimenter mes réflexions de nature scientifique de leurs commentaires pertinents. Je remercie également le professeur Jean Chandezon, avec qui j'ai correspondu. Je tiens aussi à remercier le Dr. Gilles Pineau de son écoute et de ses conseils.

Enfin, sur une note plus personnelle, je voudrais offrir mes remerciements les plus sincères à ma famille et mes amis qui, par leur soutien, leur compréhension, leur amitié et leur amour m'ont permis de grandir autant humainement que scientifiquement lors de mes études.

Jean-Pierre, Claire, merci de m'avoir transmis la capacité de réfléchir de manière autonome. Bruns, Yul, pour l'originalité de tous les aspects de vos êtres. Manu, Goyette et Jenny, merci d'être là depuis si longtemps... Schwartz, merci pour le groove, les nombreuses heures passées à discuter de la vie, mais surtout merci de m'avoir empêché de perdre de vue les choses les plus importantes.

RÉSUMÉ

Ce mémoire porte sur la réalisation holographique de réseaux à longs pas (LPG) dans les fibres optiques par laser C0₂. Les considérations théoriques menant aux calculs des constantes de propagation des modes à symétrie circulaire d'une fibre de télécommunications standard sont présentées. Le formalisme de couplage codirectionnel intermodal et les résultats concernant la relation liant le pas du réseau à la longueur d'onde de résonance de la structure sont aussi présentés pour un couplage entre les modes à symétrie circulaire et le mode fondamental. L'efficacité de diffraction des ordres 0,+1 et -1 d'un réseau carré lamellaire de ZnSe sous irradiation à 10,6 μm a été simulée en variant le facteur de remplissage par période, la profondeur du créneau et l'angle d'incidence. Il apparaît qu'un facteur de remplissage de 50% combiné à un créneau de 3,78 μm permettent, à incidence normale, d'atténuer totalement l'ordre 0 en maximisant l'énergie contenue dans les ordres +1 et -1. Ces prédictions sont vérifiées expérimentalement. L'ablation laser à 532 nm ainsi que la gravure physique par faisceau d'ions ont permis de réaliser les réseaux diffractifs. Une analyse MEB des structures gravées permet de noter une plus grande rugosité de surface des réseaux fabriqués par ablation laser. Le phénomène de filamentation est aussi recensé sur ces échantillons. La gravure par faisceaux d'ions permet une plus grande liberté dans le choix du facteur de remplissage en plus de générer des structures dont le pourcentage de transmission est plus élevé. Un interféromètre de type Talbot est utilisé pour recombiner les ordres diffractés et ainsi produire une figure d'interférence dont la forme et la qualité sont

comparées à la théorie. Le contraste périodique d'indice escompté le long du guide d'ondes suite à l'irradiation est expliqué en termes de la diffusion de la chaleur et est appuyé par des simulations. Une irradiation rapide et à haute intensité semble être le meilleur moyen de réaliser les LPGs de manière holographique.

ABSTRACT

This MSc.A thesis concerns the holographic writing of long period gratings in optical fibres by CO₂ laser irradiation using a novel phase-mask. Theoretical considerations leading to the calculations of the circularly symmetric modes of a standard step index fiber and their propagation constants are presented. The co-directional intermodal coupling formalism and results linking the period of the index modulation to the resonant wavelength of the structure are also presented for coupling between circularly symmetric modes and the fundamental mode.

In order to study a holographic writing, the diffraction efficiency of the 0, +1 and -1 orders of a square lamellar ZnSe diffraction grating operated under 10,6 μm radiation was computed while varying the fill factor, the depth of the groove and the angle of incidence. It appears that that a 50% fill factor combined with a 3,8 μm groove depth allows for complete suppression of the 0 order while maximizing the energy carried by the +1 and -1 orders. These predictions were validated experimentally. 532 nm laser ablation and physical ion milling where used to micro-machine the ZnSe samples in order to fabricate the gratings. SEM analysis of the structures show a greater surface roughness for the gratings that where laser etched than the ones that were ion milled. Filamentation stretching of about 200 μm was also noted for these samples. Ion milling allows for a greater freedom with regard to the choice of the fill factor, while also producing more transmissive structures. A Talbot type interferometer was used to

recombine the diffracted orders, thus producing an interference pattern whose shape and quality is compared to a theoretical model. The periodic index contrast expected along the waveguide following irradiation was explained in terms of heat diffusion model and numerical simulations. A rapid and high intensity irradiation was theoretically shown to be the best way of realizing LPGs holographically.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS.....	v
RÉSUMÉ	vii
ABSTRACT	ix
TABLE DES MATIÈRES.....	xi
LISTE DES TABLEAUX	xiv
LISTE DES FIGURES.....	xv
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xxi
LISTE DES PUBLICATIONS.....	xxiv
INTRODUCTION	1
0.1 Généralités concernant les communications sur fibre optiques : utilité des LPG	1
0.2 Applications des LPG.....	2
0.3 Objectifs de recherche	3
0.4 Structure du mémoire	4
0.5 Travaux connexes.....	5
CHAPITRE 1 MODÉLISATION ET FABRICATION DES RÉSEAUX À LONGS PAS	7
1.1 Introduction	7
1.2 Équation aux valeurs propres et modes de propagation.....	7
1.3 Théorie des modes codirectionnels couplés	11
1.4 Fonctionnement des réseaux à longs pas	16
1.5 Méthodes actuelles de fabrication des LPG	24

1.6 Technique proposée.....	26
1.7 Conclusion.....	30
CHAPITRE 2 SIMULATION DU COMPORTEMENT DES RÉSEAUX DIFFRACTIFS ...32	
2.1 Introduction	32
2.2 Notions théoriques sur les réseaux de diffraction	33
2.2.1 Diffraction et principe Huygens-Fresnel	33
2.2.2 Réseaux de diffraction lamellaires.....	34
2.2.3 Propriétés fondamentales des réseaux de diffraction en transmission	35
2.2.4 Facteur de remplissage.....	39
2.2.5 Régimes d'opération : <i>TE</i> et <i>TM</i>	39
2.2.6 Efficacité de diffraction	40
2.3 Simulation de l'efficacité de diffraction	41
2.3.1 La méthode scalaire	41
2.3.2 Les méthodes numériques.....	42
2.4 C-method.....	44
2.4.1 Définition du problème	45
2.4.2 Hypothèses et considérations.....	46
2.4.3 Conservation de l'énergie : expansion de Rayleigh.....	48
2.4.4 Changement de variable.....	49
2.4.5 Conditions aux frontières.....	54
2.5 Programme PARAGRAT	57
2.6 Conclusion.....	60
CHAPITRE 3 FABRICATION DE RÉSEAUX DIFFRACTIFS LAMELLAIRES.....61	
3.1 Introduction	61
3.2 Matériaux transparents dans l'infrarouge lointain et propriétés optiques.....	61
3.3 Fabrication et caractérisation des réseaux par ablation laser.....	64
3.3.1 Ablation par laser nanoseconde : régime photothermique.....	65
3.3.2 Interaction laser Nd :YAG avec le Si et le ZnSe	67
3.3.3 Description du montage expérimental	69

3.3.4 Caractérisation du faisceau gaussien	73
3.3.5 Interface LABVIEW	76
3.3.6 Méthodologie expérimentale de la mesure de l'efficacité de diffraction.....	78
3.3.7 Réseaux diffractifs de silicium	80
3.3.8 Réseau de diffraction de ZnSe	83
3.4 Micro-usinage du ZnSe par gravure à faisceaux d'ions.....	94
3.4.1 Optimisation et design du réseau	96
3.4.2 Caractérisation physique des structures gravées.....	100
3.4.3 Caractérisation de l'efficacité de diffraction des réseaux	104
3.5 Conclusion.....	109
CHAPITRE 4 ÉCRITURE HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX À LONGS PAS	111
4.1 Introduction	111
4.2 Interférence de 2 faisceaux gaussiens.....	111
4.3 Convolution avec une fente d'échantillonnage.....	115
4.4 Simulations.....	116
4.5 Résultats expérimentaux de l'interférence	121
4.6 Écriture de réseau points à points	122
4.7 Écriture holographique de LPG	124
4.8 Diffusion de la chaleur dans les fibres optiques.	126
4.8.1 Modélisation mathématique.....	127
4.8.2 Résultats de simulation	129
4.9 Conclusion.....	134
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	135
5.1 Rappel des résultats importants	135
5.2 Perspectives de futurs travaux	136
RÉFÉRENCES.....	139

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : propriétés de la fibre SMF-28 de Corning.....	18
Tableau 1.2 : identification des pièces du montage expérimental proposé	27
Tableau 2.1 : critères de conservation des valeurs propres.....	52
Tableau 3.1 : propriétés fondamentales du Si et du ZnSe.	62
Tableau 3.2 : paramètres d'opérations du laser utilisé lors de l'ablation	69
Tableau 3.3 : sommaire des pièces du montage d'ablation de la figure 3.8	71
Tableau 3.4 : comparaison des paramètres principaux du faisceau gaussien obtenus par mesure et par lissage	74
Tableau 3.5 : description des pièces du montage de mesure de l'efficacité de diffraction en transmission	78
Tableau 3.6 : conditions expérimentales de l'ablation du silicium.....	81
Tableau 3.7 : conditions expérimentales lors de la fabrication des réseaux de diffraction de ZnSe	87
Tableau 3.8 : conditions expérimentales de la gravure par faisceaux d'ions.....	100
Tableau 3.9 : comparaison des rapports d'intensités théoriques et expérimentaux entre les différents ordres de diffraction pour 4 angles d'incidence sur le réseau.....	108
Tableau 4.1 : propriétés de la fibre optique utilisé lors de la simulation de diffusion thermique	129

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : section transverse d'une fibre optique et définition des paramètres	9
Figure 1.2 : référentiel spatial utilisé dans le calcul de l'amplitude des modes à la sortie du LPG	15
Figure 1.3 : schéma physique d'opération d'un LPG	17
Figure 1.4 : coefficient de couplage normalisé par le Δn lors du couplage du mode LP_{01} vers les modes LP_{0n} d'une SMF-28.....	19
Figure 1.5 : indices effectifs du mode de cœur (LP_{01}) et des premiers modes de gaines à symétrie circulaire d'une SMF-28	21
Figure 1.6 : pas du LPG en fonction de la longueur d'onde pour obtention de la condition d'accord de phase ($\Delta\beta = 0$) lors du couplage du mode LP_{01} vers LP_{0n} d'une SMF-28	22
Figure 1.7: simulation de l'effet de la modification de la longueur d'un LPG inscrit dans SMF_28 sur la réponse spectrale.....	23
Figure 1.8 : schéma expérimental de la méthode holographique d'écriture des réseaux à longs pas	28
Figure 1.9 : agrandissement de l'encadré de la figure 1.7	29
Figure 2.1 : représentation graphique du principe de Huygens Fresnel..	34
Figure 2.2 : représentation de quelques types de réseau de diffraction.....	35
Figure 2.3 : représentation des différents ordres de diffraction d'un réseau en transmission.....	36

Figure 2.5 : représentation de la condition d'accord de phase entre l'ordre diffracté, le champ incident et le vecteur d'onde associé au réseau de diffraction	37
Figure 2.6 : représentation des modes fondamentaux TE et TM et de leurs champs magnétiques et électriques associés	40
Figure 2.7 :coupe transversale d'un réseau de diffraction et définition des différents paramètres utilisés lors de la modélisation	45
Figure 2.8: définition des domaines utiles lors des calculs d'efficacité de diffraction	47
Figure 2.9 : fenêtre fournie par le programme PARAGRAT pour représenter le profil du relief d'un réseau de ZnSe de $2,2 \mu\text{m}$ de crête et d'un facteur de remplissage de 0,4.	58
Figure 2.10 : représentation graphique du calcul de l'efficacité de diffraction des ordres du réseau de la figure 2.9 sous irradiation à incidence normale à $10,6 \mu\text{m}$	59
Figure 3.1 : transmission à travers un échantillon de silicium en fonction du nombre d'onde pour différentes épaisseurs d'échantillon en (mm) et températures (Kelvins).....	63
Figure 3.2 : les deux régimes du processus d'ablation laser. a) traitement de la surface avec une intensité laser sous Iv. b) Vaporisation et apparition de la plume de plasma à haute intensité laser.....	66
Figure 3.3 : absorption du silicium en fonction de la température à $0,532 \mu\text{m}$	68
Figure 3.4 : stabilité temporelle de la puissance du laser Nd:YAG.....	70
Figure 3.5 : schéma du montage expérimental d'ablation laser	72
Figure 3.9 : paramètres du faisceau gaussien.....	73
Figure 3.6: évolution du rayon du faisceau gaussien après la lentille de focalisation et courbe paramétrisée.	75

Figure 3.7 : évolution du rayon du faisceau gaussien près du point focal de la lentille de focalisation et comparaison avec le modèle théorique.....	75
Figure 3.8 : interface de l'utilisateur du programme res_diff ablation esp_6000	77
Figure 3.9 : schéma du montage expérimental de la mesure de l'efficacité de diffraction en transmission	79
Figure 3.10 : vue de la surface du réseau de silicium réalisé par ablation laser.....	81
Figure 3.11 : puissance optique normalisée véhiculée dans les 3 ordres principaux d'un réseau de diffraction de silicium en mode TM.	83
Figure 3.12 : photographies de l'état de surface d'un échantillon de ZnSe a) avant polissage et b) après.	84
Figure 3.13: largeur des tranchées ablatées dans un échantillon de ZnSe pour différentes positions de la lentille de focalisation.	85
Figure 3.14 : photographies de l'échantillon de ZnSe avant et après polissage et ablation laser.	86
Figure 3.15 : photographies de l'étendue de la zone affectée par l'irradiation laser lors de l'ablation du ZnSe.....	88
Figure 3.16 : cliché d'analyse au MEB d'une coupe transverse du réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser.....	89
Figure 3.17 : clichés MEB d'une tranchée d'un réseau de diffraction réalisé par ablation laser.	90
Figure 3.18 : analyse au MEB de la topologie de surface d'un réseau de diffraction. a) Vue à 45 degrés des tranchées. b) coupe transversale d'une période du réseau.....	91
Figure 3.19 : efficacité de diffraction en mode TE d'un réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser.....	92

Figure 3.20 : efficacité de diffraction en mode TM d'un réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser	92
Figure 3.21 : illustration de la création d'un réseau double suite à 3 passages ablatifs pour augmenter le facteur de remplissage.....	93
Figure 3.22 : étapes du procédé de gravure par faisceau d'ions.....	95
Figure 3.23 : simulation de l'efficacité de l'ordre 0 et 1 en mode TE et TM d'une réseau de diffraction à crête de 2,2 microns de ZnSe à incidence normale en fonction du facteur de remplissage.....	97
Figure 3.24 : simulation de l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 et 1 en mode TE et TM d'une réseau de ZnSe à crête d'un facteur de remplissage de 50% en fonction de la profondeur du crête.....	98
Figure 3.25 : simulation de l'efficacité de l'ordre 0, 1 et- 1 en mode TE et TM d'une réseau de diffraction en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la normale au réseau	99
Figure 3.26 : profil d'une période du réseau de diffraction fabriquée par gravure ionique.....	100
Figure 3.27 : clichés MEB de la surface du réseau fabriqué par gravure ionique	101
Figure 3.28 : photographie d'un échantillon de ZnSe avant (au bas à droite) et après (gauche) une attaque chimique. Les zones sombres au haut de l'échantillon de droite ont été gravées au laser Nd :YAG.	102
Figure 3.29 : spectre EBS de la surface d'un échantillon de ZnSe avant <i>a)</i> et après <i>b)</i> une attaque chimique dans une solution $H_2O_2 : H_2SO_4 \rightarrow 8 : 1$	103

Figure 3.30 : Efficacité de diffraction mesurée des deux réseaux à créneaux. a) profondeur 2,2 μm b) profondeur 3,8 μm	106
Figure 3.31 : efficacité de diffraction mesurée des ordres 0, +1 et -1 en mode TM en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau.....	106
Figure 3.32 : représentation de l'effet de la diminution de la fenêtre d'échantillonnage avec l'angle d'incidence sur la fente. A) incidence normale, B) incidence à angle....	109
Figure 4.1 : définition des paramètres utilisés dans la modélisation de l'interférence de deux faisceaux gaussiens	112
Figure 4.2 : période de la figure issue de l'interférence de deux faisceaux en fonction de l'angle	114
Figure 4.3 : simulation de l'interférence de deux faisceaux d'amplitudes égales sans désalignement vertical ou horizontal	116
Figure 4.4 : simulation de la convolution d'une fente de 50 μm avec la figure d'interférence de la figure précédente	117
Figure 4.5 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes égales excentrés de 600 μm verticalement.....	118
Figure 4.6 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes égales excentrés de 750 μm verticalement.....	118
Figure 4.7 : simulation de la convolution de l'interférence de deux faisceau d'amplitudes égales excentrés de 600 μm verticalement avec une fente de 50 μm	119
Figure 4.8 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes de rapport 1/2 et excentrés de 600 μm	120

Figure 4.9 : simulation de l'interférence et de la convolution de deux faisceaux gaussiens d'amplitudes de rapport $\frac{1}{2}$ et excentrés de $600 \mu m$ verticalement avec une fente de $50 \mu m$	120
Figure 4.10: résultat expérimental de l'interférence des ordres 0 et +1 d'un réseau de diffraction à créneau de $2,2 \mu m$	121
Figure 4.11 : résultat expérimental de l'interférence des ordres +1 et -1 d'un réseau de diffraction à créneau de $3,8 \mu m$	122
Figure 4.12 : mesure des étranglements verticaux et horizontaux au point focal de la lentille cylindrique utilisée pour l'inscription points à points de LPG.....	123
Figure 4.13 : simulation et résultat expérimental de la réponse spectrale d'un LPG point par point dans SMF-28.....	124
Figure 4.14 : représentation de la figure d'interférence laser incidente sur la fibre optique	127
Figure 4.15 : diffusion de la chaleur dans une fibre optique SMF-28 irradiée par une figure d'interférence en fonction du temps d'exposition	130
Figure 4.16 : distribution de la température dans une période du LPG inscrit point à point à la fin de l'irradiation de $800 msec$	132
Figure 4.17 : simulation de la distribution de la température suite à une irradiation de 5 msec pour différentes puissances laser	133

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

Chapitre 1

a:	rayon du cœur de la fibre [m]
$a(x)$:	fonction de modulation surfacique du réseau de diffraction
α :	absorption [cm^{-1}]
β_μ :	constante de propagation du mode μ
c_p :	chaleur spécifique [$J.Kg^{-1}.K^{-1}$]
d:	période du réseau de diffraction [m]
d_f :	diamètre de la fibre [m]
δ_{uv} :	delta de Kroenecker
E :	champ électrique [V/m]
E_G :	énergie du <i>bandgap</i> d'un semi-conducteur [J]
$erf(x)$:	fonction erreur
ϵ_0 :	permittivité électrique du vide [$C^2 / J.m$]
ϵ_r :	permittivité relative [s.u.]
F :	distribution du champ électrique après diffraction
ϕ_p :	fluence laser au seuil d'ablation [J / cm^2]
h :	constante de Planck [J.s]
h:	profondeur d'un créneau du réseau de diffraction [m]
H :	champ magnétique [A/m]
$H_e(y)$:	fonction de Heaviside

H_s :	conductance thermique surfacique [$K^{-1}m^{-2}$]
η_m :	efficacité de diffraction de l'ordre m
$I(\theta, x, y, z)$:	distribution spatiale d'intensité du champ électrique [W / m^2]
I_{conv} :	intégrale de convolution
J_μ :	fonction de Bessel (J) d'ordre μ
\vec{k} :	vecteur d'onde [m^{-1}]
\mathbf{K} :	vecteur d'onde du réseau de diffraction [m^{-1}]
K_T :	conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^1$]
K_μ :	fonction de Bessel (K) d'ordre μ
κ :	coefficient de couplage intermodal
L_g :	longueur du LPG [m]
$L(\partial x, \partial y)$:	opérateur de l'équation d'onde
λ :	longueur d'onde du rayonnement électromagnétique [m]
λ_{res} :	longueur d'onde pour laquelle l'accord de phase est réalisé [m]
Λ :	période de modulation de l'indice du LPG
μ_0 :	Perméabilité magnétique du vide [H/m]
n :	partie réelle de l'indice de réfraction
n_{eff} :	indice effectif du mode de propagation
$\overline{\Delta n}$:	moyenne de la modulation d'indice sur une période du réseau
Δn :	amplitude de la modulation d'indice
ν :	fréquence du rayonnement électromagnétique [Hz]

ω :	pulsation
P :	polarisation [C / m^2]
ρ :	densité [Kg / m^3]
T :	température [Kelvins]
t :	temps [sec]
θ_i :	angle d'incidence sur le réseau de diffraction [rad]
θ_m :	angle de diffraction de l'ordre m [rad]
$U(\theta, x, y, z)$:	fonction modélisant l'évolution spatiale du faisceau gaussien [V/m]
$w(z)$:	fonction modélisant l'étranglement d'un faisceau gaussien
Z_R :	zone de Rayleigh [m]

LISTE DES PUBLICATIONS

Journaux spécialisés:

1. L. C. Ozcan, V. Treanton, F. Guay, et R. Kashyap, "Highly symmetric optical fiber tapers fabricated with a CO₂ laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 9, pp. 656-8, 2007.
2. L. C. Ozcan, F. Guay, R. Kashyap, et L. Martinu, "Investigation of refractive index modifcatoiin in CW CO₂ laser written planar optical waveguides," *accepted in Optics Communications*, March 2007.
3. Francis Guay, L.C. Ozcan and Raman Kashyap, "Surface relief diffraction gratings fabricated in ZnSe by frequency doubled Nd:YAG laser micromachining", *Optics Communications*, Volume 281, Issue 5, 1 March 2008, Pages 935-939.
4. L.Ç Özcan, Francis Guay, Raman Kashyap and Ludvik Martinu, "Fabrication of buried waveguides in planar silica films using a direct CW laser writing technique" *Invited paper for ISCNS07*. Accepted, J. Non Crystal. Solids, Elsevier Press 2008

Conférences techniques

5. F. Guay, R. Liu, D. Deslandes, R. Kashyap, et K. Wu, "Distributed feedback EBS in a coaxial cable by means of periodical mechanical section modification," in *ANTEM/URSI 2006. 12th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics [ANTEM] and Canadian Radio Sciences Conference [URSI/CNC], Montreal, Que., Canada*.
6. V. Treanton, L. Celebi-Ozcan, F. Guay, R. Kashyap, et L. Martinu, "Engineering of waveguides and other micro-structures in dielectrics," in *Photonics North 2006, Quebec City, QB, Canada*, vol. 6343 I, 2006, pp. 634312.

INTRODUCTION

0.1 Généralités concernant les communications sur fibre optiques : utilité des LPG

Les fibres optiques sont un moyen efficace de transmettre de l'information sous forme de lumière sur de longues distances et ce, sans pertes importantes au niveau de l'intensité du signal. L'augmentation croissante de la demande en ce qui a trait à la capacité de transmission des réseaux déjà installés est un problème majeur. Une approche permettant d'augmenter le débit binaire des lignes de transmission est le recours au paradigme DWDM (dense wavelength division multiplexing). Selon cette approche, une fibre optique peut permettre au flux d'information de plusieurs canaux de s'y propager simultanément, chaque canal étant transmis sur une longueur d'onde différente. Il faut toutefois s'assurer d'être en mesure de séparer, de démultiplexer, les signaux en fin de parcours. D'autre part, même les meilleures fibres optiques n'offrent pas une transmission immune d'atténuation. Bien qu'elle soit très faible, l'absorption de la silice aux longueurs d'ondes de télécommunications devient non négligeable après de longues distances. Afin de solutionner ce dernier problème, on positionne des amplificateurs à l'erbium (EDFA) le long du lien de fibre afin d'amplifier la lumière s'y propageant. Ces dispositifs n'offrent toutefois pas un gain qui soit uniforme pour toutes les longueurs d'ondes susceptibles d'être transmises le long de la fibre. Idéalement, le

gain des amplificateurs devrait être le même pour tous les canaux s'ils véhiculent tous la même puissance.

Les progrès rapides dans le développement des systèmes de communications optiques ont motivé les chercheurs à développer des dispositifs qui pouvaient compenser les limites imposées par la réponse physique du médium qu'est la silice et la distribution spectrale du gain des EDFA. Les réseaux à longs pas (LPG) sont des dispositifs qui offrent une solution aux deux problèmes mentionnés ci-haut. Un des avantages principaux de leur utilisation réside dans le fait que les LPG s'insèrent facilement dans l'architecture des réseaux de fibres puisque ce sont des dispositifs fibrés *i.e.* construits à même une fibre optique. On peut donc effectuer l'épissure des LPGs avec une fibre existante sans aucun problème majeur. Le fonctionnement des LPG se base sur un phénomène de résonance entre les divers modes de propagation d'un guide d'onde. Cette condition résonnante est introduite à travers une modification périodique de l'indice de réfraction le long du guide. Les détails du formalisme mathématique et les techniques de fabrication des structures seront exposés en détails dans le mémoire.

0.2 Applications des LPG

Bien que l'application la plus significative des LPGs soit l'uniformisation du gain des EDFA et des sources amplifiées à émission spontanée (ASE), ces structures remplissent un rôle important dans plusieurs domaines relatifs aux communications optiques et des capteurs sur fibres. La relative inertie chimique de la silice permet

d'effectuer des relevés dans des milieux hostiles aux capteurs métalliques traditionnels. De plus, la réponse spectrale des LPGs est excessivement sensible à l'indice de réfraction du milieu où ils sont plongés ce qui en fait des capteurs de très bonne résolution. Des capteurs d'indice de réfraction, de température, de tension ou de torsion ont ainsi pu être réalisés. La multitude de longueurs d'ondes qui satisfont à la condition de résonance pour une période de modulation donnée permet d'effectuer des mesures simultanées et différentielles de plusieurs paramètres ce qui confère aux LPGs une grande versatilité. Une revue exhaustive du potentiel offert par les LPGs a été réalisée par Yidian Zhu [1] dans laquelle on dresse une liste de plusieurs applications des LPGs ainsi que les références bibliographiques où elles sont expliquées en détails.

0.3 Objectifs de recherche

Les objectifs des recherches qui font l'objet de ce mémoire étaient multiples. Toutefois, l'objectif global était de vérifier la possibilité de fabriquer des LPGs de manière holographique en utilisant l'interférence de deux faisceaux laser à $10,6 \mu\text{m}$. Comme il sera présenté plus en détails dans le mémoire, cette technique nécessite la fabrication d'éléments diffractifs lamellaires générant des ordres cohérents entre eux. La conception d'un modèle de simulation électromagnétique permettant de calculer l'efficacité de diffraction des différents ordres pour un profil et une période de modulation de la surface du réseau de diffraction devenait alors nécessaire et s'est imposée comme objectif secondaire. Le second objectif principal était la fabrication de ces structures diffractives. Pour ce faire, deux techniques ont été considérées : l'ablation

laser et la gravure par faisceaux d'ions. Les réseaux ainsi fabriqués devaient ensuite être caractérisés en rapport avec leurs capacités diffractives. Enfin, la construction d'un interféromètre de type Talbot devait permettre, non seulement de vérifier la qualité de la figure d'interférence produit par la combinaison des ordres générés par le réseau de diffraction mais aussi de conclure l'étude de faisabilité quant à l'inscription de LPGs dans des fibres optiques de manière holographique.

0.4 Structure du mémoire

Ce mémoire est constitué de quatre chapitres. Le chapitre 1 présente une revue des fondements mathématiques reliés aux modes de propagation dans les fibres optiques. On y présente aussi le formalisme de couplage co-directionnel intermodal opéré par une modification périodique de l'indice de réfraction le long de la direction de propagation du signal. Ce principe est à la base du fonctionnement des LPGs. Pour conclure le chapitre, la technique holographique d'inscription des réseaux à longs pas est présentée et est comparée aux techniques actuelles de fabrication.

Au chapitre 2, le lecteur se verra exposé à la théorie nécessaire à la réalisation d'un modèle de simulation du comportement des réseaux de diffractions lamellaires en termes de leur efficacité de diffraction. On y présente la méthode de changement des coordonnées (C-method) utilisée dans la réalisation du programme PARAGRAT, application MATLAB permettant de calculer la distribution d'énergie dans les ordres réfléchis et transmis d'un réseau de diffraction.

Le troisième chapitre relate l'essentiel des travaux concernant la fabrication et la caractérisation des réseaux de diffraction lamellaires. Les résultats relatifs à un réseau de silicium sont présentés et utilisés comme preuve de principe pour le transfert de la technique d'ablation laser au ZnSe. La démonstration des capacités diffractives du réseau de ZnSe suivent et ces résultats sont utilisés pour exposer les limites de la technique d'ablation laser. Le troisième chapitre contient aussi l'essentiel des résultats des expériences de gravure du ZnSe par faisceau d'ions. La morphologie des zones gravées ainsi que la comparaison des performances des structures fabriquées avec les résultats de simulations sont discutées et commentées. Le chapitre se conclut par la présentation des résultats de l'effet d'une gravure chimique sur le ZnSe et ses potentielles implications sur la stoechiométrie de la réaction.

Enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, les notions reliées à l'interférence de faisceaux gaussiens et le transfert de la figure holographique sur la fibre optique sont présentées. Un modèle de diffusion thermique accompagné des résultats de simulations vient permettre de comprendre et d'expliquer les résultats des expériences d'écriture holographique.

0.5 Travaux connexes

Ce mémoire relate en détails le cheminement visant l'inscription de LPGs de manière holographique. Toutefois, en parallèle avec ces activités, des expériences où la nature résonnante des modes d'un guide d'onde avec une perturbation périodique du profil d'indice est mise à contribution et où l'utilisation d'éléments diffractifs lamellaires s'est avérée très utile ont été tentées. Plus précisément, l'inscription d'un réseau

résonnant de type *DFB* (*Distributed feedback*) dans un câble coaxial par modulation mécanique de la section transverse ainsi que la réalisation de fibres effilées par laser à l'aide d'un élément diffractif assurant une plus grande symétrie au profil d'étirage ont été effectuées. Bien que les résultats de ces travaux ne soient pas inclus dans ce mémoire, le lecteur pourra en trouver le compte-rendu dans les articles de revues et de conférences dont une liste est dressée dans les dernières pages du mémoire.

CHAPITRE 1

MODÉLISATION ET FABRICATION

DES RÉSEAUX À LONGS PAS

1.1 Introduction

Ce chapitre présente les notions de bases de la théorie des réseaux à longs pas inscrits dans les fibres optiques. On y rappelle les résultats fondamentaux du traitement théorique de la description des modes de propagation du champ électrique dans les fibres optiques pour ensuite montrer comment une modification périodique de l'indice de réfraction le long du guide d'onde peut engendrer un couplage co-directionnel entre les différents modes ce qui se traduira par l'apparition d'une atténuation de la transmission pour une plage de longueur d'onde bien définie. Plus précisément, nous expliciterons la relation qui existe entre la période de modulation de l'indice le long du guide d'onde et la longueur d'onde de résonance du réseau. Une revue des techniques d'écriture existantes ainsi que la présentation de la technique holographique proposée concluront le chapitre.

1.2 Équation aux valeurs propres et modes de propagation [2]

Les modes de propagation du champ électrique d'une fibre optique à faible contraste d'indice entre les couches diélectriques s'obtiennent des équations de Maxwell par l'entremise de l'équation d'onde scalaire.

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r(r, \phi) \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

La géométrie particulière du guide et le fait que le profil de permittivité électrique de la fibre soit invariant selon l'axe de propagation permettent d'écrire le champ électrique comme une combinaison de l modes transverses guidés d'amplitudes $A_\mu(z)$, d'un continuum de modes de radiation d'amplitudes $A_\rho(z)$ et de constantes de propagation respectives β_μ et β_ρ . Le champ électrique se propageant dans la fibre peut donc être décrit par l'expression suivante:

$$E_{total} = \sum_{\mu=1}^l [A_\mu(z)\xi_{ut} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc] + \sum_{\rho=0}^{\rho=\infty} A_\rho(z)\xi_{pt} e^{i(\omega t - \beta_\rho z)} d\rho + c.c. \quad (1.2)$$

où ξ_{ut} et ξ_{pt} représentent les distributions transverses des champs électriques et la sommation sur le continuum de radiation appelle à considérer tous les types de modes de radiation (TE , TM et les hybrides HE et EH). Enfin cc représente le complexe conjugué. Il n'y a qu'un groupe discret de modes qui se propageront sur de longues distances, les modes de radiation possédant généralement des pertes très élevées. Les modes de propagation permis par la fibre sont orthogonaux entre eux et répondent à la relation (1.3) obtenue à partir du théorème de réciprocité [3].

$$\frac{1}{2} \left[\frac{\beta_\mu \mu}{\omega \mu_0} \right] \int_{A_\infty} \xi_{\mu\star} \cdot \xi_{\nu}^* dA = \delta_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où A_∞ est un plan infini contenant une section transverse de la fibre, $\delta_{\mu\nu}$ est le delta de Kronecker, et la notation étoilée fait référence au complexe conjugué.

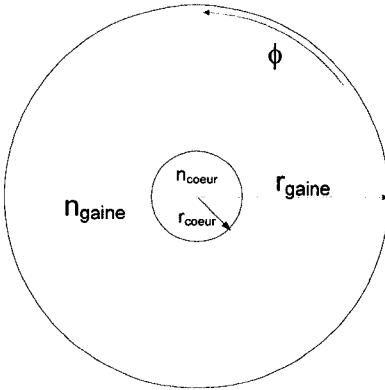


Figure 1.1 : Section transverse d'une fibre optique et définition des paramètres

En réécrivant l'équation d'onde (1.1) en coordonnées cylindriques, on peut montrer que la distribution transverse du champ électrique doit s'écrire sous la forme séparable suivante, étant donné l'invariance pour une rotation de 2π .

$$\xi_{x\mu}(r, \phi) = F(r) \begin{cases} \cos \mu\phi \\ \sin \mu\phi \end{cases} \quad (1.4)$$

où μ est un entier. La solution en *cosinus* réfère aux modes pairs tandis que celle en *sinus* réfère aux modes impairs.

La forme radiale du champ électrique du $\mu^{ième}$ mode azimutal, polarisé selon un axe arbitraire x répond à l'équation de Bessel :

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + \left(k^2 n(r)^2 - \frac{\mu^2}{r^2} \right) F(r) = 0 \quad (1.5)$$

La distribution transverse du champ électrique s'écrit alors maintenant comme :

$$\xi_{x\mu}(r, \phi) = C_\mu J_\mu(u \frac{r}{a}) \cos(\mu\phi) \quad (1.6)$$

dans le cœur et prend plutôt la forme suivante dans la gaine.

$$\xi_{x\mu}(r, \phi) = C_\mu \frac{J_\mu(u)}{K_\mu(w)} K_\mu(w \frac{r}{a}) \cos(\mu\phi) \quad (1.7)$$

Ici, μ est un entier utilisé pour identifier le mode, J_μ et K_μ sont les fonctions de Bessel J et K d'ordre μ , a est le rayon du cœur de la fibre, et C_μ est une constante de normalisation qui prend la forme :

$$C_\mu = \frac{2w}{av} \sqrt{\frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{n_{eff} \pi |J_{\mu-1}(u) J_{\mu+1}(u)|}} \quad (1.8)$$

Il faut maintenant déterminer les paramètres u et w . On définit les paramètres normalisés v, w et u par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} v &= \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} \\ u &= \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{eff}^2} \\ w &= v^2 - u^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec λ , la longueur d'onde d'opération du guide et n_{eff} , l'indice effectif du mode borné par :

$$n_{gaine} < n_{eff} < n_{coeur} \quad (1.10)$$

En considérant la continuité du champ et de sa dérivée à l'interface cœur/gaine, nous obtenons une équation aux valeurs propres transcendante.

$$u \frac{J_{\mu\pm 1}(u)}{J_\mu(u)} = \pm w \frac{K_{\mu\pm 1}(w)}{K_\mu(w)} \quad (1.11)$$

L'équation (1.9) génère des racines multiples et discrètes. La nomenclature des modes s'effectue en considérant l'ordre μ de la fonction de Bessel considérée et le numéro de la

racine $(1,2,3,\dots,m)$ de l'équation (1.9). On utilisera la notation $LP_{\mu m}$. Selon le théorème de réciprocité dont on obtient l'équation (1.3), on note que les modes $LP_{\mu m}$ sont orthogonaux entre eux s'ils n'ont pas le même μ . En termes mathématiques, ceci signifie que leur intégrale de recouvrement sera nulle sur une section transverse de la fibre.

De l'équation (1.9), on peut aussi tirer la valeur de n_{eff} pour le mode considéré à travers le paramètre u . Les constantes de propagations des modes se calculent alors facilement puisque

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \quad (1.12)$$

1.3 Théorie des modes co-directionnels couplés

L'introduction d'une modification périodique de l'indice de réfraction le long du guide d'onde modifie l'équation d'onde à laquelle le champ doit répondre. Erdogan [4,5] a posé les bases du formalisme perturbatif permettant de comprendre et d'expliquer le couplage entre les différents modes et ainsi modéliser la réponse spectrale des LPG en rapport avec la période et l'intensité de la modulation d'indice. En supposant que les modes du guide non perturbé restent inchangés, on inclut la perturbation d'indice dans l'équation d'onde à travers l'expression d'un terme de polarisation de perturbation $P_{réseau,\mu}$.

$$\nabla^2 E_{\mu t} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E_{\mu t}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{réseau,\mu}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

où :

$$P_{réseau,\mu} = 2n\epsilon_0 \left[\overline{\Delta n} + \frac{\Delta n}{2} (e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \phi(z)]} + cc) \right] E_\mu \quad (1.14)$$

Avec :

$\overline{\Delta n}$: la moyenne de la modification d'indice de réfraction sur une période du réseau.

Λ : la période de la modification de l'indice le long du guide d'onde.

n : l'indice de réfraction non perturbé.

Δn : l'amplitude de la variation d'indice autour de l'indice moyen.

$\phi(z)$: une terme de phase arbitraire variant spatialement.

N : un nombre entier

En réintroduisant l'expression du champ total non-perturbé (1.2) dans l'équation d'onde perturbée (1.13) on obtient :

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \left[\frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^l [A_\mu(z) \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc] + \sum_{\rho=0}^{\rho=\infty} A_\rho(z) \xi_{\rho t} e^{i(\omega t - \beta_\rho z)} d\rho + c.c. \right] - \\ & \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\sum_{\mu=1}^l [A_\mu(z) \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc] + \sum_{\rho=0}^{\rho=\infty} A_\rho(z) \xi_{\rho t} e^{i(\omega t - \beta_\rho z)} d\rho + c.c. \right] = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{réseau,\mu} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Il est ensuite possible d'appliquer quelques simplifications à cette expression. La première consiste à négliger le couplage avec les modes de radiation. La seconde approximation consiste à appliquer la condition de l'enveloppe variant lentement impliquant que l'amplitude du champ varie faiblement sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. Elle se traduit mathématiquement par :

$$\frac{\partial^2 A_\mu}{\partial z^2} \ll \beta_\mu \frac{\partial A_\mu}{\partial z} \quad (1.16)$$

Ces conditions permettent d'écrire :

$$\nabla^2 E_{total} = \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^l [-2i\beta_\mu \frac{\partial A_\mu(z)}{\partial z} \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} - \beta_\mu^2 A_\mu(z) \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc] \quad (1.17)$$

En appliquant directement la dérivée temporelle sur le deuxième terme de gauche de (1.15) et en notant que $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r = \beta_\mu^2$, l'équation d'onde perturbée est réécrite plus simplement :

$$\sum_{\mu=1}^{\mu=l} \left[-i\beta_\mu \frac{\partial A_\mu(z)}{\partial z} \xi_{\mu t} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc \right] = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{réseau,\mu} \quad (1.18)$$

En multipliant de chaque côté de (1.18) par $\xi_{\mu t}^*$, en intégrant sur la section transverse du guide d'onde et en appliquant la relation d'orthogonalité entre les modes développée en (1.3), nous obtenons :

$$\sum_{\mu=1}^{\mu=l} \left[-2i\omega\mu_0 \frac{\partial A_\mu(z)}{\partial z} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} + cc \right] = \int_{A_\infty} \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{réseau,\mu} \xi_{\mu t}^* dA \quad (1.19)$$

La dernière équation lie l'amplitude des modes guidés à un terme source faisant intervenir la perturbation d'indice. Dans le cas des réseaux à longs pas (LPG) ces modes peuvent être de cœur ou de gaine, la fibre étant maintenant traitée dans le modèle à 3 couches (cœur/gaine/air). Afin de faciliter le développement et sans perdre de généralité, considérons le couplage de 2 modes μ et ν d'amplitudes A_μ et B_ν et de constantes de propagation β_μ et β_ν .

En introduisant le terme perturbatif de polarisation (1.14) dans l'équation (1.19), on obtient les équations décrivant l'évolution de l'amplitude de chacun des modes. Par exemple pour le mode μ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_\mu}{\partial z} e^{i(\omega t + \beta_\mu z)} + cc &= i n \omega \epsilon_0 A_\mu \int_{A_\infty} \overline{\Delta n} \xi_{\mu t} \xi_{\mu t}^* e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} dA \\ &+ i n \omega \epsilon_0 B_\nu \int_{A_\infty} \frac{\Delta n}{2} e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \phi(z)]} \xi_{\nu t} \xi_{\nu t}^* e^{i(\omega t - \beta_\nu z)} dA + cc \end{aligned} \quad (1.20)$$

En divisant de chaque côté par $e^{i(\omega t + \beta_\mu z)}$, cette expression se simplifie et on obtient :

$$\frac{\partial A_\mu}{\partial z} = i \kappa_{dc,\mu} A_\mu + i \kappa_{ac,\nu\mu} B_\nu e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (1.21)$$

où

$$\kappa_{dc,\mu} = n \omega \epsilon_0 \int_{A_\infty} \overline{\Delta n} \xi_{\mu t} \xi_{\mu t}^* dA$$

$$\kappa_{ac,\nu\mu} = n \omega \epsilon_0 \int_{A_\infty} \frac{\Delta n}{2} \xi_{\nu t} \xi_{\nu t}^* dA$$

sont les coefficients de couplages *dc* et *ac*. On remarque que selon la condition d'orthogonalité (1.3), $\kappa_{ac,\nu\mu}$ devrait être nul pour des modes qui possèdent des μ différents. Toutefois, la présence d'une modulation non-uniforme de l'indice de réfraction selon une section transversale du guide permet à cette intégrale de recouvrement pondérée de ne pas être nulle. Pour des modes de même μ , le coefficient de couplage *ac* ne sera pas nul même si la modulation d'indice est uniforme le long d'une section transverse du guide.

Le terme

$$\Delta\beta = \beta_\nu - \beta_\mu - \frac{2\pi N}{\Lambda} \quad (1.22)$$

décrit quant à lui la condition d'accord de phase. Le transfert maximal de puissance d'un mode à l'autre à lieu lorsque $\Delta\beta = 0$, comme on le verra.

Alternativement, on obtient une équation similaire pour l'évolution de l'amplitude du mode v .

$$\frac{\partial B_v}{\partial z} = i\kappa_{dc,v} B_v + i\kappa_{ac,\mu v} A_\mu e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (1.23)$$

Maintenant, en opérant le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned} A_\mu &= R.e^{-i([\kappa_{dc,v} + \kappa_{dc,\mu}]/2)z} * e^{i/2(\Delta\beta z - \phi(z))} \\ B_v &= S.e^{-i([\kappa_{dc,v} + \kappa_{dc,\mu}]/2)z} * e^{-i/2(\Delta\beta z - \phi(z))} \end{aligned} \quad (1.24)$$

On obtient des expressions simples de l'évolution des quantités R et S le long de la zone d'indice perturbée. La figure 1.2 définit le référentiel utilisé pour ces calculs dans le cas où toute la puissance optique incidente au réseau est contenue dans le mode μ .

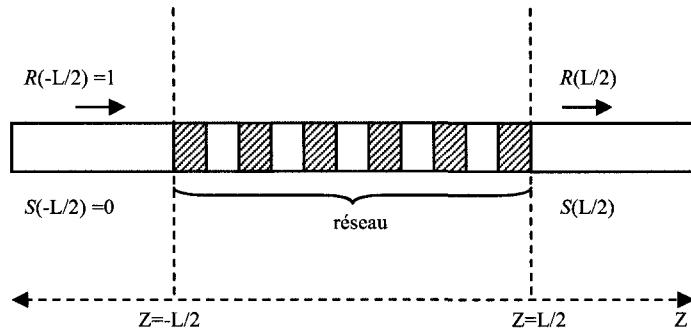


Figure 1.2 : référentiel spatial utilisé dans le calcul de l'amplitude des modes à la sortie du LPG

À la sortie du réseau, l'amplitude des quantités R et S est donnée par :

$$\begin{aligned}\frac{|R(L/2)|^2}{|R(-L/2)|^2} &= \frac{\delta^2}{\alpha^2} \sin^2(\alpha L) + \cos^2(\alpha L) \\ \frac{|S(L/2)|^2}{|R(-L/2)|^2} &= \frac{\kappa_{ac}^2}{\alpha^2} \sin^2(\alpha L)\end{aligned}\quad (1.25)$$

Où

$$\begin{aligned}\alpha &= \sqrt{|\kappa_{ac}|^2 + \delta^2} \\ \delta &= \frac{1}{2} \left[\kappa_{dc,v} - \kappa_{dc,\mu} + \Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right]\end{aligned}\quad (1.26)$$

Il est important de noter que l'échange de puissance entre les modes est périodique le long du réseau. Plus précisément, toute la puissance sera recouplée dans le mode d'entrée lorsque $\alpha L = m\pi$, où m est entier. La longueur du réseau doit donc être bien choisie pour maximiser le couplage dans le deuxième mode. L'isolation spectrale des LPG réside dans le choix judicieux de cette longueur, et donc du nombre de période.

1.4 Fonctionnement des réseaux à longs pas

Le couplage co-directionnel permet de transférer périodiquement la puissance optique d'un mode à un autre par l'entremise d'une modification périodique de la polarisation du milieu induite par une modification locale de l'indice de réfraction. Il est possible d'opérer un filtrage des longueurs d'onde se propageant dans le guide si on insère un réseau entre deux guides monomodes qui ne permettent qu'au mode d'entrée de se propager.

Vers $1,5 \mu\text{m}$, une fibre SMF-28 de Corning est, lorsque sa gaine de polymère est retirée, multimodale. Des modes de gaine, confinés par la frontière d'air, y sont guidés.

Toutefois, un seul mode de cœur s'y propage lorsque le revêtement protecteur de polymère est présent. La puissance optique contenue dans les modes de gaine sera perdue par radiation lorsque le champ pénétrera dans le guide monomode. La proportion de puissance couplée dans le mode de gaine de la fibre dénudée de son revêtement est fonction de la longueur d'onde par l'entremise du facteur $\Delta\beta$ de l'équation (1.26). Il est donc possible d'opérer un filtrage en longueur d'onde du signal incident. Les facteurs principaux déterminant l'allure de la transmission sont la longueur du réseau, l'amplitude de modulation du changement d'indice, la valeur du recouvrement des modes considérés (à travers le paramètre κ_{ac}) ainsi que la période Λ du réseau à travers le paramètre d'accord de phase. La longueur d'onde à laquelle aura lieu la condition de résonance ($\Delta\beta = 0$) sera bien évidemment celle où l'on observera l'atténuation la plus forte *c.f.* équation (1.25).

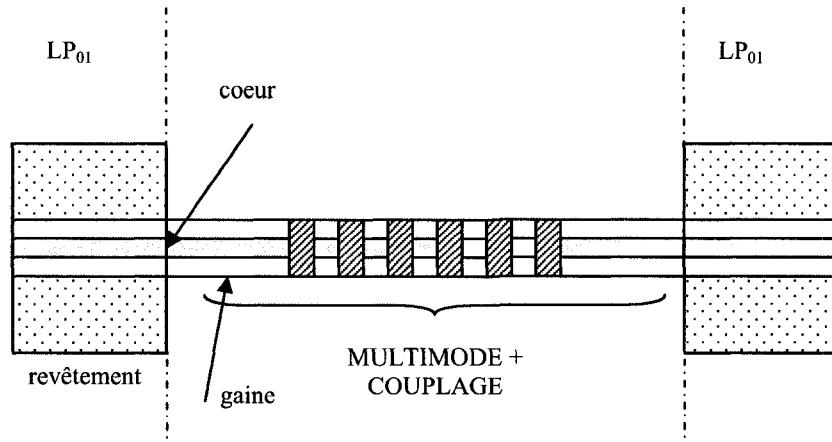


Figure 1.3 : schéma physique d'opération d'un LPG

Les fibres monomodes standards opèrent aux longueurs d'ondes des télécommunications, soit autour de $\sim 1.5 \mu m$. La fibre SMF-28 de Corning, dont les spécifications sont données au tableau 1.1, est l'exemple type d'une fibre utilisée par l'industrie des communications sur fibre.

Tableau 1.1 : propriétés de la fibre SMF-28 de Corning

Rayon cœur	Rayon gaine	Indice cœur	Indice gaine
4,1 μm	62,5 μm	1,4496	1,4444

Pour que le couplage ait lieu vers $1,5 \mu m$, on utilise généralement des périodes de modulation d'indice qui varient entre 100 et $700 \mu m$. La figure 1.5 présente la valeur de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour le mode fondamental et les divers modes de gaines de cette fibre alors que la figure 1.6 montre la période du réseau à laquelle la condition d'accord de phase est remplie pour qu'il y ait couplage entre le mode fondamental LP_{01} et divers modes de même symétrie azimutale (LP_{0n}). Comme nous le verrons plus tard, l'irradiation de la fibre au laser CO₂ durant un laps de temps assez long est plus susceptible de générer une modification uniforme d'indice à travers une section transverse. C'est pourquoi nous avons uniquement calculé l'accord de phase pour des modes de même μ . À la longueur d'onde de résonance, le paramètre $\alpha = \kappa_{ac}$ pour un réseau uniforme. Afin de minimiser la longueur du LPG, nous devrons choisir deux modes dont l'intégrale de recouvrement est maximisée. Comme la figure 1.4 le montre, le couplage maximal normalisé par la modification d'indice s'obtient

pour le mode $LP_{0,2l}$. Il est donc pertinent de tenter de stimuler le couplage vers ce mode afin de maximiser les probabilités d'en percevoir rapidement (*i.e.* dans un réseau court) l'effet lors d'une mesure spectrale. À $1,5 \mu m$, le couplage vers ce mode s'effectue lorsque la période du réseau est d'environ $160 \mu m$, comme indiqué à la figure 1.6.

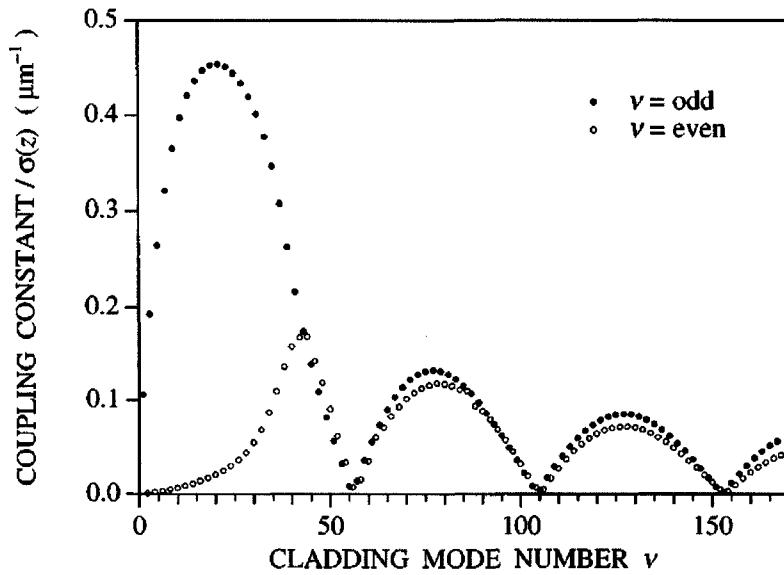


Figure 1.4 : coefficient de couplage normalisé par l'enveloppe de la fonction de modulation d'indice $\sigma(z)$ lors du couplage du mode LP_{01} vers les modes $LP_{0\nu}$ d'une SMF-28 [4].

La fonction $\sigma(z)$ définit l'enveloppe extérieure du profil de modulation périodique d'indice de réfraction le long de la direction de propagation du champ dans le guide d'onde. Dans le cas de l'écriture holographique, les faisceaux étant gaussiens, l'enveloppe le sera aussi. La largeur à mi-hauteur de l'isolation est, elle aussi, influencée par la longueur du réseau et l'intensité du couplage entre les modes. La largeur totale à mi-hauteur d'une bande de résonance peut être approximée par [2] :

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_{res}^2}{\Delta n_{eff} L_g} \sqrt{\frac{4\kappa_{ac}}{\pi} L_g} \quad (1.27)$$

où Δn_{eff} est la différence d'indice effectifs entre les modes et λ_{res} est la longueur d'onde où a lieu la résonance ($\Delta\beta = 0$).

La figure 1.7 montre le résultat de simulations de réponses spectrales de réseaux de longueurs variables. Seule la longueur a été modifiée durant la simulation. Le changement d'indice $\Delta n = 7 \times 10^{-4}$ alors que la période de modulation est de $532 \mu\text{m}$ pour assurer un couplage vers du mode LP_{01} vers le mode LP_{05} de la SMF-28 autour de la longueur d'onde de résonance fixée à $1,6 \mu\text{m}$.

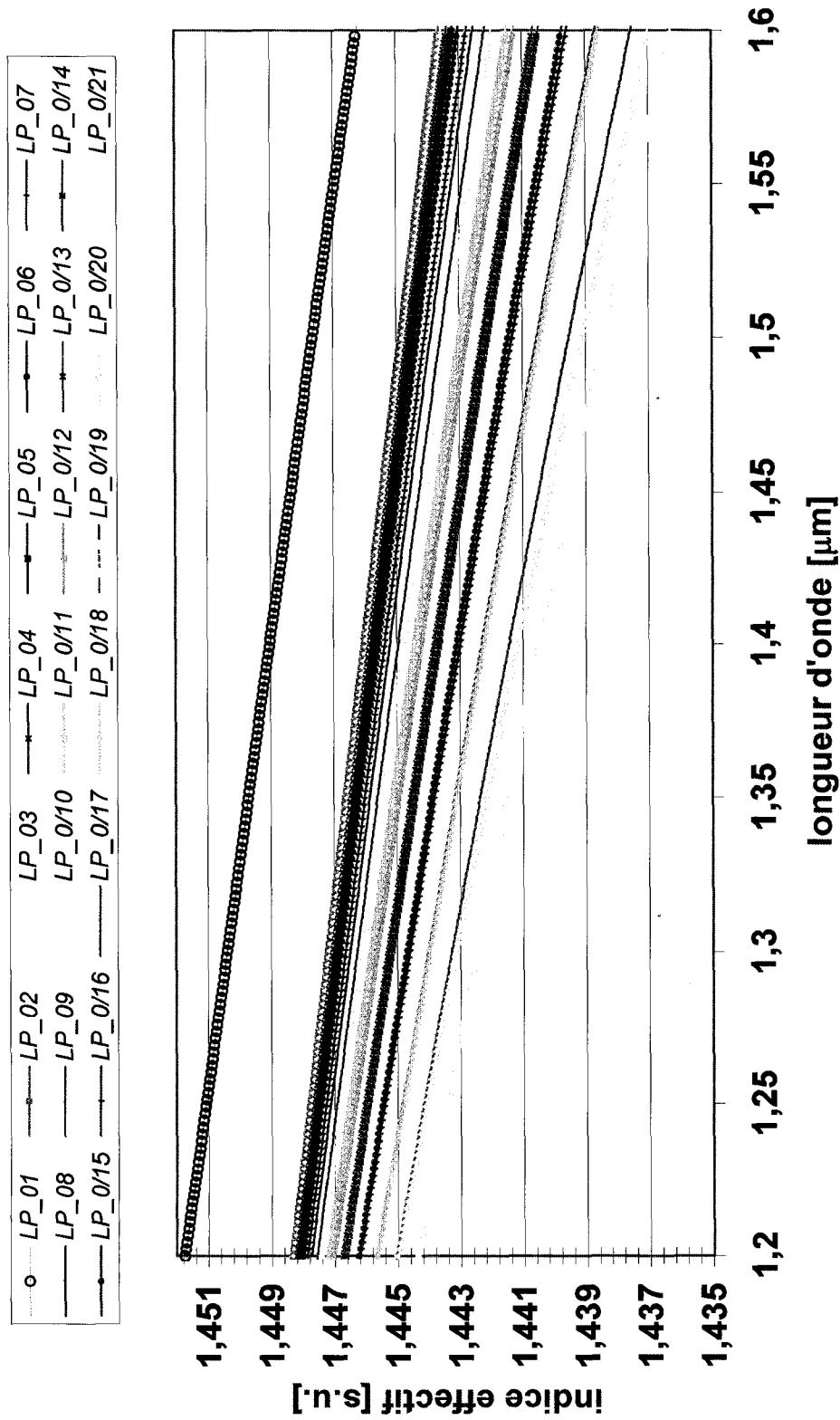


Figure 1.5 : indices effectifs du mode de cœur (LP_{01}) et des premiers modes de gaines à symétrie circulaire d'une SMF-28

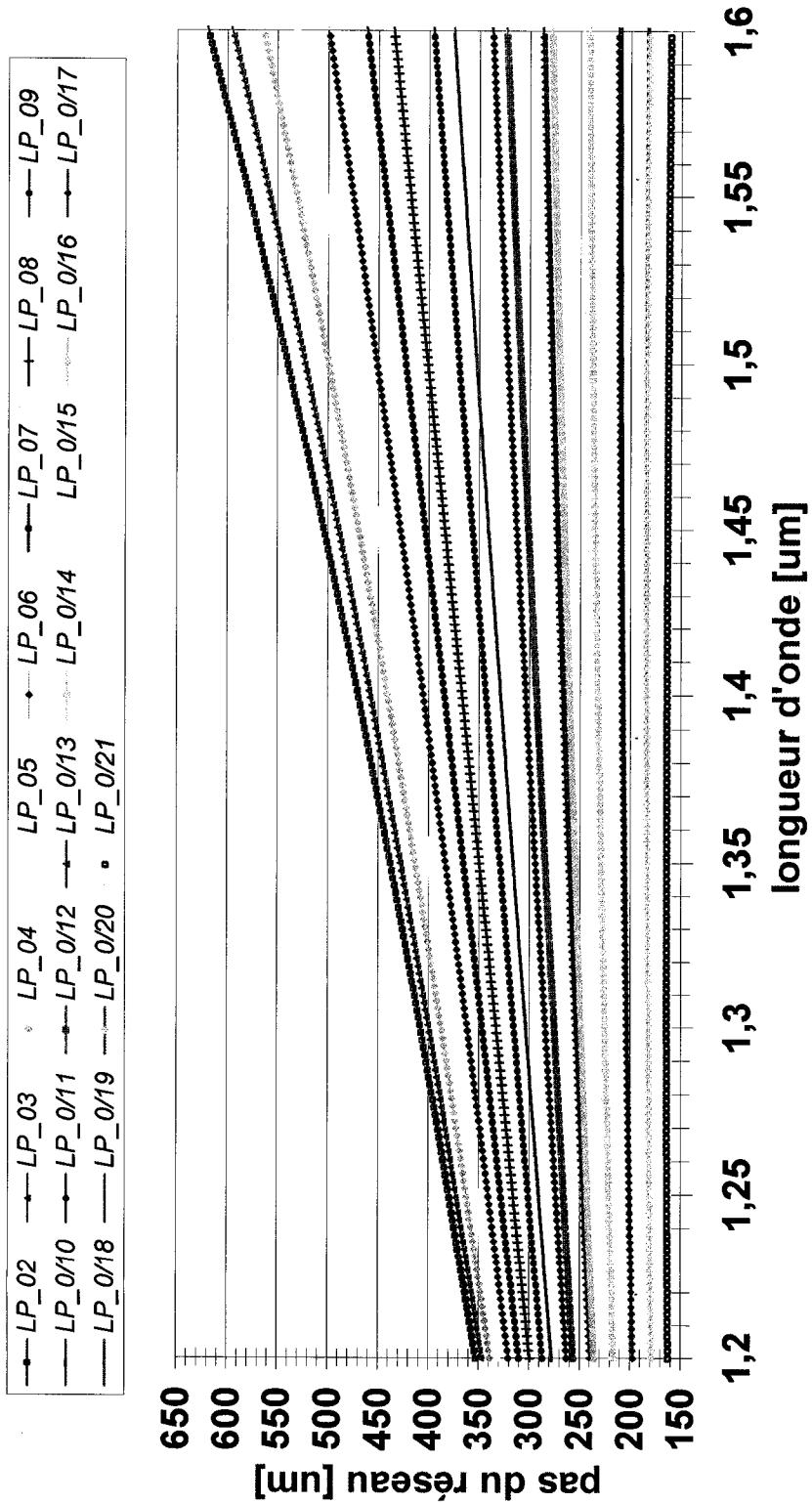


Figure 1.6 : pas du LPG en fonction de la longueur d'onde pour obtention de la condition d'accord de phase ($\Delta\beta = 0$)

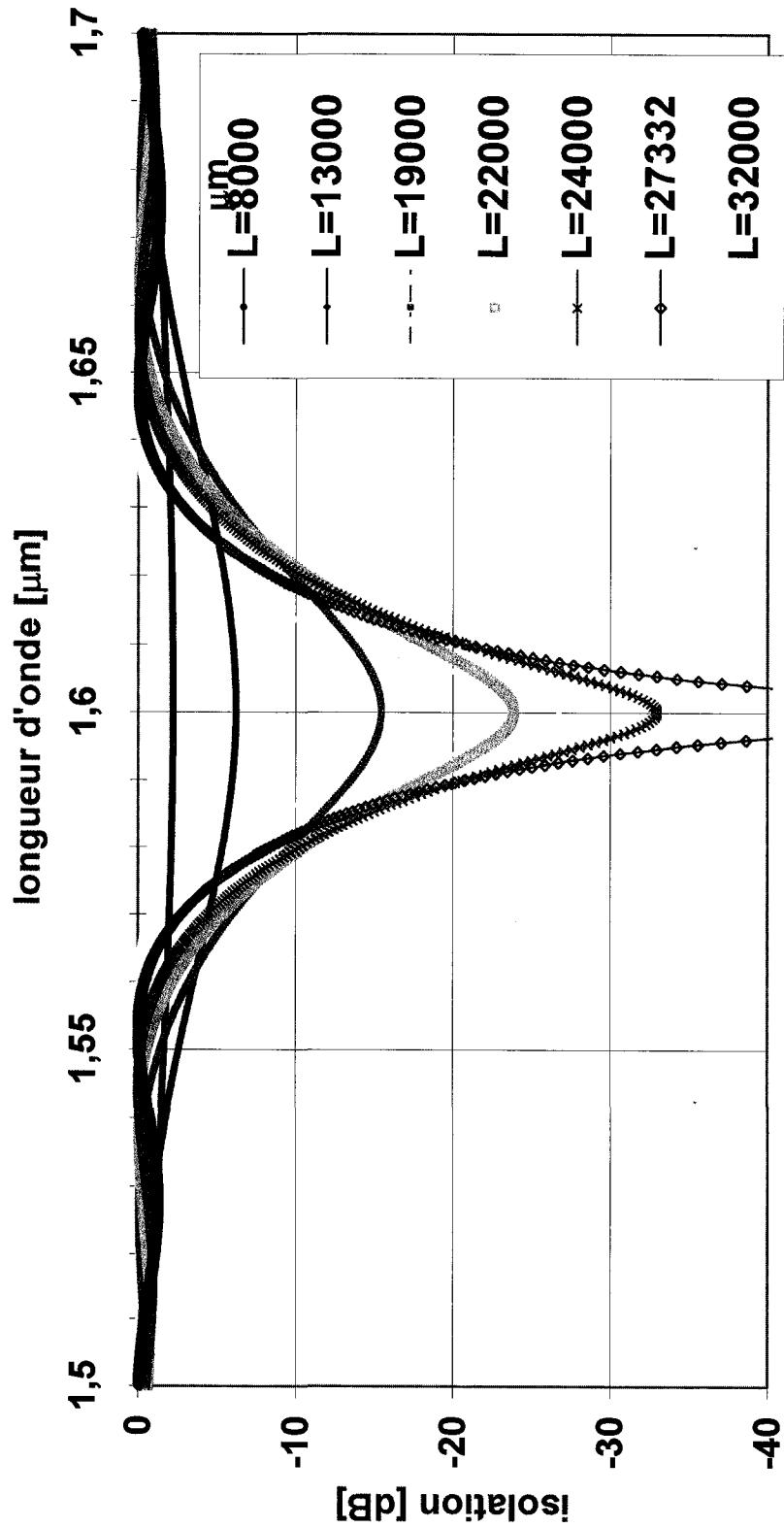


Figure 1.7: Simulation de l'effet de la modification de la longueur d'un LPG inscrit dans SMF_28 sur la réponse spectrale.

La période est de 532 μm et $\Delta n = 7E-4$

Sur la dernière figure, on remarque que l'isolation peut pratiquement totalement disparaître si la longueur du réseau est mal choisie. Toutefois, on note aussi qu'un réseau plus long permettra un filtrage plus fin puisque, comme on le note sur la figure 1.7, bien que l'isolation du réseau de $L=32000 \mu m$ soit plus faible que celle d'un réseau de longueur optimale de $27332 \mu m$ (où $\alpha L = \pi / 2$), la largeur du pic d'isolation est moins importante comme prévue par l'équation (1.27). Une manière intéressante d'utiliser le caractère périodique de la réponse des réseaux afin de générer un filtrage fin mais où l'isolation est importante est donc de fabriquer un réseau dont la longueur est un multiple impair de celle où le couplage est maximal *i.e.* $\alpha L = (2m+1)\pi / 2$

1.5 Méthodes actuelles de fabrication des LPG

La fabrication des LPG requiert la modification locale de l'indice de réfraction du guide d'onde. Cette tâche peut être effectuée de différentes manières. La découverte par Hill *et al.* [6] de la photosensibilité des fibres optiques dans l'ultraviolet a ouvert la voie à plusieurs expériences où des réseaux de Bragg [2] furent inscrits dans le cœur des fibres optiques à l'aide de laser UV. Les réseaux dits de Bragg, permettent de coupler deux modes contra-directionnels et sont essentiellement traités mathématiquement de la même manière que les LPG. Les mécanismes physiques permettant la modification de l'indice de réfraction du cœur de la fibre résident dans l'interaction du germanium présent dans le cœur avec la radiation UV [2]. Plusieurs techniques de fabrication des LPG ont été rapportées au fil des ans. Les premiers réseaux dont on a relaté la réalisation furent le fruit de travail de Vengsarkar *et al.* [7]. Ils ont appliqué la technique du masque

d'amplitude. Des fibres de germano-silicates hydrogénés étaient exposées à l'irradiation d'un laser KrF ($0,248 \mu m$) à travers un masque d'amplitude de chrome sur silice de période fixe. Le temps de fabrication du LPG variait entre 5 et 10 minutes. La faiblesse de cette technique réside dans l'impossibilité de modifier la période du réseau sans utiliser un autre masque, ce qui est dispendieux. Zhang *et al.* ont ensuite proposé une technique point par point [8]. Leur technique permet d'inscrire un patron de période arbitraire et variable, car le rayon UV est déplacé le long du guide par une table de translation en combinaison avec un programme d'ouverture automatique d'un obturateur. Toutes ces techniques nécessitent l'utilisation de fibres hydrogénées qui sont plus dispendieuses que les fibres standard de télécommunications.

Les LPG devant être des dispositifs faciles à fabriquer et bon marché, plusieurs efforts ont été faits pour faciliter leur production. Davis [9] et Perron [10] ont montré qu'il était possible d'utiliser un laser CO₂ pour créer un LPG. Leur technique implémente l'approche point par point. Les avantages notoires de son utilisation sont la possibilité d'inscrire les réseaux dans des fibres non-hydrogénées et l'utilisation d'un laser très abordable. Toutefois, puisque le rayonnement du laser CO₂ est invisible, l'alignement devient une contrainte technique relativement importante. Le mécanisme responsable de la modification d'indice après avoir chauffé localement le guide d'onde est le relâchement des contraintes mécaniques. Plusieurs publications [11-17] font état d'une modification des contraintes mécaniques du cœur inhérentes à la fabrication des fibres suite au chauffage local de celle-ci par irradiation au laser CO₂.

1.6 Technique proposée

La méthode d'écriture de LPG qui sera tentée combine la simplicité offerte par l'utilisation du laser CO₂ et la flexibilité de la méthode holographique développée par Metz *et al.* [18] dans la réalisation de réseaux à pas courts.

Il est proposé d'utiliser la figure d'interférence produit lors de la combinaison de deux faisceaux CO₂ et d'en faire l'image sur la fibre à travers l'utilisation d'un interféromètre de type Talbot. L'angle selon lequel les faisceaux interfèrent définit alors la période du LPG. Le montage proposé est exposé sur les figures 1.8 et 1.9. Le faisceau CO₂ traverse un élément diffractif qui permet de générer deux ordres de diffraction cohérents qu'on recombine ensuite à l'aide miroirs. La fibre est positionnée à l'endroit exact où l'interférence a lieu. Pour ce faire on fixe la fibre sur des pinces. Il faut toutefois ajuster la position d'une lentille cylindrique qui est utilisée pour concentrer l'énergie selon une direction perpendiculaire à la fibre.

On contrôle le temps d'irradiation à l'aide d'un obturateur électronique et la puissance optique à l'aide d'un atténuateur constitué d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Durant l'écriture, on suit l'évolution de la performance du réseau à l'aide d'un OSA et d'une source large bande.

Tableau 1.2 : identification des pièces du montage expérimental proposé

NO. de la pièce	Description	NO. de la pièce	Description
1	Laser CO ₂	10	Lentille cylindrique de ZnSe
2	Miroir	11	Masque de phase : Élément diffractif en transmission
3	Laser He-Ne	12	Pince à fibre sur platine mécanique 6 axes
4	Lame combinatoire	13	Fibre SMF-28
5	Puit à faisceau	14	Analyseur de spectre
6	Obturateur électronique	15	Source large bande
7	Lame demi-onde de ZnSe	16	Ordinateur
8	Polariseur		
9	Table de translation motorisée Newport esp-6000		

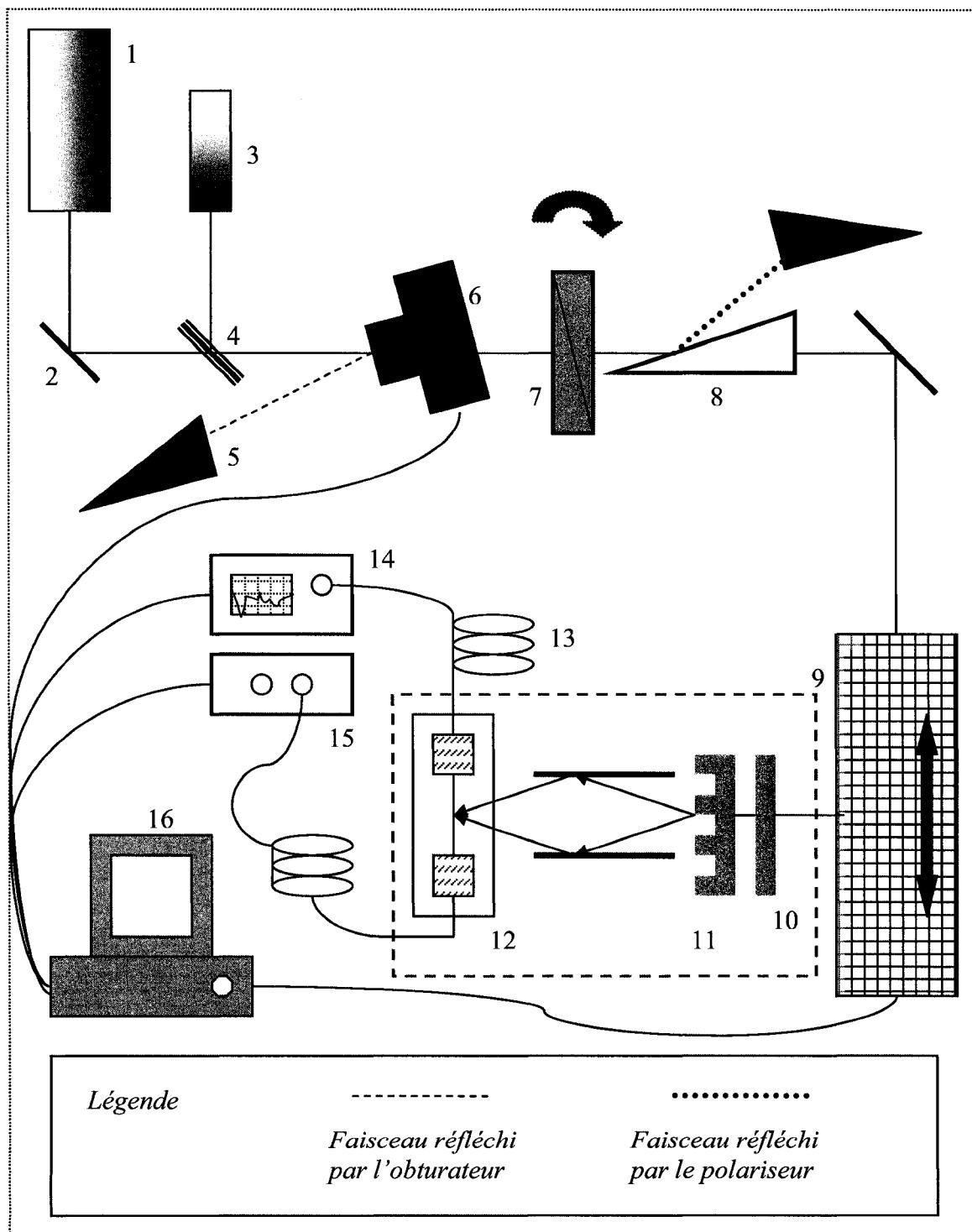


Figure 1.8 : schéma expérimental de la méthode holographique d'écriture des réseaux à longs pas

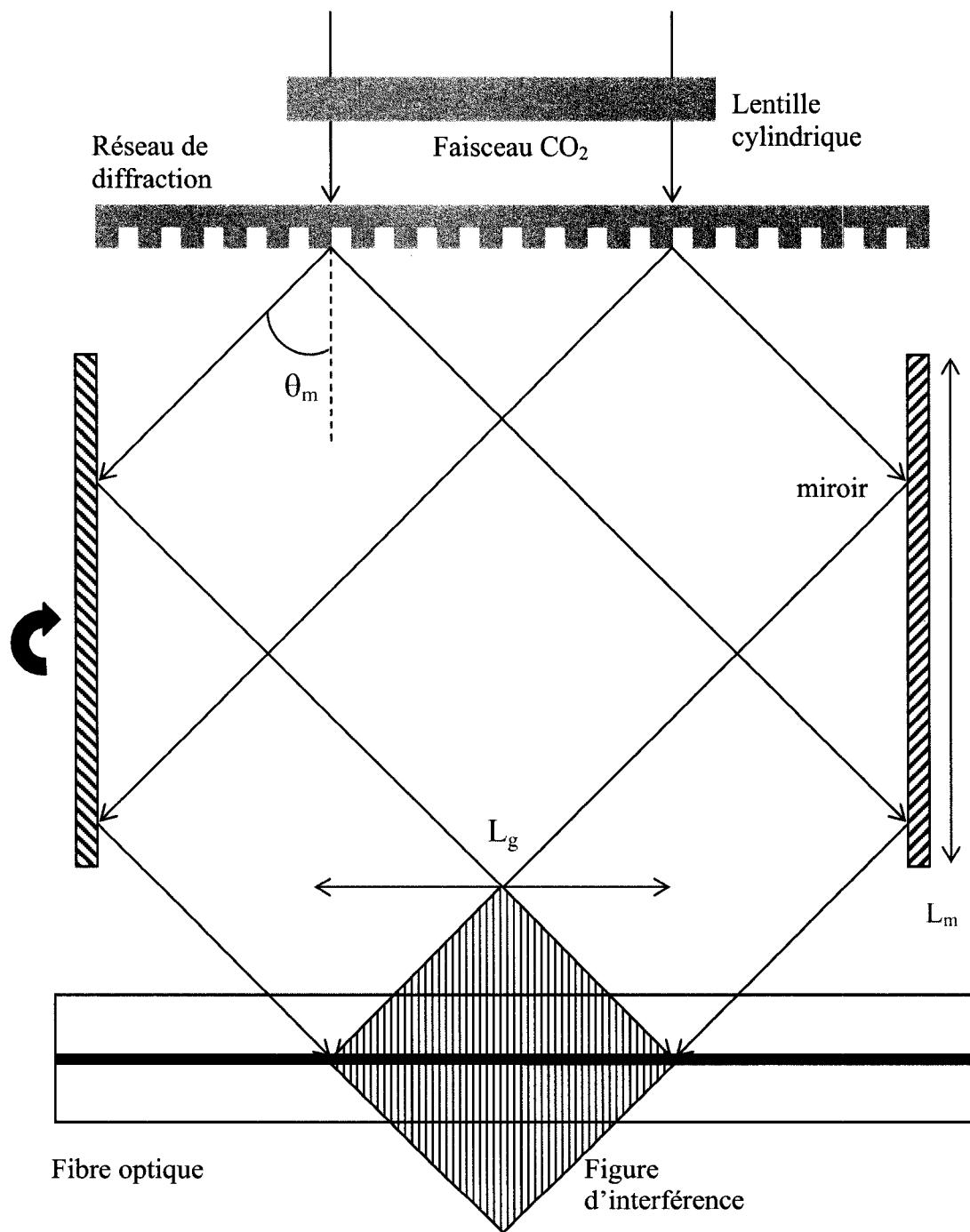


Figure 1.9 : agrandissement de l'encadré de la figure 1.8

La longueur des miroirs de la figure 1.9 est le facteur limitant la longueur des réseaux qu'il sera possible d'inscrire. Ceux qui seront utilisés mesurent environ 10 cm. Dans l'optique où l'ordre 0 serait atténué, et donc qu'aucun bloc ne devrait être utilisé pour empêcher sa transmission, il est facile de voir selon la figure 1.9 que la longueur maximale du réseau L_g est liée à la longueur des miroirs L_m par l'expression suivante :

$$L_g = L_m \tan(\theta_m) \quad (1.28)$$

On présentera de manière plus exhaustive la relation entre la période de la figure d'interférence et l'angle selon lequel les faisceaux interfèrent mais, à tire indicatif et toujours dans l'optique de coupler vers LP_{0_21} , on note que l'angle θ_m devra être de l'ordre de 2 à 3 degrés. Ceci limitera la longueur des réseaux qu'il sera possible d'inscrire à environ 3.5 mm, donc à environ 20 périodes de 162 μm .

1.7 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'exposer les mécanismes de couplage codirectionnels intermodaux dans les fibres optiques suite à l'inscription d'une modulation périodique de l'indice de réfraction le long du guide. La technique holographique d'inscription des LPG a aussi fait l'objet d'une explication. L'utilisation du laser CO₂ a été justifiée en termes de son faible coût et de la possibilité d'inscrire des réseaux dans des fibres non-hydrogénées. De plus, des résultats publiés antérieurement couplés à des simulations relatives à la longueur des LPG ont permis de conclure que la longueur du réseau doit être contrôlée pour assurer un couplage maximal et que la probabilité

d'observer l'effet résonnant est optimisée lors d'un couplage vers les modes LP_{0n} de n impairs élevés.

CHAPITRE 2

SIMULATION DU COMPORTEMENT DES RÉSEAUX DIFFRACTIFS

2.1 Introduction

La méthode interférométrique présentée au chapitre précédent exige de combiner deux faisceaux cohérents pour créer une figure de franges qui sera ultimement utilisée pour moduler périodiquement l'indice de réfraction du cœur du guide d'onde.

Il a été convenu de concentrer nos efforts dans la réalisation d'éléments diffractifs (DOE) opérant en transmission nous permettant de modifier le front d'onde incident de manière à générer les faisceaux cohérents. Le réseau de diffraction est depuis longtemps utilisé pour effectuer cette tâche [19-25]

Ce chapitre sera consacré à la description de la théorie menant à l'élaboration d'un modèle permettant de simuler les performances de ces structures. Le modèle théorique ainsi développé permettra de faire le design de réseaux qui minimiseront l'ordre 0 en plus de concentrer le plus d'énergie possible dans les ordres +1 et -1. En premier lieu, un bref rappel des notions théoriques relatives aux réseaux de diffraction sera présenté. Ensuite, on examinera le modèle utilisé pour simuler leurs performances optiques.

2.2 Notions théoriques sur les réseaux de diffraction

Avant d'entreprendre de définir les réseaux de diffraction nous ferons un bref rappel du phénomène de diffraction.

2.2.1 Diffraction et principe Huygens-Fresnel

La diffraction optique est un phénomène dont on perçoit clairement les effets lorsqu'une onde électromagnétique OEM se propageant sans perturbation, rencontre un obstacle de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du champ incident. Ceci modifie la relation de phase ou d'amplitude qu'entretiennent les diverses parties du front d'onde et résulte en une modification de la distribution spatiale d'intensité lumineuse après l'obstacle.

Une compréhension adéquate de ce phénomène peut s'effectuer en considérant le principe de Huygens-Fresnel. Celui-ci dicte que : “ *every unobstructed point of a wavefront, at a given instant, serves as a source of spherical secondary wavelets (with the same frequency as that of the primary wave). The amplitude of the optical field at any point beyond is the superposition of all these wavelets (considering their amplitudes and relative phases)* ” [26]. La diffraction est donc le résultat de la recombinaison du champ électromagnétique après son interaction avec un objet qui modifie localement l'amplitude, la phase ou les deux du champ incident. On peut donc considérer la diffraction comme l'interférence d'ondes multiples, chacune provenant d'un point de l'objet.

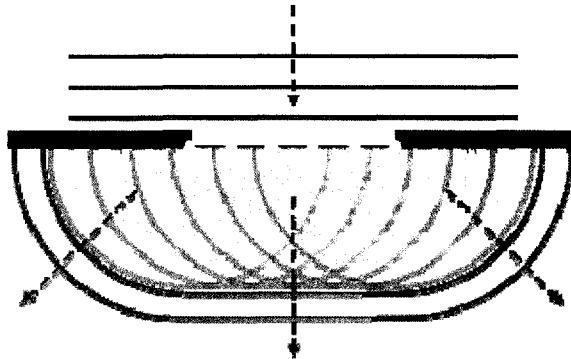


Figure 2.1 : représentation graphique du principe de Huygens Fresnel. Chaque point du front d'onde non obstrué agit comme source secondaire d'onde sphérique. La flèche indique la direction de propagation du champ. (photo tirée de :<http://www.answers.com/topic/huygens-fresnel-principle-3?cat=technology>)

2.2.2 Réseaux de diffraction lamellaires

On distingue deux types de réseaux opérant en transmission : les réseaux dits *d'amplitude* qui modifient l'amplitude du champ incident, et les réseaux de *phase* qui modifient la phase relative qu'entretiennent les différentes parties du front d'onde. Les réseaux de *phase* se séparent en deux groupes : les réseaux de *relief* et les réseaux d'*indice*. Les réseaux d'*indice* sont obtenus en changeant périodiquement l'indice du matériau dans lequel est constitué le réseau alors que dans le cas du réseau de relief, la surface du réseau est modulée physiquement en retirant de la matière. Le contraste de phase est alors obtenu en changeant la position relative de la frontière avec le milieu de sortie. La figure 2.2 donne une représentation graphique de ces différentes catégories de réseaux.

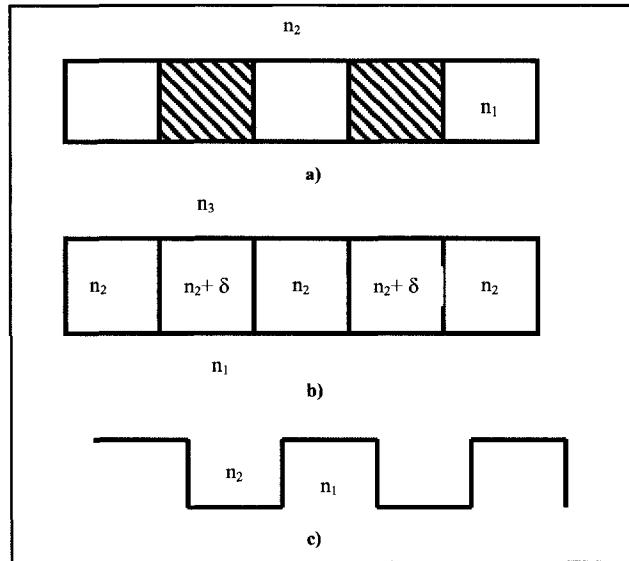


Figure 2.2 : représentation de quelques types de réseau de diffraction. *a)* réseau d'amplitude. Les parties hachurées sont opaques ;*b)* réseau d'indice; *c)* réseau de relief

2.2.3 Propriétés fondamentales des réseaux de diffraction en transmission

Le principe de Huygens Fresnel dicte que lorsqu'une OEM monochromatique est incidente sur la surface d'un réseau, chaque période du réseau réfléchit et transmet une partie du front d'onde avec une phase et une amplitude précise. L'interférence des ondes émanant de chacune des périodes du réseau crée la figure de diffraction associée au réseau. Les réseaux de diffraction lamellaires permettent de séparer le faisceau de telle sorte qu'il existe un ensemble discret d'angles par rapport à la normale au réseau pour lesquels la lumière issue de chacune des périodes sera en phase. Ces directions sont appelées ordres et sont représentées à la figure 2.3.

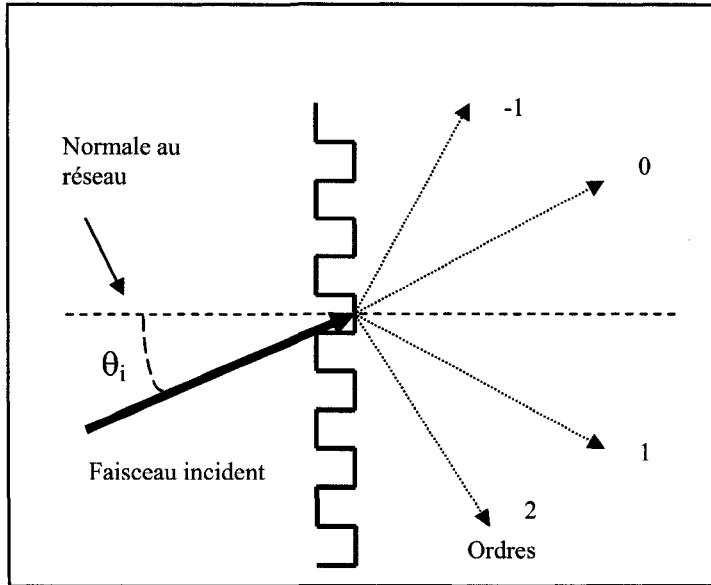


Figure 2.3 : représentation des différents ordres de diffraction d'un réseau en transmission

Ces angles sont régis par l'équation des réseaux[27] :

$$n_s \sin \theta_m = n_i \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{d} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2.1)$$

où θ_i est l'angle d'incidence par rapport à la normale, θ_m est l'angle de diffraction associé à l'ordre m , d est la période du réseau, n_i et n_s sont les indices des milieux d'incidence et de sortie et λ est la longueur d'onde du champ incident. À la figure 2.4, on constate que nous devrons tenter de générer le plus de puissance possible dans les ordres +1 et -1 puisque ce sont eux qui sont diffractés avec le plus petit angle par rapport à la normale et donc qui permettront la plus grande période de la figure d'interférence.

L'équation (2.1) se justifie lorsque l'on considère la résonance de la structure du réseau avec l'onde incidente. Cette résonance s'exprime mathématiquement à travers une condition d'accord de phase sur les vecteurs de propagation (\vec{k}) associés à l'onde

incidente, à l'ordre diffracté et au vecteur d'onde du réseau. La figure 2.5 illustre cette condition : la composante en x du champ diffracté est une combinaison linéaire de la composante en x du champ incident et d'un multiple du vecteur d'onde du réseau.

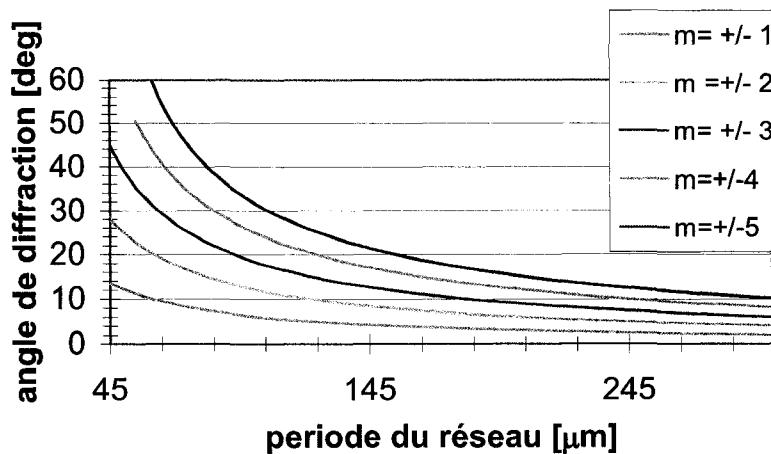


Figure 2.4 : Valeur absolue de l'angle de sortie des premiers ordres d'un réseau de diffraction de ZnSe à $10,6 \mu\text{m}$ sous incidence normale

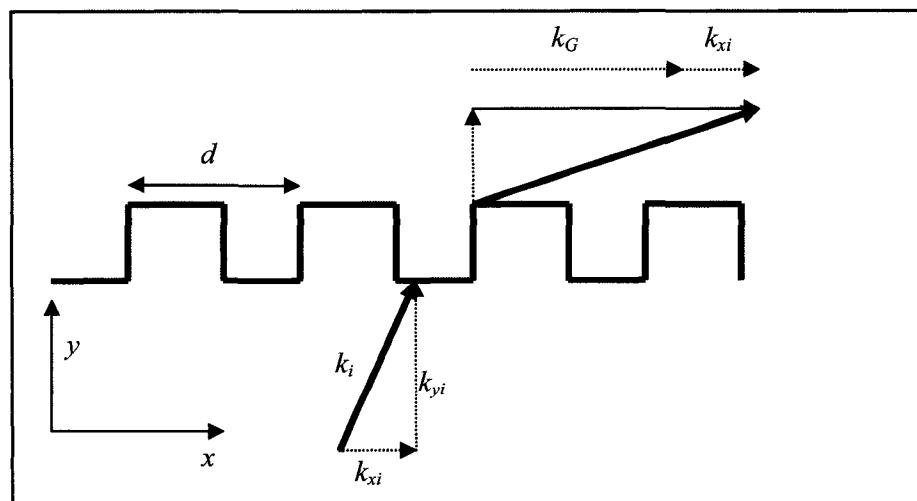


Figure 2.5 : représentation de la condition d'accord de phase entre l'ordre diffracté, le champ incident et le vecteur d'onde associé au réseau de diffraction.

On définit les vecteurs de propagation et d'onde du réseau comme :

$$|\vec{k}_i| = \frac{2\pi}{\lambda} n_i, \quad |\vec{k}_G| = \frac{2\pi}{d} \quad (2.2)$$

où d est la période du réseau et λ est la période du réseau.

En les décomposant selon le système de la figure 2.4, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \vec{k}_i &= \vec{k}_{xi} + \vec{k}_{yi} = |\vec{k}_i| \sin \theta_i \vec{x} + |\vec{k}_i| \cos \theta_i \vec{y} \\ \vec{k}_m &= \vec{k}_{xm} + \vec{k}_{ym} = |\vec{k}_m| \sin \theta_m \vec{x} + |\vec{k}_m| \cos \theta_m \vec{y} \\ \vec{k}_G &= |\vec{k}_G| \vec{x} \end{aligned} \quad (2.3)$$

La condition d'accord de phase s'écrit alors de la manière suivante :

$$\vec{k}_{xi} + m \cdot \vec{k}_G = \vec{k}_{xm} \quad (2.4)$$

En utilisant les définitions des vecteurs d'ondes données en (2.3), on peut réécrire cette condition sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} |\vec{k}_i| \sin \theta_i + m \cdot |\vec{k}_G| &= |\vec{k}_m| \sin \theta_m \\ \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_i + m \cdot \frac{2\pi}{d} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_s \sin \theta_m \end{aligned} \quad (2.5)$$

En réorganisant les termes et en opérant une simplification, nous obtenons l'équation des réseaux.

$$n_s \sin \theta_m = n_i \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{d} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Dans le cas contexte de la réalisation holographique de LPG, nous chercherons à produire un réseau dont les deux premiers ordres (± 1) seront maximisés et où l'ordre 0

sera pratiquement absent. Ceci permettra d'augmenter le contraste de frange lors de l'interférence.

2.2.4 Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage est un critère permettant de rendre compte de la quantité de matière retirée par période dans un réseau de relief. Cette quantité se calcule comme le rapport entre le volume de matière retirée et le volume total d'une période.

2.2.5 Régimes d'opération : *TE* et *TM*.

La polarisation de l'onde incidente sur le réseau influence la réponse de celui-ci. Bien que les angles selon lesquels les ordres sont diffractés sont indépendants de l'état de polarisation incident, la proportion de l'énergie totale véhiculée dans chacun d'eux est modifiée selon la direction d'oscillation du champ électrique.

L'état de polarisation *TM* (transverse électrique), se présente lorsque le champ électrique oscille dans le plan d'incidence alors que l'état *TE* (transverse magnétique) est caractérisé par une oscillation du champ électrique dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence de l'onde. Il est important de traiter ces deux cas puisque tous les autres états de polarisation peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire de ces cas de figure. La fig. 2.6 expose la différence entre ces deux états.

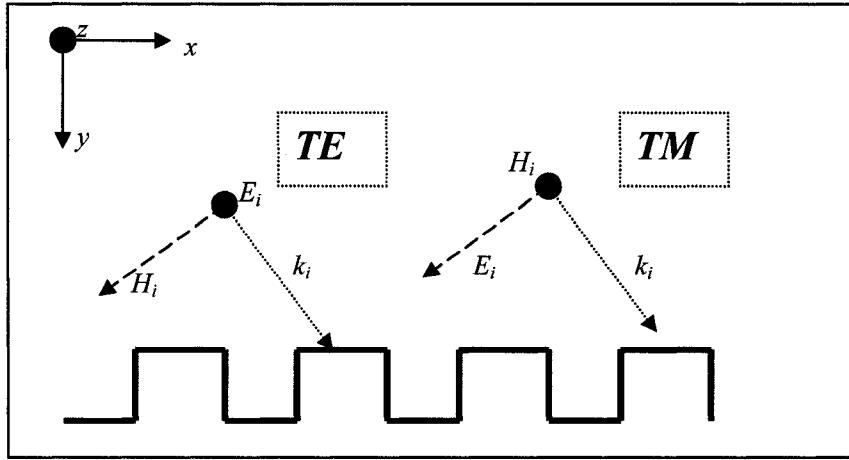


Figure 2.6 : représentation des modes fondamentaux TE et TM et de leurs champs magnétiques et électriques associés

2.2.6 Efficacité de diffraction

L'équation des réseaux (2.1) permet de calculer l'orientation des ordres diffractés par rapport à la normale au réseau. Toutefois, elle ne nous renseigne pas sur la quantité d'énergie transmise dans chacun des ordres. On nomme efficacité de diffraction \$\eta_m\$, la quantité qui permet de caractériser les réseaux sur ce plan. Cette quantité est définie comme le rapport entre le module carré du champ véhiculé par l'ordre \$m\$ et celui de l'onde incidente :

$$\eta_m = \frac{|A_m|^2}{|A_i|^2} \quad (2.6)$$

où \$A_{i,m}\$ sont les amplitudes de l'onde incidente et de l'ordre \$m\$ respectivement.

Pour une période de réseau et un angle d'incidence fixes, ce rapport peut varier considérablement avec le profil de la perturbation sur une période et la polarisation

incidente. Ainsi, une perturbation de relief sinusoïdale ne générera pas la même répartition d'énergie qu'un réseau à créneau ou en dents de scie et l'efficacité de diffraction dans le cas *TM* peut être radicalement différente que celle du cas *TE*.

2.3 Simulation de l'efficacité de diffraction

Il existe plusieurs méthodes de calcul de l'efficacité de diffraction dans le régime Fraunhofer (champ lointain). Certaines sont analytiques mais imprécises alors que la plupart d'entre elles sont numériques mais s'implémentent plus difficilement sur des plateformes informatiques.

2.3.1 La méthode scalaire

La plus vieille et la plus simple des méthodes de simulation de l'efficacité de diffraction est la méthode scalaire. Dans la limite de l'approximation de Fraunhofer, la transformée de Fourier devient un outil très utile puisqu'on peut montrer que la figure de diffraction n'est que la transformée de Fourier de la distribution de champ le long de l'interface du réseau [26].

En admettant que l'on puisse exprimer le champ diffracté comme une combinaison linéaire d'ondes planes dont les vecteurs de propagation sont orientés dans la direction des différents ordres, l'amplitude de l'ordre m d'un réseau de diffraction lamellaire de relief peut être calculée par [24] :

$$A_m = \frac{R}{d} \int_0^d e^{-imK - i(k_{iy} + k_{my})f(x)} dx \quad (2.7)$$

où

- A_m est l'amplitude de l'ordre m .
- R est le coefficient de réflexion en amplitude de Fresnel
- d est la période du réseau
- K est le vecteur d'onde du réseau
- k_{iy} et k_{my} sont les composantes perpendiculaires à l'interface des vecteurs d'ondes des champs incidents et diffractés respectivement.
- $f(x)$ est la fonction représentant la modulation de relief du réseau

Bien qu'elle soit facile d'implémentation, cette technique souffre toutefois de problèmes majeurs dans plusieurs situations. Il a été montré [28] que les écarts entre les valeurs d'efficacité de diffraction mesurées expérimentalement et celles prédictes par l'équation (2.7) devenaient significatifs lorsque la période du réseau présentait des dimensions inférieures à 20 longueurs d'ondes.

2.3.2 Les méthodes numériques

Afin de palier les faiblesses de la méthode scalaire dans des situations où la période de modulation du relief était de l'ordre de la longueur d'onde, et ainsi obtenir des résultats cohérents avec les observations expérimentales, plusieurs techniques numériques basées sur la résolution des équations de Maxwell ont fait leur apparition. Ces techniques permettent une modélisation précise du comportement des réseaux mais, en contrepartie, sont lourdes en termes du temps de calcul. L'approche des différences finies [29] permet de traiter pratiquement tous les profils de réseau alors que l'approche

RCWA (rigorous coupled-wave analysis) de Moharam et Gaylord [30-32] , bien que lourde dans son implémentation numérique, est très précise.

Les différentes méthodes numériques s'appuient toutes sur la résolution des équations de Maxwell dans la structure diffractive. Nous traiterons le cas des réseaux diélectriques. Nous écrirons donc les équations de Maxwell sans charges ni courants et une perméabilité magnétique relative égale à l'unité.

$$\begin{aligned} \bullet \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} k \vec{H} & \bullet \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} k n^2 \vec{E} \\ \bullet \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 n^2 \vec{E}) &= 0 & \bullet \vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \vec{H}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

où \vec{E} et \vec{H} sont les champs électrique et magnétique respectivement, μ_0 et ϵ_0 sont la perméabilité magnétique et permittivité électrique du vide et n est la partie réelle de l'indice de réfraction du milieu.

Il faudra découpler ces équations afin d'obtenir des équations ne faisant intervenir que le champ électrique ou magnétique. Pour ce faire, nous utiliserons quelques identités vectorielles. Pour une fonction vectorielle \vec{C} ,

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{C}) &= \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{C}) - \vec{\nabla}^2 \vec{C} \\ \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{C}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

En manipulant les équations (2.8), nous obtenons des équations auxquelles répondent les champs magnétique et électrique lors de la propagation d'une OEM dans une structure diélectrique.

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{E} &= -\vec{\nabla}(\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \{ \text{Log}_e(n^2) \}) \\ (\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{H} &= (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \times \vec{\nabla} \{ \text{Log}_e(n^2) \} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ce groupe d'équation est communément appelé ``équations d'ondes homogènes''.

À l'interface entre deux milieux diélectriques certaines conditions de continuités aux frontières doivent être respectées :

- Continuité des composantes normales à l'interface $\hat{N} \cdot (n^2 \vec{E})$ et $\hat{N} \cdot \vec{H}$
- Continuité des composantes tangentielles à l'interface $\hat{N} \times \vec{E}$ et $\hat{N} \times \vec{H}$

où \hat{N} est un vecteur normal à l'interface.

Dans un milieu où l'indice de réfraction est constant, les termes de droites de (2.10) s'annulent et ces équations se simplifient pour générer l'équation de Helmholtz.

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{E} &= 0 \\ (\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ces équations devront être résolues dans toute la structure de l'élément diffractif et seulement après, sera-t-il possible d'obtenir l'amplitude de chacun des ordres.

2.4 C-method

Il fut convenu d'utiliser la méthode proposée par Li [33], une adaptation de la méthode de transformation des coordonnées (*C-method*) proposée par Chandezon [34, 35]. Cette méthode est assez stable pour les polarisations TE et TM en plus de s'implémenter relativement facilement dans un logiciel d'analyse numérique tel MATLAB. La prochaine section présente le formalisme mathématique de la méthode de

transformation des coordonnées (*C-method*). On énumèrera les différentes approximations auxquelles elle fait appel pour ensuite discuter des limites du modèle.

Bien que le modèle original fasse appel à la théorie des tenseurs, et par le fait même devienne très lourd mathématiquement, il est possible de le reformuler pour ne faire appel qu'aux matrices.

2.4.1 Définition du problème

Nous considérons le cas d'un réseau périodique à relief comme illustré sur la figure 2.7

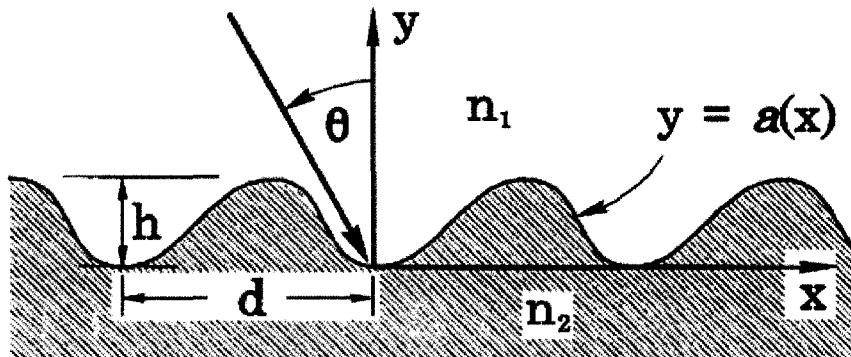


Figure 2.7 : Coupe transversale d'un réseau de diffraction et définition des différents paramètres utilisés lors de la modélisation

Une OEM de longueur d'onde λ est incidente sur une interface modulée périodiquement invariable selon l'axe Z séparant deux milieux homogènes d'indices n_1 et n_2 . L'indice n_1 du milieu d'incidence est pris réel alors que l'indice n_2 du second milieu peut être pris complexe. La perméabilité magnétique relative μ des deux milieux est équivalente à celle du vide; elle est donc égale à 1. La période et la profondeur du réseau sont respectivement dénotées par d et h alors que la fonction périodique du profil de

modulation surfacique est notée $y = a(x)$. Cette fonction peut être générale pour autant qu'elle soit continue. L'onde est incidente sur le réseau selon un angle θ par rapport à l'axe y et son vecteur d'onde $k=2\pi/\lambda$ est pris comme confiné dans le plan Oxy tel qu'indiqué sur la figure 2.7.

Pour ne pas alourdir le formalisme, et sans perdre de généralité, nous traiterons uniquement le cas de la polarisation TE . La procédure pour le calcul en polarisation TM pourra être tirée de [33].

2.4.2 Hypothèses et considérations

Certaines approximations et hypothèses sont admises par la majorité des modèles qui traitent la réponse des réseaux de diffraction [27]. On les énumère ici.

- 1.** Le champ incident est considéré monochromatique et les milieux incident et de sortie sont constitués de matériaux linéaires à cette longueur d'onde.
- 2.** Le réseau est infini, il est constitué d'une infinité de période. Cette condition est facilement atteinte lorsque la largeur physique du réseau excède le diamètre du faisceau incident.
- 3.** L'onde incidente est plane.
- 4.** Toutes les périodes du réseau sont identiques. Le modèle ne traite pas les imperfections de surface.

5. La surface du réseau et le milieu qui l'entoure sont isotropes et homogènes. Ils n'affectent pas l'état de polarisation. Cette hypothèse permet de traiter les cas *TE* et *TM* indépendamment.

6. La solution *i.e.* la distribution du champ, doit satisfaire aux équations de Maxwell, aux conditions de frontières ainsi qu'à la conservation de l'énergie. Cette dernière implique que toute l'énergie incidente sera distribuée dans les ordres transmis, réfléchis et évanescents.

Maintenant que l'on a défini les paramètres physiques du problème, il convient de définir les différents domaines qui seront utiles lors du traitement mathématique menant au calcul de l'efficacité de diffraction des différents ordres. Sur la figure 2.8, la fonction représentant le profil de surface du réseau $y=a(x)$ est bornée en ses maxima et minima par des lignes pointillées qui permettent de définir trois domaines D_0 , D_1 et D_2 . De plus, on dénote 2 régions D_+ et D_- telles que tous les points au-dessus de $y=a(x)$ appartiennent à D_+ alors que tous les autres points appartiennent à D_- .

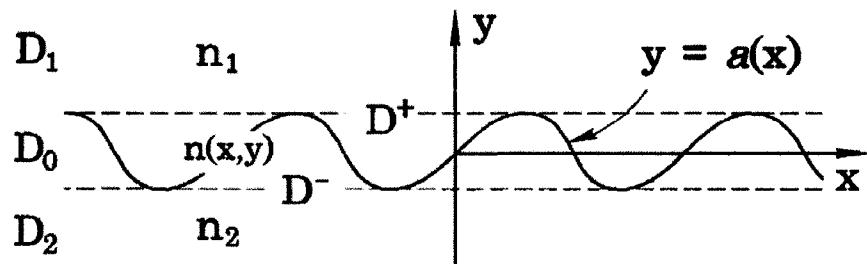


Figure 2.8: Définition des domaines utiles lors des calculs d'efficacité de diffraction

2.4.3 Conservation de l'énergie : expansion de Rayleigh

Comme il a été préalablement mentionné, toute l'énergie incidente sur le réseau est répartie dans les ordres transmis, réfléchis et évanescents. L'expansion de Rayleigh [27] permet de rendre compte de cette réalité en exprimant le champ total comme une combinaison linéaire d'ondes planes dont les vecteurs de propagation sont obtenus à partir de l'équation des réseaux (2.1). La validité de l'utilisation de cette expansion dans les domaines D_1 et D_2 réside dans le fait que l'indice de réfraction est constant dans ces régions [36]. Les champs sont solutions des équations (2.11). Toutefois, dans le domaine D_0 , la justesse de ce développement n'est plus assurée puisque l'indice de réfraction y est variable [27].

Dans les domaines D_1 et D_2 , le champ total F , en s'appuyant sur le référentiel de la figure 2.7, s'écrit comme :

$$F = \sum_m A_m^{(p)\pm} \exp(i\alpha_m x \pm i\beta_m^{(p)} y), \quad p = 1, 2 \quad (2.12)$$

où :

- p est associé aux domaines D_1 et D_2 respectivement,
- l'indice m est entier et identifie l'ordre (réfléchi ou transmis),
- $A_m^{(p)\pm}$ sont les amplitudes associées aux différents ordres,

$$\alpha_m = n_1 k_0 \sin \theta + mK$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$K = \frac{2\pi}{d}$$

$$\beta_m^{(p)} = \sqrt{(n_p^2 k_0^2 - \alpha_m^2)}$$

Pour des raisons de finitude de champ en $y = \pm\infty$, et pour respecter la direction d'incidence du champ, certains coefficients doivent absolument être nuls.

$$\begin{aligned} A_m^{(2)+} &= 0 \quad \forall m, \\ A_m^{(1)-} &= 0 \quad \forall m \neq 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Afin de simplifier la notation on considérera maintenant que :

$$A_0^{(1)-} = 1, \quad A_m^{(1)+} = A_m^{(1)} \text{ et } A_m^{(2)-} = A_m^{(2)} \quad (2.14)$$

Le problème du calcul de l'efficacité de diffraction réside dans la détermination des coefficients inconnus $A_m^{(p)}$ puisque l'intensité véhiculée dans chacun des ordres est le module au carré de ces coefficients. Pour ce faire, nous devrons résoudre l'équation de Helmholtz dans les domaines D_+ et D_- avec des conditions aux frontières à l'infini et le long d'une frontière définie par $y=a(x)$.

2.4.4 Changement de variable.

Les équations de Maxwell régissent le comportement du champ partout dans la structure. Plus précisément, celui-ci doit répondre à l'équation d'onde.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon_{+-} \mu \right) F = 0 \quad (2.15)$$

où, ε_{+-} est la permittivité électrique du milieu et, dans le cas TE , $F = H_z$.

Afin de simplifier l'écriture, on écrira maintenant :

$$L(\partial x, \partial y) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon_{+-} \mu \right) \quad (2.16)$$

La méthode *C* propose un changement de variable qui permet de traiter de transformer comme un problème aux valeurs propres. En posant :

$$\nu = x, \quad u = y - a(x) \quad (2.17)$$

Selon la règle de la dérivée en chaîne, les opérateurs de dérivées se réécrivent alors comme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial \nu}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \nu} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial \nu} - \dot{a} \frac{\partial}{\partial u} \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial \nu}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \nu} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial u} \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\text{où, } \dot{a} = \frac{da}{dx}$$

L'opérateur différentiel (eq.(2.16)) prend maintenant la forme suivante :

$$L(\partial u, \partial \nu, x) = \frac{\partial^2}{\partial \nu^2} - 2 \dot{a} \frac{\partial^2}{\partial \nu \partial u} - \ddot{a} \frac{\partial}{\partial u} + (1 + (\dot{a})^2) \frac{\partial^2}{\partial u^2} + k_0^2 \varepsilon_{+,-} \mu \quad (2.19)$$

Bien que le changement de variables proposé semble générer une équation plus compliquée que l'équation d'Helmholtz, il sera montré que l'application des conditions aux frontières sera facilitée et que l'utilisation du développement de Rayleigh ne posera plus problème.

L'équation différentielle de second ordre $L(\partial u, \partial \nu, x)F = 0$ peut s'écrire comme un système de deux équations du premier ordre :

$$\begin{bmatrix} k_0^2 \varepsilon_{+,-} \mu + \frac{\partial^2}{\partial \nu^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} F \\ F' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} i \left(\frac{\partial}{\partial \nu} \dot{a} + \dot{a} \frac{\partial}{\partial \nu} \right) & 1 + (\dot{a})^2 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \times \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial u} \begin{pmatrix} F \\ F' \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\text{où } F' = \frac{1}{i} \frac{\partial F}{\partial u}.$$

Puisque les coefficients de l'opérateur différentiel sont indépendants de u , on est en droit de supposer une dépendance exponentielle en $\exp(i\rho u)$ pour F et F' . On peut ensuite transformer le système d'équations (2.20) en un système matriciel dans l'espace de Fourier moyennant une expansion de \dot{a} en série. Du point de vue des opérateurs, cette opération revient à écrire :

$$\frac{\partial}{\partial v} \rightarrow i\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial u} \rightarrow i\rho \quad (2.21)$$

où α est une matrice diagonale formée par les α_m définis par l'équation (2.12) et où ρ est un paramètre à déterminer. Donc, sous forme matricielle, le système (2.20) s'écrit maintenant:

$$\begin{bmatrix} \beta^{(p)^2} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{F}' \end{pmatrix} = \rho \begin{bmatrix} -(\alpha \dot{a} + \dot{\alpha} a) & 1 + (\dot{a})^2 \\ 1 & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{F}' \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

où $\beta^{(p)^2}$ est une matrice diagonale contenant les $\beta_m^{(p)}$, \mathbf{F} et \mathbf{F}' sont des vecteurs colonne formés par les coefficients de Fourier de l'expansion du champ et de sa dérivée et \dot{a} est une matrice formée par les coefficients du développement en série de Fourier de \dot{a} tel que :

$$\dot{a}_{mn} = (\dot{a})_{m-n} = \frac{1}{d} \int_0^d a(x) \exp[-i(m-n)Kx] dx \quad (2.23)$$

où m et n sont des entiers

Finalement, on réécrit le système sous la forme d'un système aux valeurs propres en utilisant le fait que la matrice du côté droit de l'équation (2.22) est diagonale.

$$\begin{bmatrix} -\frac{1}{\beta^{(p)^2}}(\alpha \dot{\mathbf{a}} + \dot{\mathbf{a}} \alpha) & [1 + (\dot{\mathbf{a}})^2] \frac{1}{\beta^{(p)^2}} \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{F}' \end{pmatrix} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{F}' \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Ce système doit être résolu pour ρ avec les indices de réfraction des domaines D_+ et D_- .

On obtient donc deux groupes de valeurs propres. Évidemment, le nombre de valeurs propres dépendra de la troncature utilisée *i.e.* du nombre d'éléments considérés dans les développements de Fourier.

Pour chacun des groupes de valeurs propres (D_+ et D_-), on effectue un classement de celles-ci selon des critères nous permettant d'assurer la finitude du champ à l'infini :

Tableau 2.1 : critères de conservation des valeurs propres

Domaine	D_+	D_-
Valeurs propres conservées	– ρ réel et positif – ρ imaginaire avec $Im(\rho) > 0$	– ρ réel et positif – ρ imaginaire avec $Im(\rho) < 0$

L'équation (2.24) se résout dans tous les cas sauf ceux où $\beta_m^{(p)} = 0$. Dans ce cas, l'ordre diffractif m correspondant se propage parallèlement à la surface du réseau et entre en résonance avec la structure diélectrique. Ce phénomène bien connu porte le nom d'anomalie de Wood [37, 38]. Pratiquement, nous contournons cette difficulté en modifiant d'une fraction de degré l'angle d'incidence.

Les champs dans les domaines D_+ et D_- peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire des solutions associées aux valeurs propres. Toutefois, on remplace les solutions associées aux ρ réels par leurs équivalents dans l'expansion de Rayleigh. Nous séparons donc la solution en ses composantes propagatives (ρ réels) et ses composantes évanescentes (ρ imaginaires). Dans le domaine D_+ , H_z peut s'exprimer comme :

$$\begin{aligned} H_z^+ = & \exp[i\alpha_0 x - i\beta_0^{(1)} y] + \sum_{n \in U^+} \exp[i\alpha_n x - i\beta_n^{(1)} y] A_n^{(1)} \\ & + \sum_m \exp(i\alpha_m x) \sum_{q \in V^+} F_{mq}^+ \exp(i\rho_q^+ u) C_q^+ \end{aligned} \quad (2.25)$$

Et dans le domaine D_-

$$H_z^- = \sum_{n \in U^-} \exp[i\alpha_n x - i\beta_n^{(2)} y] A_n^{(2)} + \sum_m \exp(i\alpha_m x) \sum_{q \in V^-} F_{mq}^- \exp(i\rho_q^- u) C_q^- \quad (2.26)$$

Les termes de droite de l'équation (2.25) représentent dans l'ordre, l'onde incidente, les ordres réfléchis propagatifs et les ordres réfléchis évanescents alors que dans l'équation (2.26) ils sont associés aux ordres propagatifs transmis et aux ordres évanescents transmis. Les coefficients $A_n^{(p)}$ et C_q^\pm sont à déterminer. Les F_{mq}^\pm sont les éléments composants le $qième$ vecteur propre obtenu suite à la résolution du système (2.24). Dans les équations (2.25) et (2.26), on a volontairement utilisé les variables x , y et u afin de mettre en évidence le fait que l'on utilise les composantes de l'expansion de Rayleigh dans le cas des ordres propagatifs. Maintenant, on réécrit ces équations en terme de u et x uniquement en utilisant le changement de variable (2.17) et en effectuant un développement en série de Fourier de $a(x)$.

$$H_z^+ = \sum_m \exp(i\alpha_m x) \left\{ \begin{array}{l} L_m[-\beta_0^{(1)}] \exp[-i\beta_0^{(1)} u] + \sum_{n \in U^+} L_{m-n}[\beta_n^{(1)}] \exp[i\beta_n^{(1)} u] A_n^{(1)} \\ + \sum_{q \in V^+} F_{mq}^+ \exp(i\rho_q^+ u) C_q^+ \end{array} \right\} \quad (2.27)$$

$$H_z^- = \sum_m \exp(i\alpha_m x) \left\{ \sum_{k \in U^-} L_{m-k}[-\beta_k^{(2)}] \exp[i\beta_k^{(2)} u] A_k^{(2)} + \sum_{r \in V^-} F_{mr}^- \exp(i\rho_r^- u) C_r^- \right\} \quad (2.28)$$

Où $L_m(\gamma) = \frac{1}{d} \int_0^d \exp(i\gamma a(x) - imKx) dx$

2.4.5 Conditions aux frontières

Le changement de variables proposé prend tout son sens lors de l'application des conditions aux frontières à l'interface entre les milieux incident et de sortie. Les variables x et u permettent de se déplacer le long d'une période du réseau selon une courbe parallèle au profil de modulation du relief. La permittivité le long de cette courbe est alors constante et l'expansion de Rayleigh peut être utilisée. En particulier, lorsque l'on fait varier x et que l'on fixe $u=0$, on trace la surface du réseau.

A. continuité du champ H_z à l'interface

La continuité des champs exige qu'à l'interface entre les deux milieux, $H_z^+ = H_z^-$. Puisque les champs (2.27, 2.28) sont exprimés dans la même base d'ondes planes, cette opération revient à faire correspondre les coefficients de Fourier des développements respectifs :

$$L_m[-\beta_0^{(1)}] + \sum_{n \in U^+} L_{m-n}[\beta_n^1]A_n^{(1)} + \sum_{q \in V^+} F_{mq}^+ C_q^+ = \sum_{k \in U^-} L_{m-k}[-\beta_k^{(2)}]A_k^{(2)} + \sum_{r \in V^-} F_{mr}^- C_r^- \quad (2.29)$$

Sous forme matricielle cette égalité terme à terme devient :

$$\begin{bmatrix} F_{mn}^{R+} & F_{mq}^+ & -F_{mk}^{R-} & -F_{mr}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n^{(1)} \\ C_q^+ \\ A_k^{(2)} \\ C_r^- \end{bmatrix} = -F_{m0}^{R,in} \quad (2.30)$$

Ici, l'indice R rappelle que nous avons utilisé les termes de l'expansion de Rayleigh et

$$F_{mn}^{R+} = L_{m-n}[\beta_n^{(1)}], \quad F_{mk}^{R-} = L_{m-k}[-\beta_k^{(2)}], \quad F_{m0}^{R,in} = L_m[-\beta_0^{(1)}]$$

sont des vecteurs colonne.

B. continuité de la composante tangentielle du champ électrique

La seconde condition de frontière est la conservation de la composante tangentielle à l'interface du champ électrique.

L'orientation de la tangente à une courbe plane de profil $y=a(x)$ est donnée par :

$$\mathbf{t} = \hat{\mathbf{x}} + \dot{a}(x)\hat{\mathbf{y}} \quad (2.31)$$

où $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$ sont des vecteurs unitaires

La composante tangentielle à l'interface du champ électrique non normalisée peut donc s'exprimer comme :

$$G = E_x + \dot{a}E_y \quad (2.32)$$

À partir des équations de Maxwell (2.8), on peut exprimer les composantes E_x et E_y du champ électrique à partir du champ magnétique H_z .

$$E_x = \frac{Z_0}{ik_0\epsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad E_y = \frac{Z_0}{ik_0\epsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.33)$$

$$\text{où } Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

On peut réécrire l'équation (2.32) en utilisant les expressions (2.33) et obtenir :

$$G = \frac{Z_0}{ik_0\epsilon} \left[\dot{a} \frac{\partial H_z}{\partial v} - (1 + \dot{a}^2) \frac{\partial H_z}{\partial u} \right] \quad (2.34)$$

En utilisant les développements du champ magnétique (2.27; 2.28), on peut finalement exprimer la condition de continuité du champ électrique tangentiel sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} G_{mn}^{R+} & G_{mq}^+ & -G_{mk}^{R-} & -G_{mr}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n^{(1)} \\ C_q^+ \\ A_k^{(2)} \\ C_r^- \end{bmatrix} = -G_{m0}^{R,in} \quad (2.35)$$

où :

$$\begin{aligned} G_{mn}^{R+} &= \frac{Z_0}{k_0\epsilon_1} \sum_s \left[(\dot{a})_{m-s} \alpha_s - (1 + \dot{\mathbf{a}} \cdot \dot{\mathbf{a}})_{ms} \beta_n^{(1)} \right] L_{s-n} \left[\beta_n^{(1)} \right]; \\ G_{mn}^{R-} &= \frac{Z_0}{k_0\epsilon_2} \sum_s \left[(\dot{a})_{m-s} \alpha_s - (1 + \dot{\mathbf{a}} \cdot \dot{\mathbf{a}})_{ms} \beta_k^{(2)} \right] L_{s-k} \left[-\beta_k^{(2)} \right]; \\ G_{m0}^{R,in} &= \frac{Z_0}{k_0\epsilon_1} \sum_s \left[(\dot{a})_{m-s} \alpha_s - (1 + \dot{\mathbf{a}} \cdot \dot{\mathbf{a}})_{ms} \beta_0^{(1)} \right] L_s \left[-\beta_0^{(1)} \right]; \\ G_{mq}^+ &= \frac{Z_0}{k_0\epsilon_1} \sum_s \left[(\dot{a})_{m-s} \alpha_s - (1 + \dot{\mathbf{a}} \cdot \dot{\mathbf{a}})_{ms} \rho_q^+ \right] F_{sq}^+; \\ G_{mr}^- &= \frac{Z_0}{k_0\epsilon_2} \sum_s \left[(\dot{a})_{m-s} \alpha_s - (1 + \dot{\mathbf{a}} \cdot \dot{\mathbf{a}})_{ms} \rho_r^- \right] F_{sr}^-; \end{aligned} \quad (2.36)$$

Les deux conditions de continuité sont ensuite combinées pour générer un système linéaire de N équations à N inconnues.

$$\begin{bmatrix} F_{mn}^{R+} & F_{mq}^+ & -F_{mk}^{R-} & -F_{mr}^- \\ G_{mn}^{R+} & G_{mq}^+ & -G_{mk}^{R-} & -G_{mr}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n^{(1)} \\ C_q^+ \\ A_k^{(2)} \\ C_r^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -F_{m0}^{R,in} \\ -G_{m0}^{R,in} \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

Après avoir résolu ce système d'équations, Les coefficients $A_n^{(1)}$ et $A_k^{(2)}$ sont utilisés pour calculer l'efficacité de diffraction théorique des ordres propagatifs réfléchis et transmis.

$$\eta_n^r = |A_n^{(1)}|^2 \quad (2.38)$$

pour les ordres réfléchis et

$$\eta_n^t = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} |A_k^{(2)}|^2 \quad (2.39)$$

pour les ordres transmis

2.5 Programme PARAGRAT

On a utilisé la théorie de Li [34] pour écrire un programme nommé PARAGRAT qui calcule les efficacités de diffraction. Il a été validé par la réplication des résultats de Li. Le programme effectue un développement en série de Fourier de la fonction de modulation de surface et reçoit les paramètres de troncature, l'angle d'incidence, la longueur d'onde utilisée et les indices des milieux. Le programme retourne les figures et les graphes suivants en plus de sauvegarder les résultats dans un fichier EXCEL:

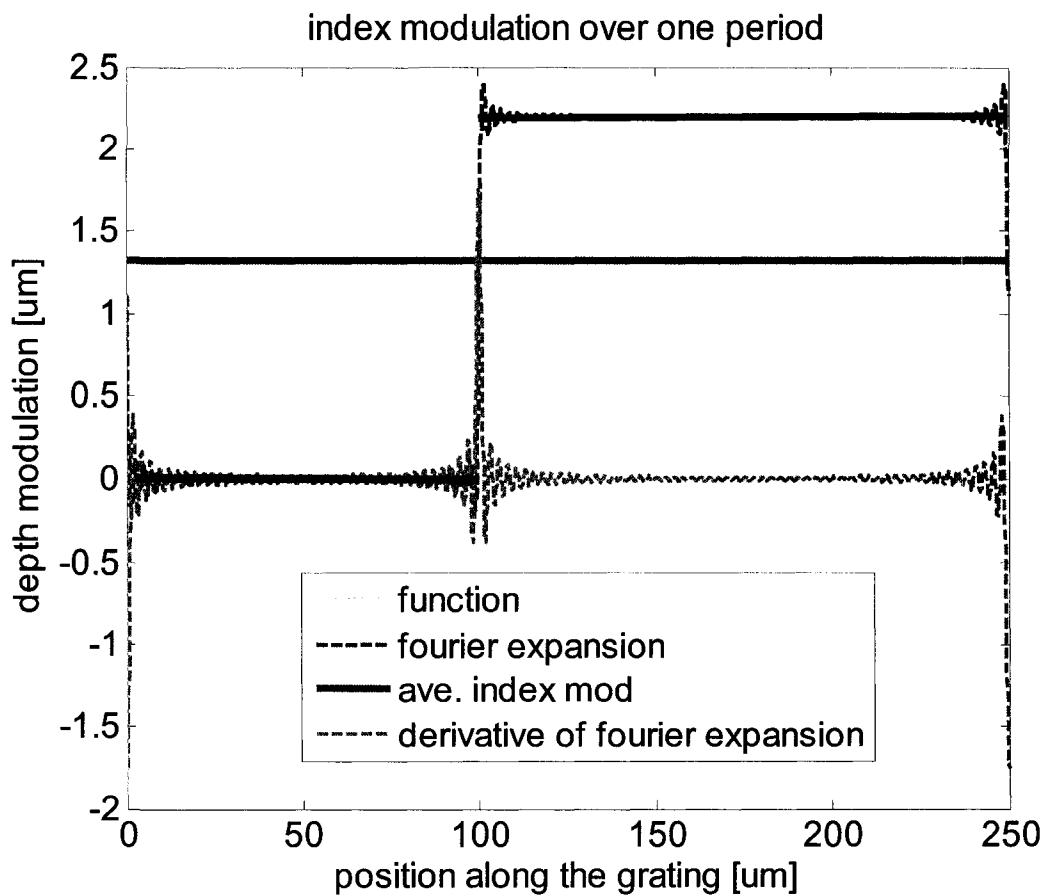


Figure 2.9 : fenêtre fournie par le programme PARAGRAT pour représenter le profil du relief d'un réseau de ZnSe de $2,2 \mu\text{m}$ de crêteau et d'un facteur de remplissage de 0,4.

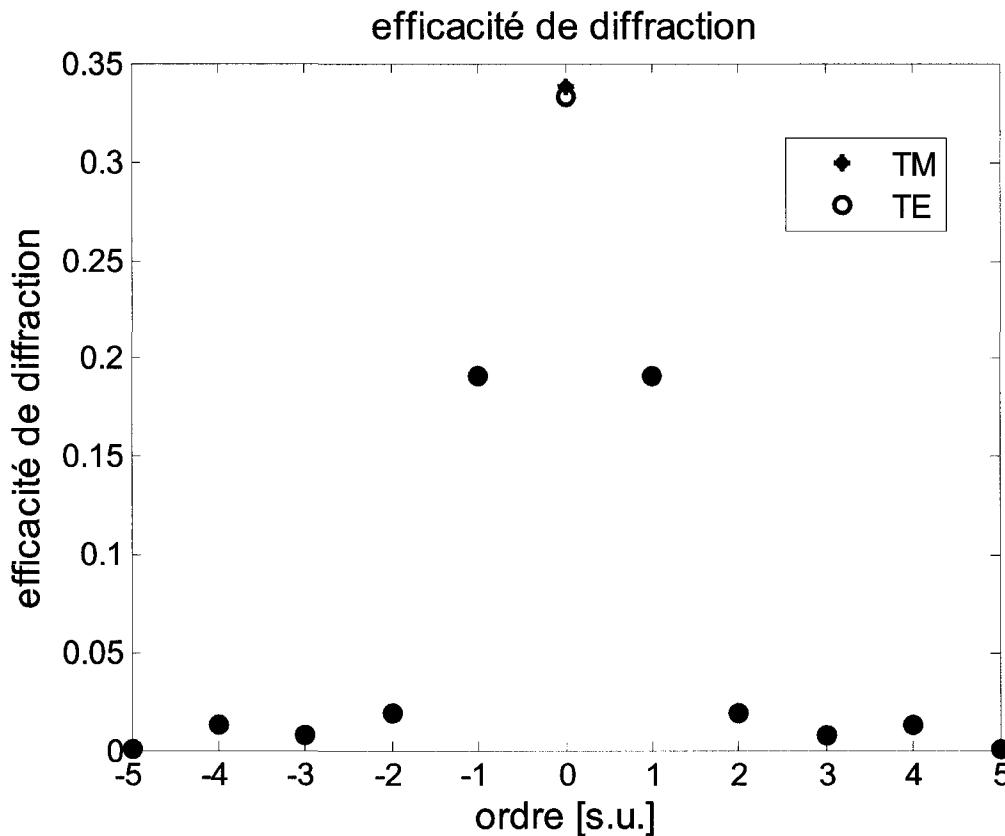


Figure 2.10 : représentation graphique du calcul de l'efficacité de diffraction des ordres du réseau de la figure 2.9 sous irradiation à incidence normale à $10,6 \mu\text{m}$.

À la figure 2.9, on remarque la présence des oscillations de Gibbs inhérentes au développement de Fourier. L'analyse mathématique montre que la période de ce comportement oscillatoire est diminuée par l'augmentation du nombre de termes du développement. L'amplitude de ces oscillations est plus importante aux endroits où le relief change drastiquement. Toutefois, vu leurs faibles amplitudes ($0,3 \mu\text{m}$ au maximum) par rapport à la longueur d'onde utilisée ($10,6 \mu\text{m}$), on émettra l'hypothèse que l'impact de ces artefacts mathématiques sera pratiquement nul sur la distribution spatiale d'intensité en champ lointain.

2.6 Conclusion

Ce chapitre a introduit le modèle utilisé pour simuler le comportement des réseaux lamellaires de diffraction en plus de rappeler quelques notions de base concernant la diffraction. Le changement de variable proposé par Li permet de résoudre l'équation d'onde à travers une interface diélectrique modulée périodiquement à l'aide d'un système aux valeurs propres moyennant quelques approximations qui s'avèrent non restrictives dans la majorité des cas. L'application du modèle numérique à travers le programme PARAGRAT permettra d'orienter nos choix quant à la période et à la forme de modulation de surface lors de la fabrication des réseaux.

CHAPITRE 3

FABRICATION DE RÉSEAUX DIFFRACTIFS LAMELLAIRES

3.1 Introduction

Ce chapitre portera sur la fabrication des réseaux de diffraction lamellaires. Ces dispositifs sont nécessaires à la génération d'ordres cohérents pouvant être recombinés pour générer la figure d'interférence sous laquelle on irradiera la fibre. En premier lieu, on s'intéresse aux matériaux susceptibles d'être utilisés en transmission à $10,6 \mu\text{m}$. Ensuite, on évoquera les différentes méthodes utilisées pour moduler la surface des matériaux et discuterons de leurs précisions respectives. Plus précisément, on s'attardera sur l'ablation laser à $0,532 \mu\text{m}$ et la gravure par faisceaux d'ions. Finalement, les performances des meilleurs dispositifs fabriqués seront comparées aux prédictions théoriques du programme PARAGRAT.

3.2 Matériaux transparents dans l'infrarouge lointain et propriétés optiques

Plusieurs matériaux sont transparents ou semi transparents à $10,6 \mu\text{m}$. Il a été convenu de tester la méthode d'ablation avec le silicium en vertu de sa grande disponibilité et de son faible coût. Ensuite, afin d'obtenir des éléments de meilleur rendement optique, les efforts ont été concentrés sur le ZnSe qui est le matériau de choix pour la fabrication d'éléments optiques opérant à $10,6 \mu\text{m}$ puisqu'il présente une très faible absorption. D'autres matériaux comme le ZnS, le CdTe et le germanium

auraient aussi pu être utilisés en vertu du fait qu'ils présentent des propriétés comparables.

Tableau 3.1 : propriétés fondamentales du Si et du ZnSe.[39], ** [40]

	Silicium (Si)	Sélénure de zinc (ZnSe)
Nature du matériau	Semi-conducteur	Semi-conducteur
Géométrie cristalline	zincblende	cubique face centrée
Énergie du bandgap @ 300K	1.17 eV**	2.82 eV (0,439 μm)
Point de fusion	1414 K**	1798 K
Indice de réfraction @ 10,6 μm	3,415	2,432

Hawkins [41] a calculé et validé expérimentalement certaines propriétés optiques de ces deux matériaux. La figure 3.1 présente ses résultats concernant les propriétés de transmission du silicium.

Le silicium offre des performances optiques moins intéressantes que le ZnSe, mais le fait que les procédés de microfabrication le faisant intervenir soient très bien documentés et que son coût soit moindre nous poussent à le considérer comme échantillon test. Dans la fenêtre autour de 10,6 μm , la fig. 3.1 montre que la transmission à travers un échantillon de silicium dépend fortement de l'épaisseur de celui-ci en plus de présenter une multitude de résonances. Nous pouvons donc affirmer que les réseaux fabriqués dans ce matériau présenteront une forte absorption en plus des pertes dues aux réflexions de Fresnel qui sont plus élevées que dans le cas du ZnSe puisque $n_{Si} \approx 3.415$ à 10,6 μm . Selon Hawkins, ces bandes d'absorptions sont dues à la

multitude de modes vibratoires à deux ou trois phonons optiques et à des effets non-linéaires contribuant à l'élargissement des pics de résonance. Lors de son utilisation, les échantillons de Si absorberont l'énergie du laser et leur température s'élèvera. On constate à la Fig. 3.1 qu'un échantillon plus mince aura moins tendance à présenter une transmission dépendante de la température si on se permet d'extrapoler le comportement vers des températures plus élevées.

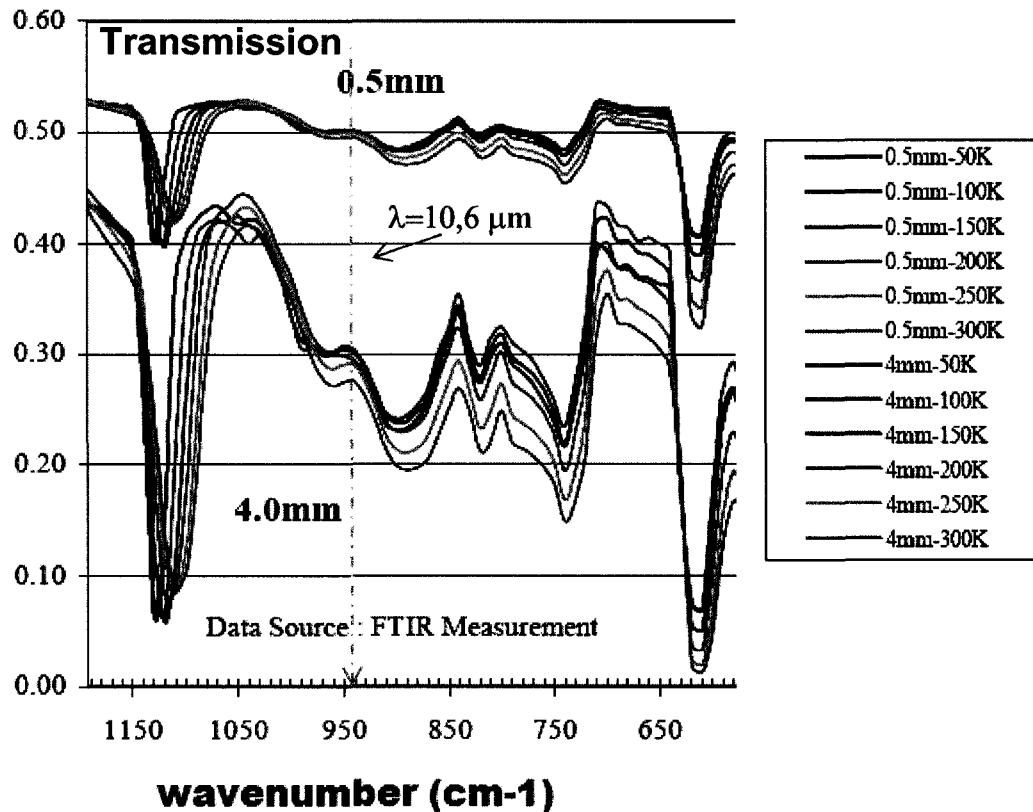


Figure 3.1 : Transmission à travers un échantillon de silicium en fonction du nombre d'onde pour différentes épaisseurs d'échantillon en (mm) et températures (Kelvins) [41].

Dans une fenêtre d'opération autour de $10,6 \mu m$ ($943,39 \text{ cm}^{-1}$), le ZnSe offre une transmission près de 70 % et ce, indépendamment de l'épaisseur de l'échantillon [42]; le coefficient d'absorption à cette longueur d'onde étant de l'ordre de $0,001 \text{ cm}^{-1}$. La transmission à travers le ZnSe est donc essentiellement limitée par le contraste d'indice aux deux interfaces, *i.e.* les réflexions de Fresnel. L'indice du ZnSe est de 2,43 à $10,6 \mu m$

3.3 Fabrication et caractérisation des réseaux par ablation laser

La première avenue qui fut considérée pour réaliser des éléments diffractifs est l'ablation par laser à $0,532 \mu m$. Cette section présente un bref rappel de la théorie générale de l'ablation laser, le montage expérimental utilisé pour l'ablation, et les résultats expérimentaux de la caractérisation des profils d'ablation et du comportement de ces réseaux sous irradiation cohérente à $10,6 \mu m$. La technique a été validée à l'aide d'échantillons de silicium avant de tenter l'expérience sur le ZnSe. En ce sens, les résultats concernant les structures de silicium seront présentés d'une manière moins étouffée. Plusieurs publications font déjà état de la fabrication par des méthodes de gravure chimique de structures diffractives en silicium opérées en transmission [42-45] et l'ablation du silicium à $0,532 \mu m$ et $1,064 \mu m$ est assez bien détaillée [46, 47]. Il suffit maintenant de vérifier si l'ablation laser peut être utilisée pour générer des structures diffractives efficaces.

3.3.1 Ablation par laser nanoseconde : régime photothermique

Un laser dont les impulsions durent quelques nanosecondes peut être utilisé pour graver ou ablater localement un matériau en vertu de la grande cohérence spatiale des sources qui permettent de concentrer toute la lumière en un point focal de petite dimension et donc d'atteindre des densités d'énergies faramineuses.

Lorsque le laser est focalisé à la surface du matériau, des états vibratoires de phonons, des excitations électroniques, ou les deux simultanément interagissent avec le champ et entrent en résonance. Dans le cas spécifique de l'ablation par laser nanoseconde, les mécanismes de relaxation, de dissipation de l'énergie de ces excitations, sont essentiellement limités par le temps de relaxation thermique τ_T étant donné la relative durée des impulsions. Ce phénomène se traduit par la formation d'un gradient de température autour du point d'impact du faisceau. Si l'intensité laser est assez élevée, un changement de phase a lieu : le matériau se liquéfie. Enfin, lorsque l'on atteint l'intensité de vaporisation I_v , le matériau se sublime et on crée un patron d'ablation en sa surface. L'intensité de vaporisation, qu'on nomme plutôt fluence de vaporisation dans le cas des lasers pulsés, est propre à chaque matériau pour une longueur d'onde donnée. La fluence est définie comme la quantité d'énergie par unité de surface qui atteint l'échantillon (J/cm^2). Dans un régime intermédiaire où l'on atteint des intensités qui permettent l'ablation, l'intensité laser effective qui atteint le matériau est affectée par des effets d'écran dus à l'interaction de la lumière incidente avec la plume de vapeur. Une partie de la radiation incidente est absorbée par la plume selon une loi de Beer-

Lambert. L'importance de l'absorption dépend de la quantité de matière expulsée précédemment *i.e.* lors du impulsions précédent. En augmentant davantage la fluence, il est possible d'ioniser les atomes expulsés de la surface et ainsi créer un plasma. Pour des fluences très élevées, la majorité de la lumière incidente est absorbée ou réfléchie par la plume plasma et l'ablation s'entretient par l'interaction de celui-ci avec le matériau [48]. On nomme communément ce phénomène le *plasma shielding*.

Autour de la zone d'ablation, on retrouve généralement une zone affectée thermiquement (ZAT) où, bien que le matériau ne se soit pas sublimé, les propriétés microstructurales de celui-ci sont légèrement modifiées suite au traitement thermique [49, 50]. L'utilisation du laser femtoseconde permet de contourner cette difficulté puisque l'interaction avec les atomes de la surface est assez rapide pour qu'il n'y ait pratiquement pas de diffusion thermique [51, 52]

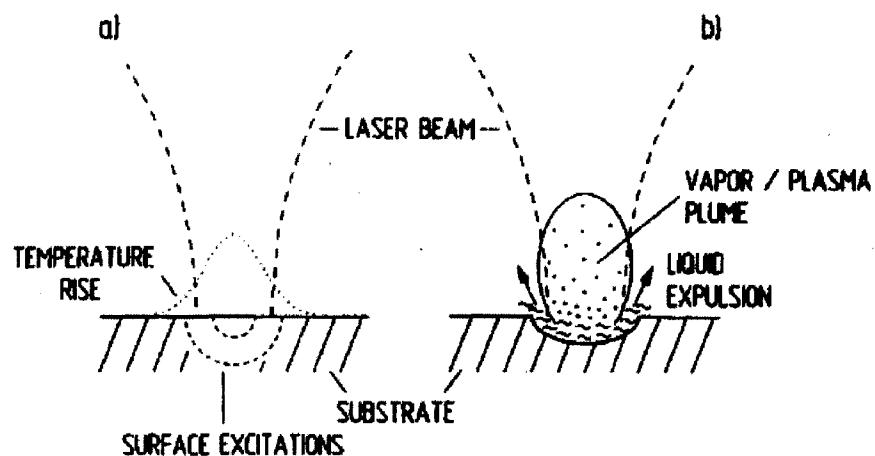


Figure 3.2 : les deux régimes du processus d'ablation laser. a) traitement de la surface avec une intensité laser sous I_v . La surface peut fondre mais il n'y a pas de vaporisation. b) Vaporisation et apparition de la plume de plasma à haute intensité laser [48].

L'étendue de la zone affectée thermiquement dépend de la nature du matériau et de ses propriétés de conduction thermique. Les calculs menant au traitement de l'ablation sont ardu et complexes. Prédire théoriquement l'étendue de la zone de chauffe et la dynamique de l'ablation de manière détaillée est très difficile. Toutefois, il a été montré [48], dans ce régime limité par le temps de relaxation thermique, que le volume de matériau se vaporisant à chaque impulsion suivait une loi logarithmique de la forme :

$$\Delta h = \frac{1}{\alpha_p} \log_e [1 + \alpha_p B(\phi - \phi_p)] \quad (3.1)$$

où :

- Δh est directement proportionnel à la quantité de matière expulsée
- α_p est le paramètre d'absorption de la plume de vapeur/plasma
- B est un paramètre proportionnel à l'enthalpie de vaporisation du matériau
- ϕ_p est la fluence à partir de laquelle il y a ablation (seuil)
- ϕ est la fluence avec laquelle est irradié le matériau

Qualitativement, selon la formule (3.1), on conçoit que pour $\phi \gg \phi_p$ la quantité de matière ablatée par impulsion pourrait devenir pratiquement indépendante de la fluence. Ce comportement a d'ailleurs été observé lors de l'ablation du silicium à 355 nm [53].

3.3.2 Interaction laser Nd :YAG avec le Si et le ZnSe

Pour les expériences d'ablation, nous avons utilisé un laser Nd :YAG pulsé dont la longueur d'onde est de 532 nm. Il est justifié d'utiliser ce laser puisque comme le montre la fig. 3.3, le silicium est un semi-conducteur qui absorbe beaucoup à cette longueur d'onde [54]. Afin d'effectuer l'ablation du silicium, il faut atteindre une

température de 1414 K, qui est le seuil de fusion du matériau [55]. Le fait que l'absorption augmente avec la température permet d'atteindre le seuil d'ablation plus rapidement, en irradiant moins longtemps.

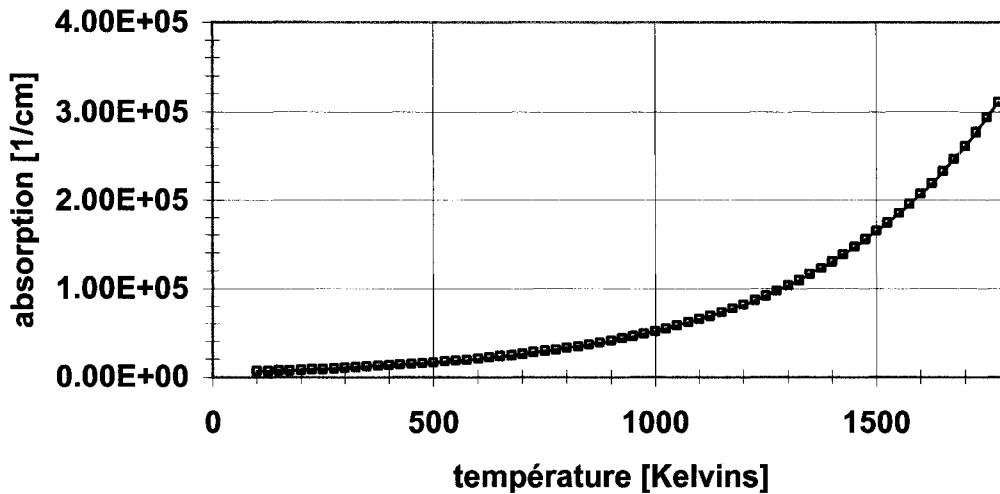


Figure 3.3 : absorption du silicium en fonction de la température à 0,532 μm

L'absorption du ZnSe à cette longueur d'onde est, selon Hawkins, de l'ordre de 1 cm^{-1} . Toutefois, sous irradiation laser intense, le coefficient d'absorption du ZnSe se modifie suite à des contributions reliées à la présence de défauts cristallins, de défauts causés par l'irradiation elle-même et aux effets optiques non-linéaires [48].

Il a été montré, sous irradiation intense avec :

$$\hbar\nu < E_G$$

Où h est la constante de Planck, ν est la fréquence optique et E_G est l'énergie du band-gap, que le mécanisme principal de modification de l'absorption était la création de lacunes de Zn contre balancée par l'apparition de Zn interstitiel dans la maille cristalline [56]. La désexcitation de ces états interagissant fortement avec le rayonnement laser crée l'augmentation de température nécessaire à la fusion puis à l'ablation du matériau [57].

3.3.3 Description du montage expérimental

Lors des expériences d'ablation, les paramètres d'opération du laser étaient les suivants :

Tableau 3.2 : paramètres d'opérations du laser utilisé lors de l'ablation

λ	Durée du impulsion	Fréquence d'opération	Polarisation
532 nm	30 ns	30 kHz	Linéaire (verticale)

Le laser de marque PHOTONICS INDUSTRIES, était maintenu à 19 degrés Celsius par un refroidisseur NESLAB RTE-111. La stabilité de la puissance fournie par le laser oscillait de $\pm 7mW$ et s'obtenait après environ 2500 secondes comme indiqué à la figure 3.4. Afin d'être certain que le laser soit stabilisé, aucune expérience ne débutait avant 2700 secondes (45 minutes) après l'allumage.

Le faisceau de sortie du laser traverse un obturateur pour par la suite être collimé et agrandi d'un facteur 4 par une paire de lentilles convergentes. Le faisceau se propage ensuite à travers un atténuateur composé d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation. Ce dispositif permet de contrôler la puissance incidente sur l'échantillon

sans déstabiliser la cavité laser. La partie du faisceau réfléchie par le cube séparateur termine sa course dans un puits à faisceau anodisé.

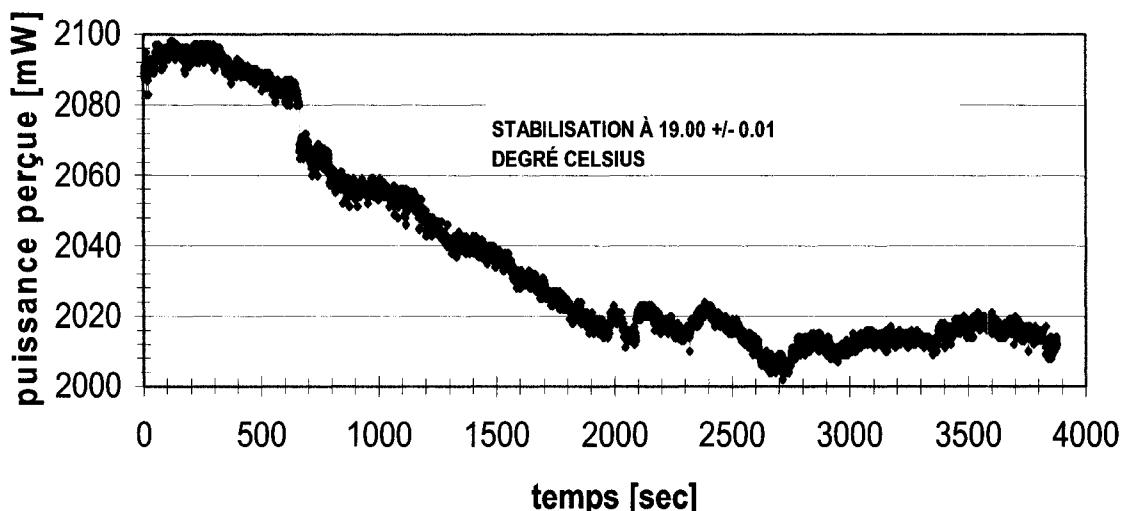


Figure 3.4 stabilité temporelle de la puissance du laser Nd:YAG

L'échantillon est déposé sur un support à succion qui est solidaire d'un montage de 2 platines NEWPORT esp 6000 qui permettent de déplacer l'échantillon dans un plan perpendiculaire au faisceau laser. Une troisième table de translation, dont le mouvement est parallèle à l'axe optique du système, permet de positionner la lentille de focalisation.

L'échantillon est illuminé par une lampe blanche pour permettre de faire l'image du plan focal de la lentille de focalisation. Une partie de l'intensité fournie par la lampe et le laser est réfléchie à la surface de l'échantillon pour ensuite être de nouveau en partie réfléchie par une lame de verre positionnée sur la platine (Z) comme indiqué sur la figure 3.5. L'image obtenue et atténuée par un filtre est ensuite projetée sur le capteur d'une camera SONY ExWAVE reliée à un moniteur. Ceci permet de suivre l'évolution

de l'ablation en temps réel. Le mouvement des platines de translation et l'ouverture de l'obturateur sont contrôlés par un ordinateur à travers l'interface LABVIEW.

Tableau 3.3 : sommaire des pièces du montage d'ablation de la figure 3.8

NO. de la pièce	description	NO. de la pièce	description
1	Laser	10	Platine (Z) Newport
2	Obturateur	11	Support à échantillon
3	Agrandisseur de faisceau 4X	12	Lentille d'imagerie
4	Miroir	13	Filtre spectral
5	Lame demi-onde	14	Ordinateur
6	Cube séparateur de polarisation (PBS)	15	Moniteur télé
7	Lame de verre	16	Camera CCD
8	Lentille de focalisation $f = 1 po.$	17	Puits à faisceau
9	Platines (X/Y) Newport	18	Lampe blanche

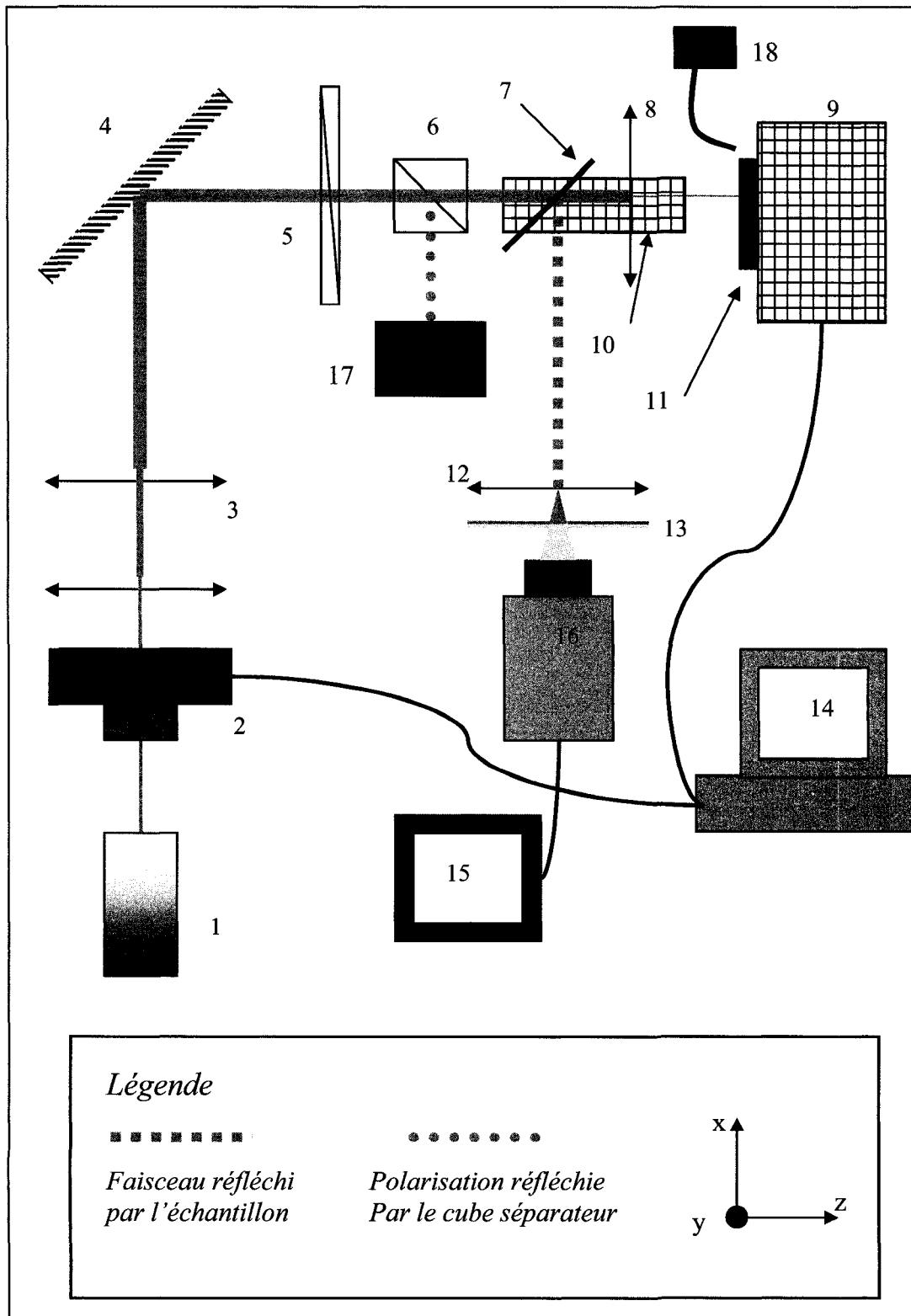


Figure 3.5 schéma du montage expérimental d'ablation laser

3.3.4 Caractérisation du faisceau gaussien

Le diamètre du faisceau gaussien après son passage à travers la lentille de focalisation a été caractérisé par la méthode de la lame [58]. Les résultats de mesures ont été comparés avec le modèle du faisceau gaussien dont la distribution spatiale du champ se propageant selon l'axe z est définie de la façon suivante:

$$E(x, y, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp - i \left([kz - \phi(z)] + k \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right) \quad (3.2)$$

et où l'évolution du rayon du faisceau est donnée par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.3)$$

Et

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.4)$$

Avec :

- A_0 : un facteur de normalisation sur l'amplitude
- w_0 : le waist du faisceau laser
- $w(z)$: la valeur locale du rayon du faisceau laser (13,5% de la puissance crête)
- z_R : la distance de Rayleigh ($b = 2z_R$ est appelé paramètre confocal)
- $R(z)$: le rayon de courbure local du front d'onde sphérique
- $\phi(z) = \arctan(z/z_R)$: un terme de phase supplémentaire

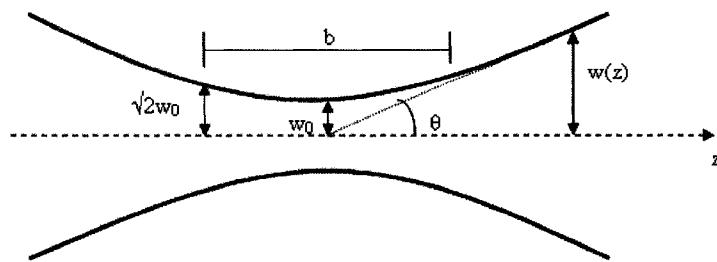


Figure 3.9 : paramètres du faisceau gaussien

Sur les figures 3.6 et 3.7, on présente un lissage des données recueillies avec l'équation (3.2) selon la méthode des moindres carrés en faisant varier le paramètre w_0 et un paramètre flottant permettant de déplacer l'origine.

Au tableau 3.4, on note que le modèle prédit des valeurs pour w_0 et par conséquent de la zone de Rayleigh qui sont inférieures à celles mesurées expérimentalement.

Tableau 3.4 : comparaison des paramètres principaux du faisceau gaussien obtenus par mesure et par

lissage

paramètre	w_0 [μm]	Z_R [μm]
mesuré	13	80
modélisé	1,5	13,8

Le modèle semble très bien correspondre avec les mesures pour les points éloignés du plan focal de la lentille. Toutefois, près du point focal ce n'est plus le cas comme on le note sur les figures 3.6 et 3.7. Les aberrations sphériques de la lentille peuvent expliquer les divergences entre les données mesurées et celles provenant du lissage théorique près du point focal. De plus, puisqu'aucun filtrage spatial n'a été opéré à la sortie du laser, on peut penser que du bruit des ordres spatiaux supérieurs modifiant le front d'onde vient contribuer à l'augmentation de l'étranglement au point focal. Par conséquent, le faisceau s'écarte du comportement limité en diffraction prédit par le modèle. Enfin, la condition de planéité de l'onde en entrée de lentille n'était peut être pas totalement remplie, ce qui viendrait aussi faire augmenter l'étranglement au point focal.

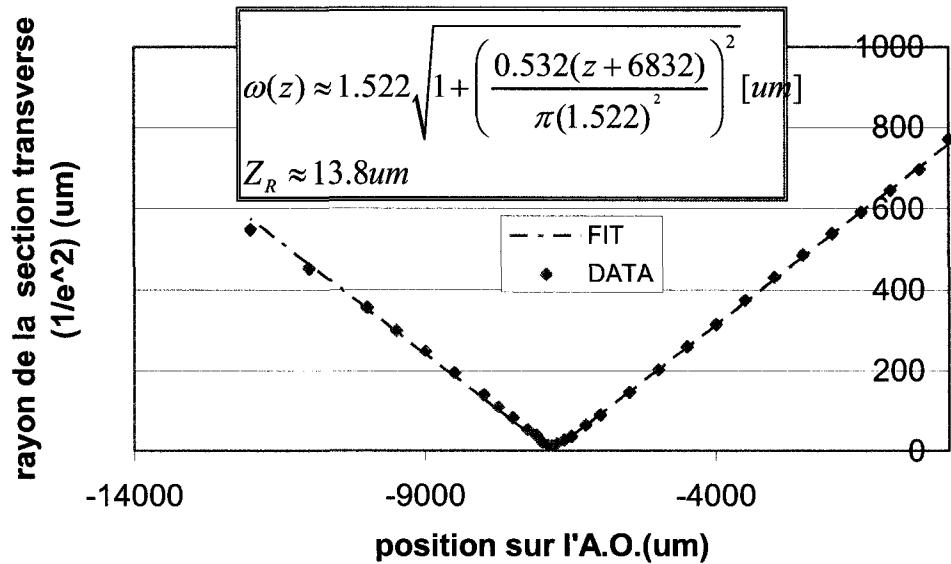


Figure 3.6: évolution du rayon du faisceau gaussien après la lentille de focalisation et courbe paramétrisée à partir de l'éq. (3.2).

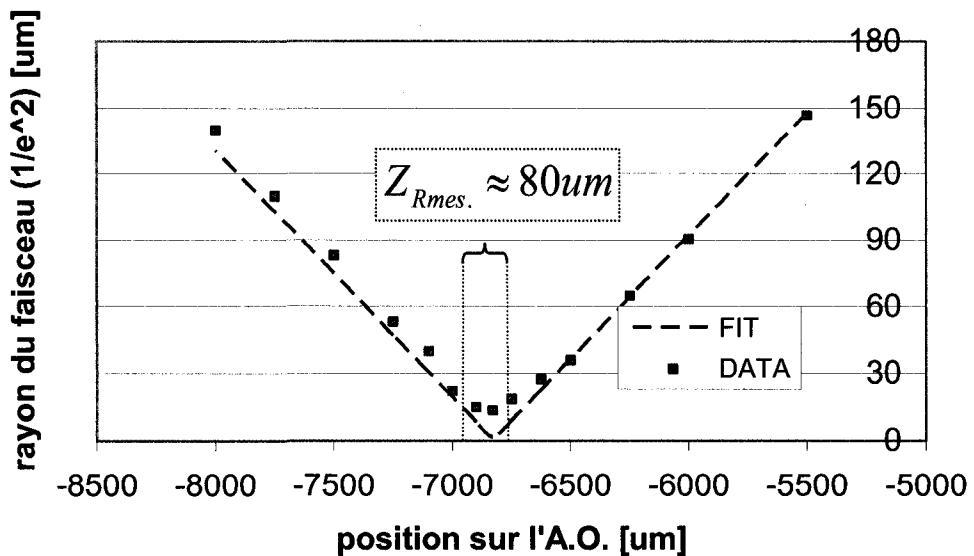


Figure 3.7 : évolution du rayon du faisceau gaussien près du point focal de la lentille de focalisation et comparaison avec le modèle théorique

3.3.5 Interface LABVIEW

La technique d'écriture des réseaux de diffraction consiste à déplacer l'échantillon dans le plan focal de la lentille pour effectuer l'ablation du matériau selon un patron précis. Dans le cas des réseaux lamellaires, il s'agit d'une matrice périodique de lignes. Le positionnement de l'échantillon et de la lentille de focalisation s'effectue à travers une interface LABVIEW nommée *res_diff ablation esp_6000* qui permet de contrôler la vitesse d'écriture, la position de la lentille, la période du réseau ainsi que le nombre de période qui le constituera.

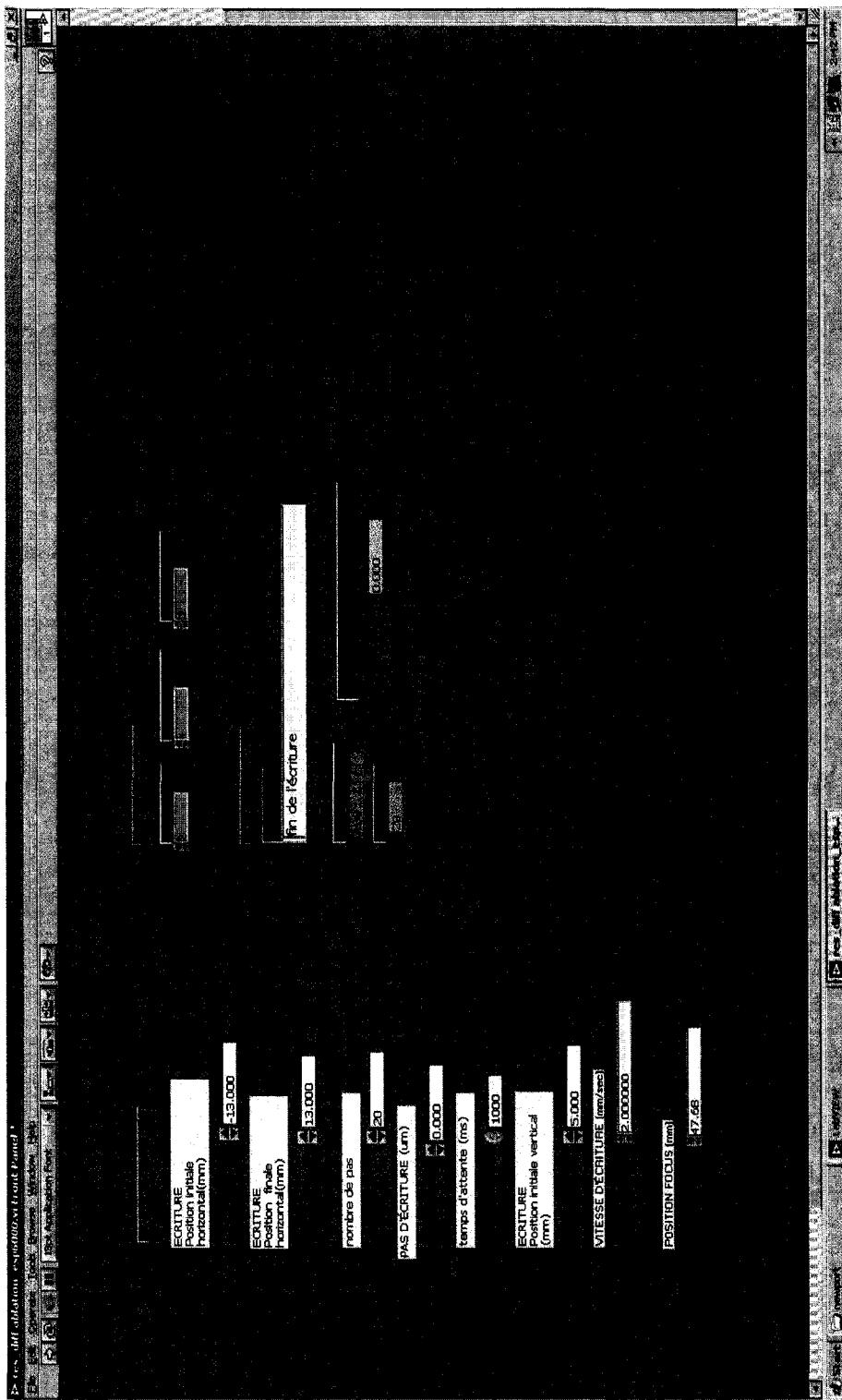


Figure 3.8 : interface de l'utilisateur du programme res_diff ablation esp_6000

3.3.6 Méthodologie expérimentale de la mesure de l'efficacité de diffraction

Les réseaux fabriqués sont caractérisés en terme de leur efficacité de diffraction en transmission en utilisant une méthode d'échantillonnage par fente. Une fente de 50 μm de largeur est fixée devant la zone active d'un puissance-mètre. Le dispositif est ensuite déplacé par petits incrémentés dans un plan interceptant les ordres diffractés à l'aide d'une platine de translation commandée à travers une interface LABVIEW. Ceci permet d'échantillonner la distribution de puissance contenue dans chacun des ordres comme il est montré à la figure 3.9. Pour des fins d'alignement préalable à l'expérience, le faisceau de sortie d'un laser HeNe est combiné à celui du laser CO₂ grâce à une lame combinatoire. La puissance incidente sur le réseau est contrôlée par un atténuateur formé d'une lame demi-onde rotative et d'un polariseur.

Tableau 3.5 : description des pièces du montage de mesure de l'efficacité de diffraction en transmission

numéro	Description	numéro	Description
1	Laser CO ₂	8	Polariseur
2	Miroir	9	Réseau de diffraction
3	Laser HeNe	10	Fente de 50 μm
4	Lame combinatoire	11	Table de translation
5	Puit à faisceau	12	Puissance mètre
6	Obturateur	13	Ordinateur
7	Lame demi-onde rotative		

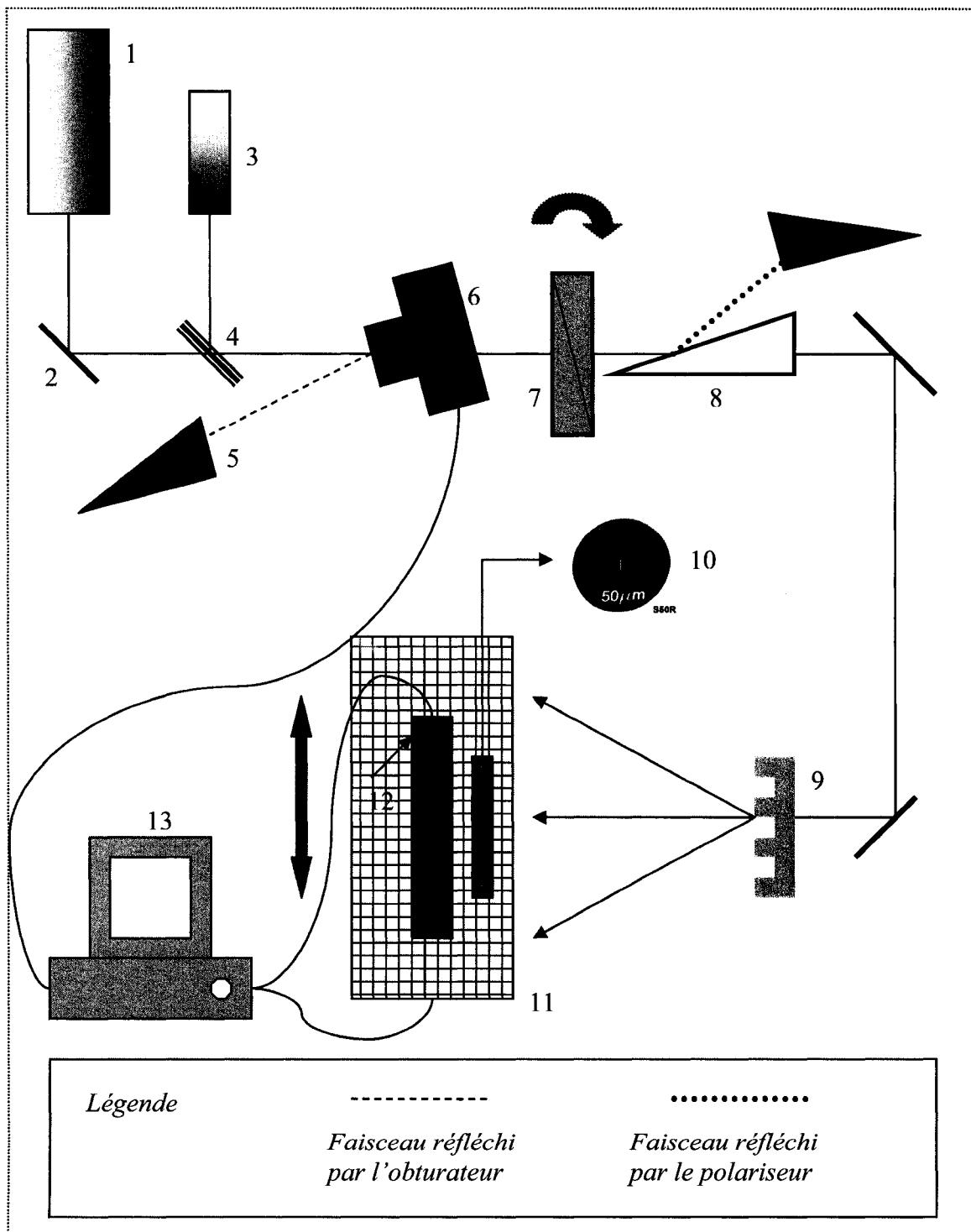


Figure 3.9 : schéma du montage expérimental de la mesure de l'efficacité de diffraction en transmission

3.3.7 Réseaux diffractifs de silicium

Dans le but de valider l'hypothèse concernant la possibilité de fabriquer des éléments diffractifs fonctionnels par ablation laser, nous avons tout d'abord utilisé le silicium. Avant de réaliser l'ablation, il fallait tout d'abord opérer un traitement de surface à l'échantillon afin d'améliorer les performances optiques.

a) préparation de l'échantillon

Le silicium cristallin provenait du laboratoire LMF de l'École Polytechnique de Montréal. Nous avons poli l'échantillon avec une polisseuse rotative sur laquelle nous disposions des tapis incrustés de particules de diamant de différentes grosseurs de grains. Plus fin est le grain, moins les défauts de surface auront de grandes dimensions. Les échantillons ont successivement été polis avec des grains de 30, 6, 1 et 0,1 μm . Le grain de 30 μm , très abrasif, est utilisé grossièrement pour diminuer l'épaisseur des échantillons. Après le polissage, les échantillons sont nettoyés dans un bain à ultrasons. Le polissage des échantillons a deux buts principaux. Le premier est de diminuer l'absorption des structures sous irradiation à 10,6 μm . La figure 3.1 montre que la transmission à travers un échantillon de Si dépend fortement de l'épaisseur de celui-ci. Il faut diminuer l'épaisseur des échantillons par polissage. D'autre part, le traitement de la facette des échantillons qui présente une grande rugosité de surface diminuera la diffusion du champ à cette interface.

b) ablation

Le tableau 3.6 présente les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons réalisé l'ablation du réseau.

Tableau 3.6 : conditions expérimentales de l'ablation du silicium

Puissance (Watts)	4
Vitesse d'écriture (mm/sec)	10
Période (μm)	80

Nous avons placé l'échantillon au point focal approximatif de la lentille en notant la position où la plume de vapeur devenait visible et où la lumière émise lors de l'ablation semblait la plus vive sur le moniteur vidéo. Le réseau fabriqué de cette manière a ensuite été inspecté au microscope optique. À la figure 3.10, les zones sombres marquent les endroits où le silicium a été ablaté. On note une irrégularité dans le patron d'ablation le long des tranchées qui, elles, sont espacées régulièrement de $80 \mu m$.



Figure 3.10 : vue de la surface du réseau de Silicium réalisé par ablation laser

Ces irrégularités, qu'on associe à un léger élargissement ou à une constriction de la largeur de la zone ablatée, se présentent aléatoirement le long de la tranchée.

c) évaluation de l'efficacité de diffraction

Les propriétés de transmission et l'efficacité de diffraction du réseau ont ensuite fait l'objet d'une étude. Bien que les capacités diffractives de la structure aient été confirmées, comme on le remarque sur la figure 3.18, c'est plutôt la transmission de la structure qui laisse, comme prévu, à désirer. L'échantillon d'environ $500 \mu m$ d'épaisseur ne réussit qu'à transmettre 31% de la puissance totale incidente. Les prédictions théoriques de Hawkins prévoient plutôt environ 50% de transmission. La puissance absorbée par l'échantillon se dissipe en chaleur et fait grimper la température de l'échantillon.

La figure 3.11 montre les résultats expérimentaux de la mesure de la puissance relative contenue dans chacun des ordres de diffraction dans le mode d'opération TM. Ceux-ci furent identifiés à l'aide de l'équation (2.1). On note une prépondérance de l'ordre $m=0$ et un comportement symétrique pour les ordres $m=+/-1$. Ceci est normal considérant l'incidence normale sur le réseau. Ces résultats permettent tout de même de valider la technique d'ablation.

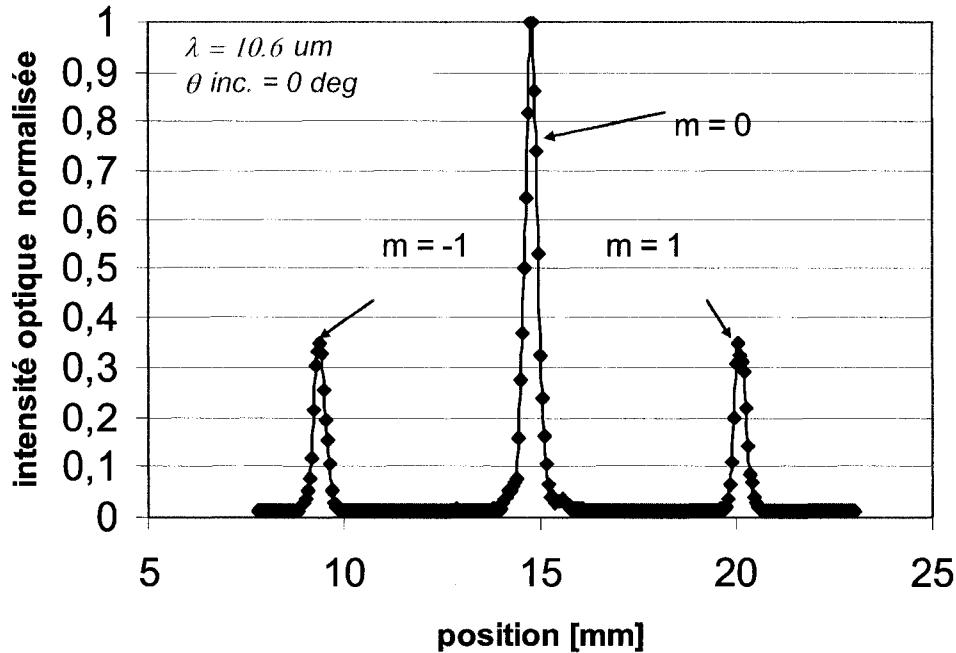


Figure 3.11 : puissance optique normalisée véhiculée dans les 3 ordres principaux d'un réseau de diffraction de silicium en mode TM.

3.3.8 Réseau de diffraction de ZnSe

L'expérience avec le silicium a permis de démontrer que des réseaux de diffraction opérant à $10,6 \mu\text{m}$ pouvaient être fabriqués par ablation laser. Afin d'améliorer les performances optiques des dispositifs, principalement limitées par une faible transmission, on a opté de travailler avec le ZnSe.

a) préparation de l'échantillon

Les échantillons de ZnSe provenaient de la compagnie II-VI Inc. Ces échantillons ont aussi été polis avec des tapis de multiples tailles de particules de

diamant incrustées. La figure 3.12 montre un agrandissement de (200 μm X 200 μm) de la surface d'un échantillon de ZnSe avant et après le polissage. Notons que l'imperfection en 'U' est attribuable à la saleté sur l'optique du microscope. On note aussi que les stries liées à la coupe de l'échantillon ont pratiquement été éradiquées par le polissage. Après le traitement, on remarque la présence de défauts résiduels sous forme de zones sombres.

Les zones sombres sont des centres d'absorption ou de diffusion puisqu'ils apparaissent foncés sous illumination. Ces défauts sont fort probablement sous la surface de l'échantillon. Il a été montré [59, 60] que le polissage mécanique des cristaux de ZnSe entraîne l'apparition de dommages sub-surfaciques et de dislocations s'étendant plus profondément. Après polissage des deux facettes des échantillons de ZnSe, la transmission à 10,6 μm s'élevait à 58%, ce qui est environ 12 % de moins que la valeur théorique fournie par les équations de Fresnel mais qui est suffisant pour les besoins de l'expérimentation.

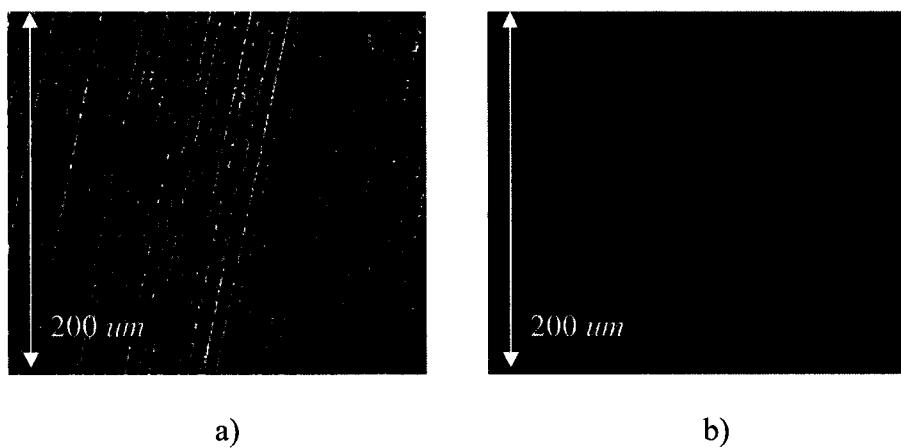


Figure 3.12 : photographies de l'état de surface d'un échantillon de ZnSe a) avant polissage et b) après.

b) Détermination de la position de la lentille de focalisation

La position de la table de translation où est fixée la lentille de focalisation doit être déterminée plus précisément de manière à assurer que la surface de l'échantillon se trouve au point focal de la lentille. Pour ce faire nous avons calibré le montage en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Pour différentes positions de la lentille, mais en fixant la puissance et la vitesse d'écriture, nous avons gravé des lignes dans un échantillon de ZnSe. La position qui générait la tranchée la moins large dans la zone où l'ablation était substantielle, fut considérée comme optimale. La largeur des tranchées ainsi que l'épaisseur de l'échantillon furent mesurées à l'aide d'un profileur de surface mécanique TENCOR.

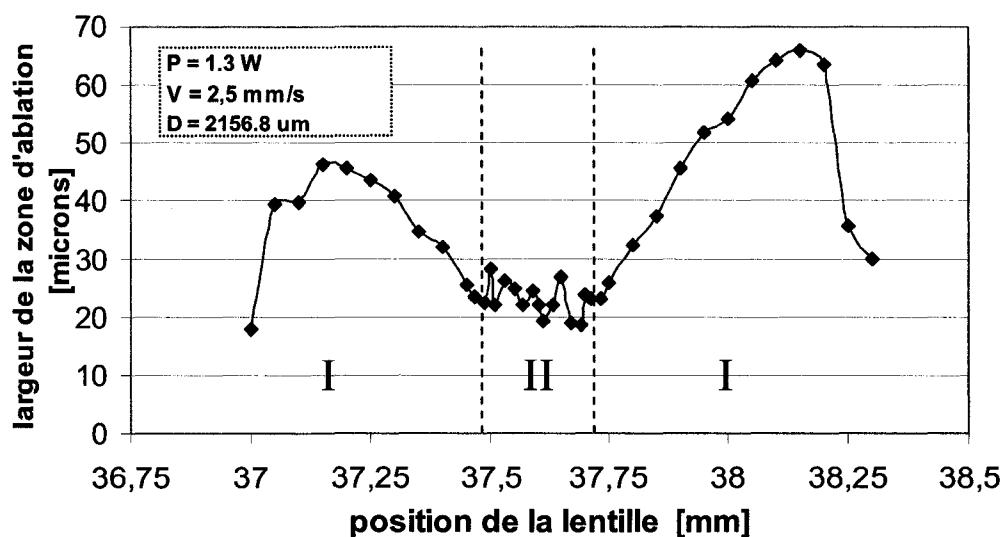


Figure 3.13: Largeur des tranchées ablatées dans un échantillon de ZnSe pour différentes positions de la lentille de focalisation.

La figure 3.13 présente les résultats de l'analyse au profileur de surface pour des tranchées dont l'ablation s'est effectuée à 2,5 mm/sec, à 1,3 Watts de puissance laser et pour un échantillon de 2158,6 μm d'épaisseur. La position du point focal semble se trouver à 37,6 mm dans le référentiel de la table de translation. On note qu'autour de cette position, la largeur de la tranchée semble se stabiliser et osciller légèrement autour de 22 μm . Ce phénomène s'étalonne sur environ 210 μm et est fort probablement dû au passage d'un régime d'ablation évaporatif (zone I sur la figure 3.13) dont l'évolution suit le profil de la distribution de la chaleur, à un régime d'ablation par plume plasma (zone II sur la fig. 3.13) où le phénomène d'écrantage de la plume (*shielding*) devient très important et où, on peut s'attendre à une relative stabilisation du volume de matière ablatée en raison de l'augmentation de la fluence.

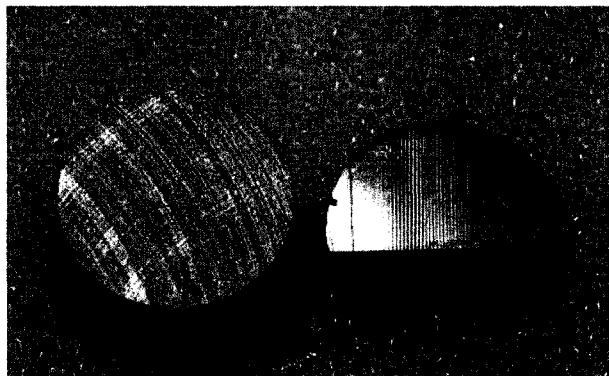


Figure 3.14 : photographies de l'échantillon de ZnSe avant (gauche) et après polissage et ablation laser (droite)

Le comportement de l'ablation dans la zone II permet une marge de manœuvre quant à la position de la lentille et la précision de la mesure de l'épaisseur de l'échantillon. L'erreur combinée de ces deux paramètres peut atteindre $210 \mu\text{m}$.

c) caractérisation de l'ablation

Après avoir positionné la lentille, un réseau fut fabriqué selon les conditions expérimentales du tableau 3.7.

Tableau 3.7 : conditions expérimentales lors de la fabrication des réseaux de diffraction de ZnSe

Puissance (Watts)	3,78
Vitesse d'écriture (mm/sec)	1
Période (μm)	55

On a procédé à une analyse en microscopie optique de la structure mais aussi à une investigation plus poussée à l'aide du microscope électronique à balayage (MEB) afin de déterminer l'étendue de la zone affectée par l'interaction laser au-delà du volume ablaté.

La figure 3.15 montre une série de photographies d'une coupe transverse d'une tranchée. Ces clichés ont été obtenus avec un objectif de microscope sous une illumination arrière en lumière blanche. Cette série de photographies nous permet de constater que l'irradiation laser affecte le ZnSe bien au-delà de la zone d'ablation.

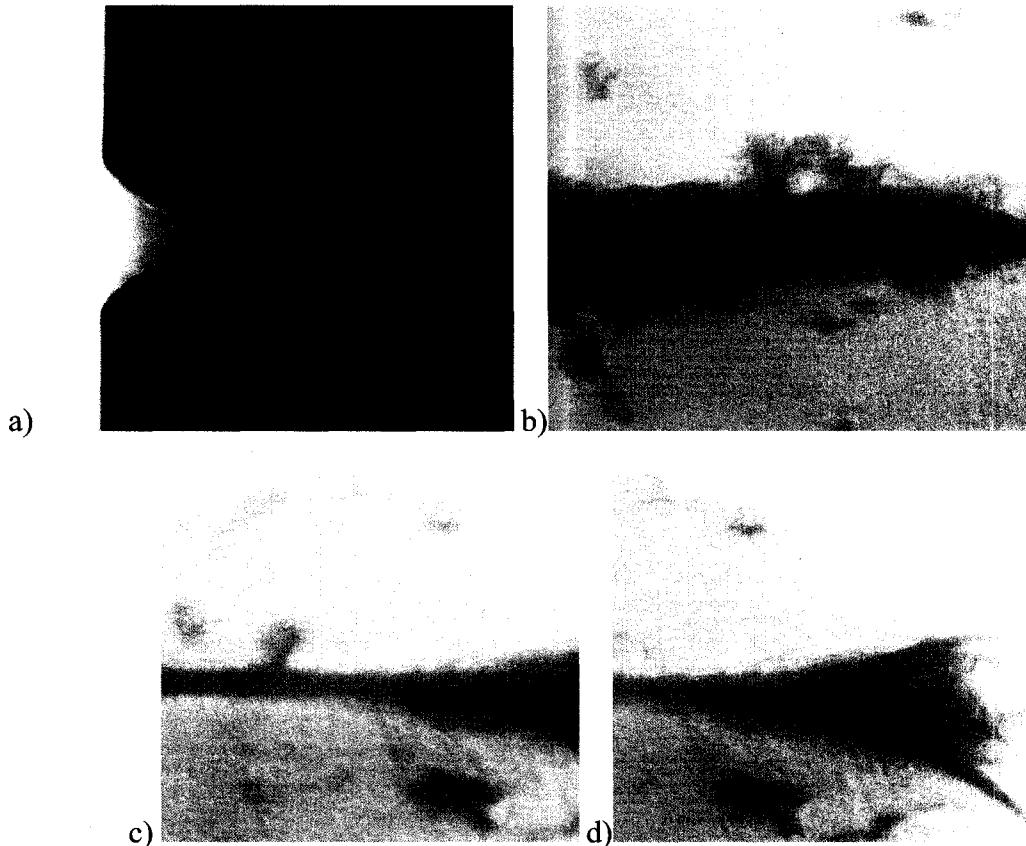


Figure 3.15 : photographies de l'étendue de la zone affectée par l'irradiation laser lors de l'ablation du ZnSe. a) vue de la zone d'ablation. b), c), d) vue en profondeur dans l'échantillon.

En particulier, on remarque une zone sombre se propageant en profondeur dans l'échantillon. Il ne serait pas surprenant de constater un changement d'indice ou d'absorption dans cette zone. La région affectée s'effile à mesure que nous progressons en profondeur mais se gonfle en son extrémité. L'analyse au MEB permet d'observer plus précisément la taille de cette zone. À la figure 3.16, on constate que cette zone mesure environ $200 \mu m$.



Figure 3.16 : Cliché d'analyse au MEB d'une coupe transverse du réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser

Ce phénomène peut en partie être expliqué par un effet de guidage optique dynamique déjà observé lors de l'ablation du CdTe, un autre semi-conducteur II-VI [61] en combinaison avec le phénomène de filamentation. Lors de l'ablation, des tranchées sont formées. Celles-ci agissent comme des guides d'ondes creux aux parois diffusives. Le champ est réfléchi avec pertes sur ces parois et se propage plus profondément dans l'échantillon au lieu de diverger à la manière d'un faisceau gaussien. La densité d'énergie au fond de la tranchée est alors suffisante pour entretenir l'ablation ou du moins modifier localement les propriétés du matériau ce qui permet d'entretenir l'effet de guidage. Le processus cesse lorsque, suite à la dissipation de puissance le long des parois, la densité d'énergie n'est plus suffisante pour entretenir l'ablation. Dans la zone où l'ablation n'a pas lieu, le guidage sans divergence du champ que l'on observe sur la figure 3.16, est probablement une conséquence du phénomène de filamentation. Celui-ci origine d'un équilibre précaire entre l'effet Kerr et la génération d'un plasma. L'effet

Kerr est un mécanisme non linéaire où l'indice est augmenté sous l'effet d'une interaction entre un champ intense et le matériau. Le faisceau aura alors tendance à s'autofocaliser. Toutefois, le passage d'un champ intense à travers le matériau génère aussi un plasma qui, quant à lui, défocalise le faisceau. La compétition entre ces deux phénomènes permet au faisceau de se propager sans divergence sur des distances appréciables [62]. Dans le cas qui nous concerne, cette distance est d'environ $200 \mu\text{m}$.

La rugosité du fond des tranchées est relativement importante comme on le note à la figure 3.17. Ceci peut avoir un effet sur la diffusion du champ à l'interface.

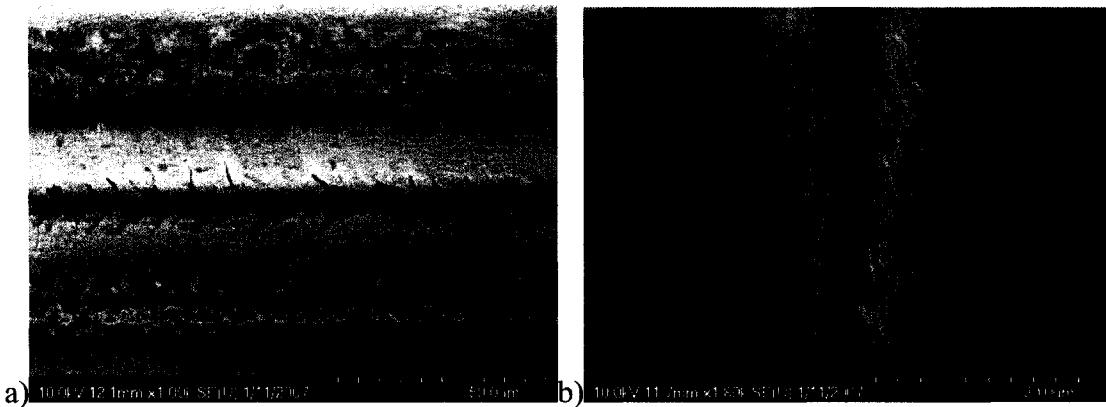


Figure 3.17 : clichés MEB d'une tranchée d'un réseau de diffraction réalisé par ablation laser.

On remarque aussi que le rapport entre le volume de matière évaporée et le volume de matière résiduelle d'une période du réseau est relativement faible. Pour le réseau dont il est ici question, nous obtenons 82 % de facteur de remplissage par période. Ceci implique qu'environ 4/5 de chacune des périodes du réseau demeure intacte. Ceci n'inclut pas la zone affectée thermiquement. La figure 3.18 illustre ce fait. Comme nous le verrons plus tard, le facteur de remplissage influence énormément la proportion de

puissance contenue dans l'ordre 0. L'ablation laser limite donc la capacité d'inscrire des patrons d'ablation où il serait nécessaire de diminuer le facteur de remplissage.

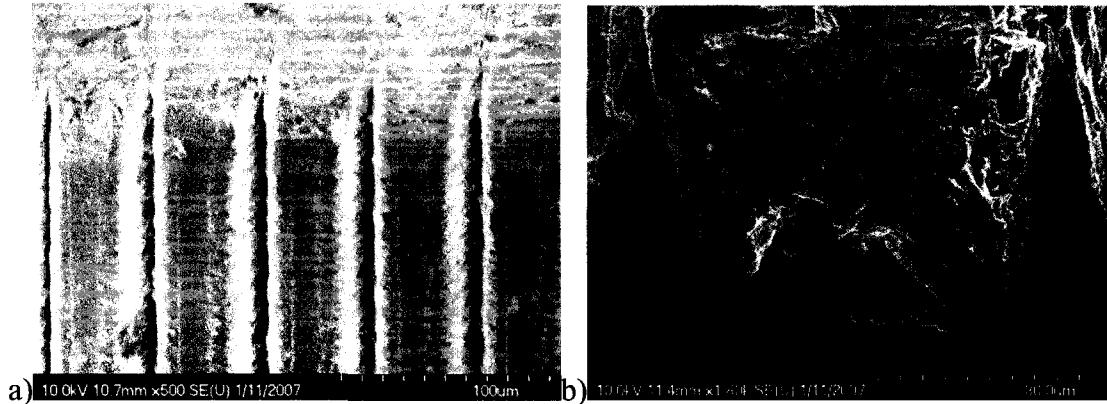


Figure 3.18 : Analyse au MEB de la topologie de surface d'un réseau de diffraction. a) Vue à 45 degrés des tranchées; b) coupe transversale d'une période du réseau.

d) caractérisation des performances optiques

Les réseaux de diffraction ont fait l'objet d'une analyse de leur efficacité de transmission en mode *TE* et *TM* à incidence normale. Pour ce faire nous avons utilisé le montage de la figure 3.9 mais la fente d'échantillonnage est remplacée par une tête profileuse électronique qui relaye l'information concernant la puissance normalisée à un ordinateur. Après l'ablation du réseau, 41% de la puissance incidente était transmise ce qui est tout de même mieux que dans le cas du réseau de silicium. L'efficacité de diffraction est pratiquement identique pour les deux modes d'opération comme en témoignent les figures 3.19 et 3.20. Dans les deux cas, nous avons détecté les ordres $0, \pm 1, \pm 2$. Toutefois on note que l'ordre +2 est légèrement plus faible que le -2 dans les

deux cas alors que nous nous attendions à un comportement symétrique vue l'incidence normale. De plus, en mode TM , cet ordre semble se dédoubler. La technique holographique d'inscription des LPG requiert toutefois une absence de l'ordre 0 pour maximiser le contraste d'indice.

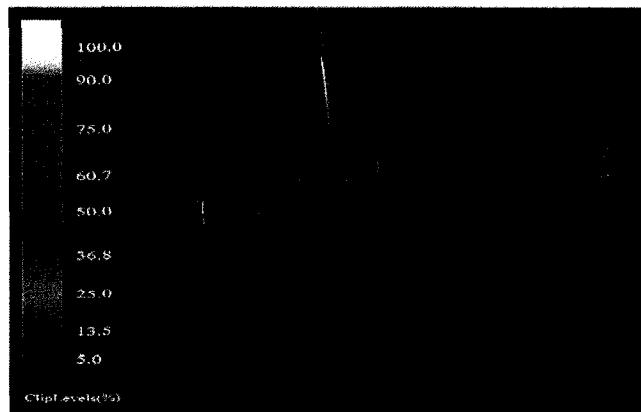


Figure 3.19 : efficacité de diffraction mesurée à $10,6 \mu\text{m}$ en mode TE d'un réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser

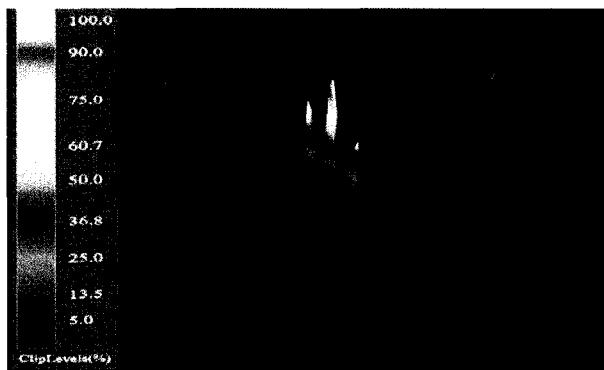


Figure 3.20 : efficacité de diffraction mesurée à $10,6 \mu\text{m}$ en mode TM d'un réseau de diffraction de ZnSe fabriqué par ablation laser

Ce réseau ne nous permet pas d'accomplir cette tâche. La force de l'ordre 0 peut être expliquée par le facteur de remplissage de 82% dont il a été mention. À la section 3.4, des simulations viendront appuyer ces affirmations. Il est toutefois important de noter

que la diminution du facteur de remplissage nécessite une augmentation de la puissance laser. Ce faisant, la profondeur d'ablation s'en verra augmentée et les effets internes dont il a déjà été mention risquent alors d'être amplifiés. La prochaine section permettra aussi de rendre compte du fait que la profondeur de la région ablatée influe sur l'efficacité de diffraction de l'ordre 0. L'alternative de faire plusieurs passages successifs pourraient s'avérer être un moyen judicieux de contourner les difficultés engendrées par le faible facteur de remplissage. L'ablation de tranchées dont la largeur théorique excède la distance qui les sépare pourrait permettre d'obtenir un facteur de remplissage adéquat. Toutefois, les implications relatives à la modification interne du matériau à travers la filamentation et le potentiel changement d'indice qui en découle devraient tout d'abord être étudiés. La zone affectée thermiquement étant moins large que la zone ablatée, si changement d'indice il y a, la structure pourraient alors être composée d'un réseau d'indice suivi d'un réseau de relief mais dont les périodes de modulation sont différentes. La figure 3.21 illustre cette réalité.

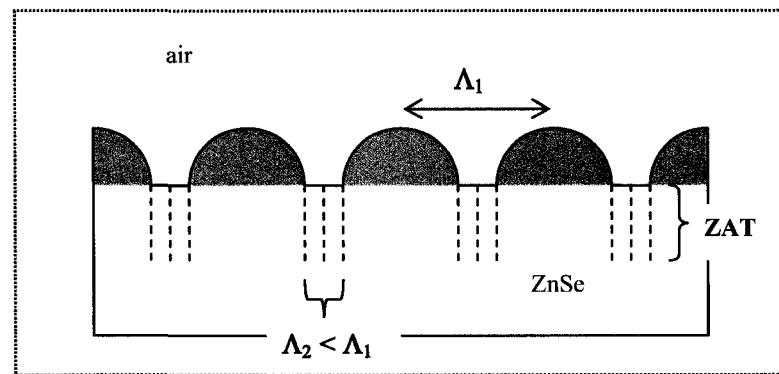
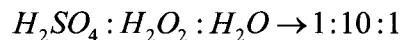


Figure 3.21 : illustration de la création d'un réseau double suite à 3 passages ablatifs pour augmenter le facteur de remplissage. Les traits pointillés représentent les zones où il y a filamentation

Pour toutes les raisons que l'on vient de mentionner et parce que le polissage et l'analyse au MEB sont des processus relativement longs, il a été convenu de se tourner vers la gravure à faisceaux d'ions.

3.4 Micro-usinage du ZnSe par gravure à faisceaux d'ions

Plusieurs techniques physiques et chimiques ont été développées pour effectuer la micro-fabrication du ZnSe. Une méthode de gravure chimique dans une solution d'acide sulfurique, de peroxyde d'hydrogène et d'eau dans des proportions :



a permis d'atteindre un taux de gravure de 60 *Angstroms/sec* [63, 64]. Des méthodes physico-chimiques de gravure par ion réactif (*RIE*) ont aussi été utilisées pour fabriquer des éléments diffractifs [65, 66] et des structures plus fines qui sont à la base de la fabrication de diodes laser qui émettent dans le bleu et le vert [67]. Ces méthodes permettent d'obtenir un taux de gravure de 10 à 50 *nm/min* dépendamment de la nature du gaz réactif, de sa pression dans l'enceinte et de la puissance radiofréquence utilisée pour entretenir le plasma. Les gaz réactifs les plus couramment utilisé pour graver le ZnSe sont l'hydrogène (H_2), un mélange de méthane et d'hydrogène (CH_4/H_2) [68-70] ou des chlorures tels le BCl_3 [65].

La gravure par faisceaux d'ions (*ion milling*) est une technique de micro-fabrication par laquelle des ions présents dans un plasma sont accélérés par un champ *RF* sur la cible. Elle diffère de la *RIE* par le fait qu'il n'y a pas de gaz réactifs dans la chambre à vide. Ce

n'est donc que le transfert d'énergie cinétique des ions au substrat qui assure la gravure. Le transfert de quantité de mouvement à la cible génère le bris de liens et l'éjection balistique de matériau aux endroits bombardés. Généralement, des ions de gaz nobles sont utilisés parce qu'ils ont une masse élevée et qu'ils n'ont pas tendance à réagir avec la cible lors de l'ablation. Cette technique nécessite une enceinte sous vide pour la formation du plasma [71]. Bien qu'elle permette une gravure directionnelle, donc la possibilité de produire un réseau à créneau, la gravure par faisceau d'ion requiert la fabrication de masques et l'utilisation de photo-résines masquantes afin de localiser la gravure. La figure 3.22 relate les étapes du procédé. Dans le cas qui nous concerne, un masque de chrome a été fabriqué.

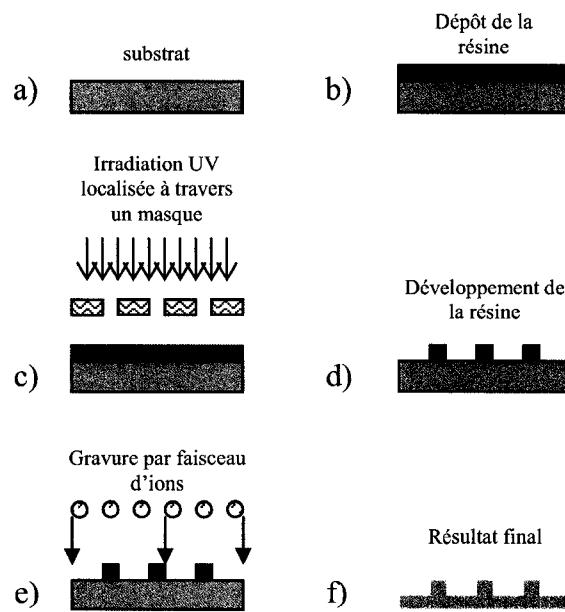


Figure 3.22 : étapes du procédé de gravure par faisceau d'ions

3.4.1 Optimisation et design du réseau

La grande flexibilité de la gravure par faisceau ionique permet d'inscrire pratiquement tous les patrons en la surface de l'échantillon de ZnSe. On a utilisé le programme PARAGRAT pour simuler l'efficacité de diffraction d'un réseau à créneau d'une période de $250 \mu m$. La profondeur du créneau, le facteur de remplissage, et l'angle d'incidence sur le réseau sont les trois paramètres que l'on a fait varier de manière indépendante lors des simulations. Les résultats théoriques ont été obtenus pour les modes TE et TM mais le montage expérimental permettait uniquement de tester les structures en opération TM . La figure 3.23 montre l'efficacité de diffraction des ordres 0 et 1 en fonction du facteur de remplissage pour un créneau arbitraire de $2,2 \mu m$. Les symboles de la légende peuvent faire référence au numéro de l'ordre, au mode (TE, TM), ainsi qu'au fait que ce sont des ordres transmis. Par exemple, T_1_te signifie l'ordre 1 en transmission dans le mode TE . Même si le réseau fabriqué par ablation laser ne s'apparentait pas tout à fait à un créneau, on comprend que la maximisation de l'ordre 1 au dépend de l'ordre 0 s'effectuera pour un facteur de remplissage de 50%. Rappelons que dans le cas du réseau fabriqué par laser, ce rapport atteignait 82%.

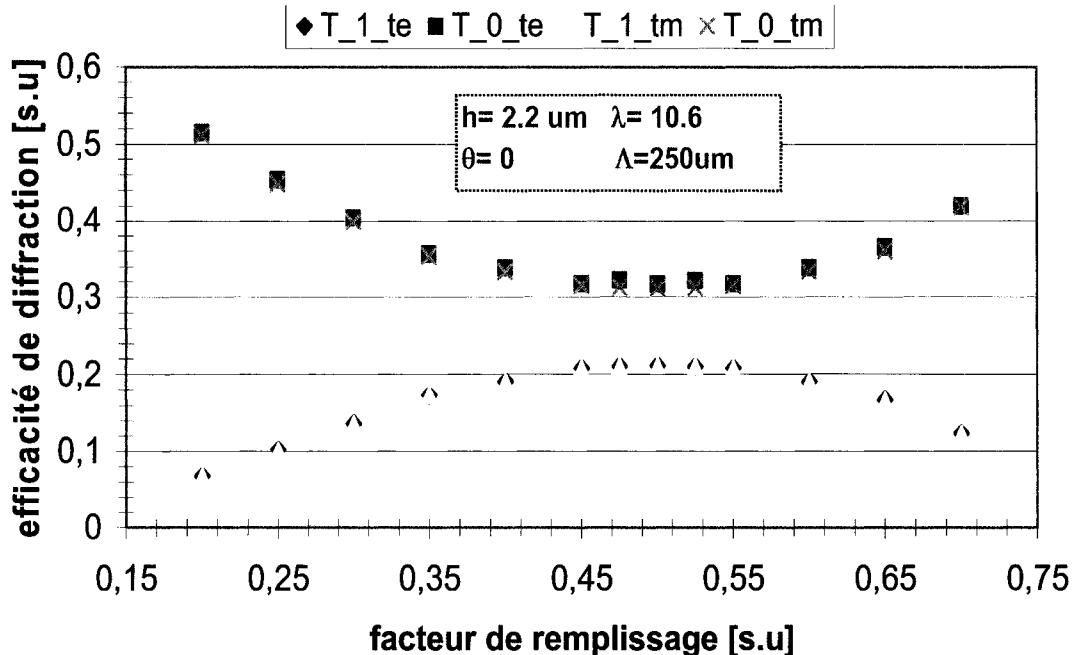


Figure 3.23 : simulation de l'efficacité de l'ordre 0 et 1 en mode TE et TM d'une réseau de diffraction à créneau de 2,2 microns de ZnSe à incidence normale en fonction du facteur de remplissage

Le réseau fabriqué par gravure ionique devra donc posséder un facteur de remplissage s'approchant de 50 %.

Un autre aspect important du design est la profondeur du créneau. La figure 3.24 montre qu'il est possible de totalement atténuer l'ordre 0 en ajustant correctement la profondeur du créneau. Pour un réseau de ZnSe opéré à $10,6 \mu m$, cette profondeur est de $3,78 \mu m$.

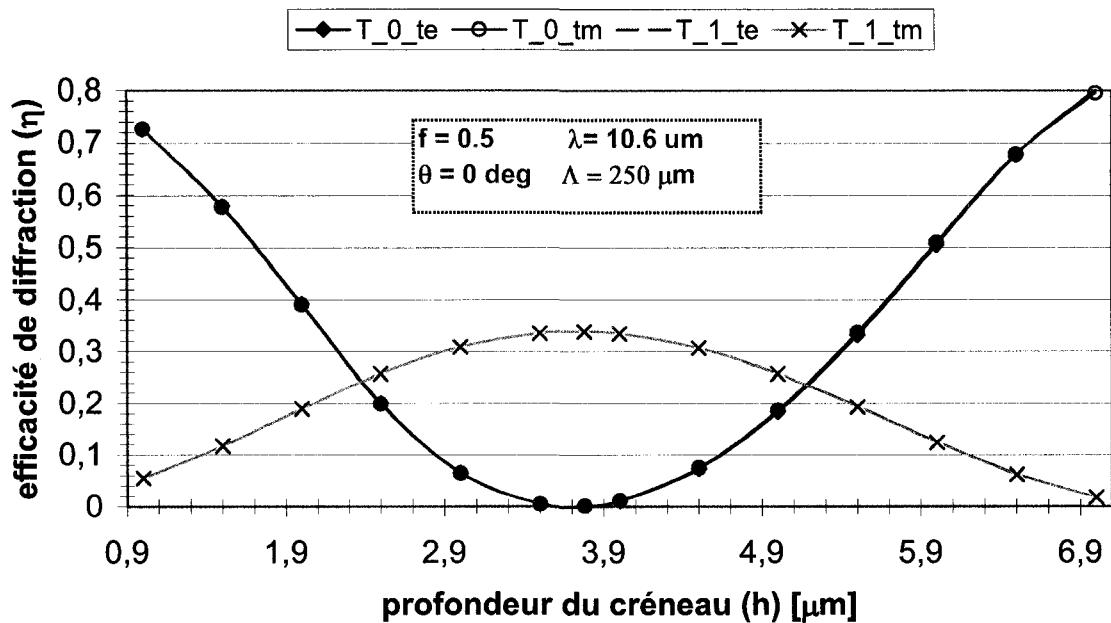


Figure 3.24 : simulation de l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 et 1 en mode TE et TM d'un réseau de ZnSe à créneau d'un facteur de remplissage de 50% en fonction de la profondeur du créneau

Lors de la gravure, il faudra contrôler le temps d'exposition au faisceau ionique afin d'obtenir une profondeur s'approchant de $3,78 \mu\text{m}$. Toutefois, on remarque que la variation d'efficacité de diffraction n'est pas rapide autour du point critique de $3,78 \mu\text{m}$ ce qui nous permet une marge de manœuvre de $\pm 100\text{nm}$.

Enfin, dans l'optique où il serait utile de réduire l'angle d'interférence entre les faisceaux, il s'avèrera judicieux de faire interférer l'ordre 0 avec l'ordre 1. Une manière de modifier la proportion de puissance entre les ordres sans modifier la structure physiquement est de modifier l'angle d'incidence au réseau. La figure 3.25 présente les résultats d'une simulation où l'angle d'incidence est varié. En mode *TM*, on remarque

qu'il est possible d'obtenir la même efficacité de diffraction pour l'ordre 0 et l'ordre 1 ou -1 en faisant varier l'angle d'incidence entre 68 et 73 degrés.

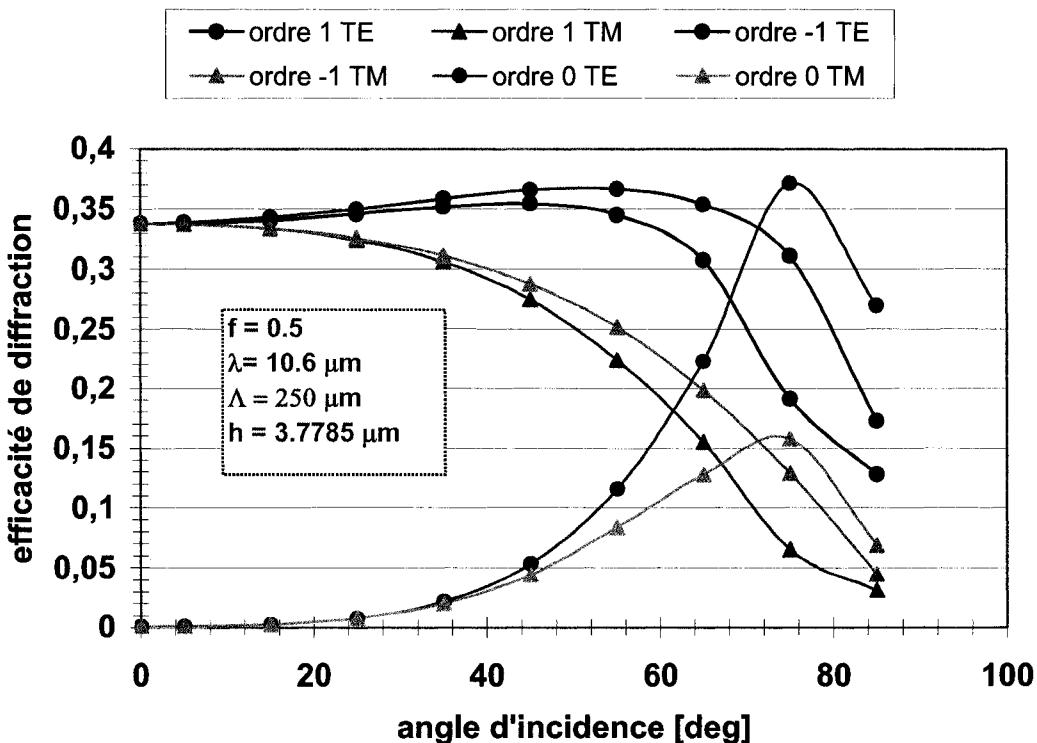


Figure 3.25 : simulation de l'efficacité de l'ordre 0, 1 et -1 en mode TE et TM d'une réseau de diffraction en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la normale au réseau

Ces données nous permettront de valider la performance du programme PARAGRAT par une expérience simple. Le design des structures étant complété, voyons maintenant comment la gravure ionique modifie la surface des échantillons de ZnSe et avec quelle précision les structures diffractives ont pu être réalisées.

3.4.2 Caractérisation physique des structures gravées

La surface des échantillons a été gravée dans les conditions suivantes :

Tableau 3.8 Conditions expérimentales de la gravure par faisceaux d'ions

pression dans la chambre	Puissance plasma	Potentiel d'accélération
5 mtorr	164 W	400 V

Un premier réseau a d'abord été réalisé afin de calibrer le temps de gravure ($\mu\text{m} / \text{heure}$). Ce réseau de $2,2 \mu\text{m}$ de profondeur, mesuré au profilomètre mécanique, a permis de constater que la gravure s'opérait selon un rythme de $1,49 \mu\text{m}/\text{heure}$. Un deuxième réseau de $3,8 \mu\text{m}$ de profondeur a ensuite été fabriqué. La figure 3.26 montre un profil de la surface de l'échantillon après gravure.

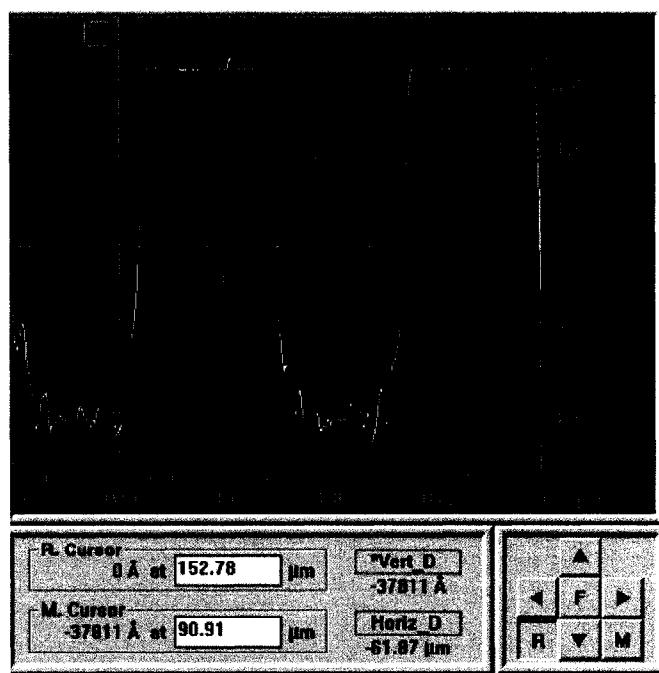


Figure 3.26 : Profil d'une période du réseau de diffraction fabriquée par gravure ionique

On constate que le fond des canaux gravés possède une rugosité de surface, que les murs du profil ne sont pas tout à fait droits et que le réseau possède un facteur de remplissage de $\frac{1}{2}$. L'analyse au MEB des structures montre que la rugosité des endroits attaqués physiquement est due à une recristallisation du ZnSe comme on l'observe sur la figure 3.27 b)

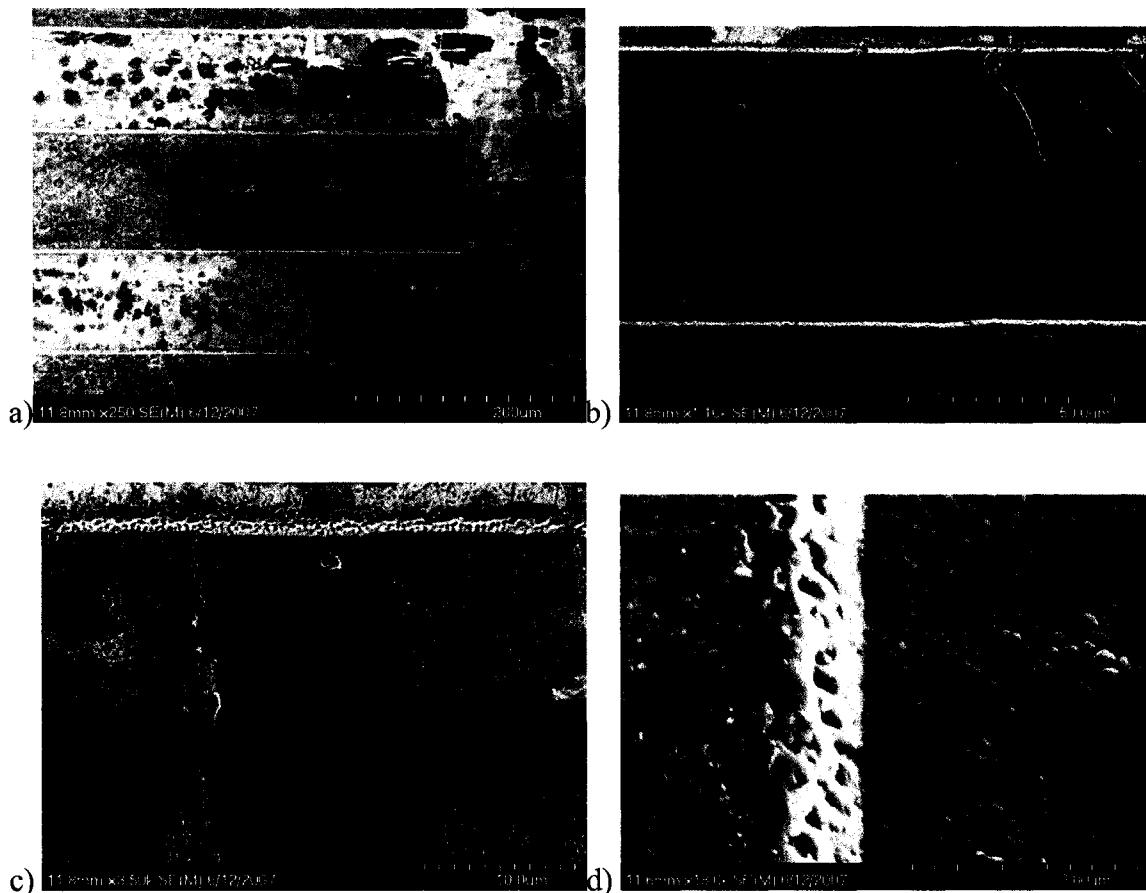


Figure 3.27 : clichés MEB de la surface du réseau fabriqué par gravure ionique. a) 1 période du réseau b) vue de la recristallisation dans le fond du canal gravé c) vue de la frontière entre deux plans de cristallisation d) vue de surface du mur de la tranchée gravée : fond du canal (droite), mur (gauche)

Sur les figures 3.27 c) et d), on observe l'état de surface des endroits attaqués. Afin de vérifier s'il était possible de polir les zones gravées pour réduire la rugosité de surface, on a traité le réseau test dans une solution d'acide sulfurique et de peroxyde d'hydrogène $H_2O_2 : H_2SO_4 \rightarrow 8 : 1$. Après le traitement d'environ 1 heure, la teinte de l'échantillon a été modifiée comme on l'observe sur la figure 3.28.

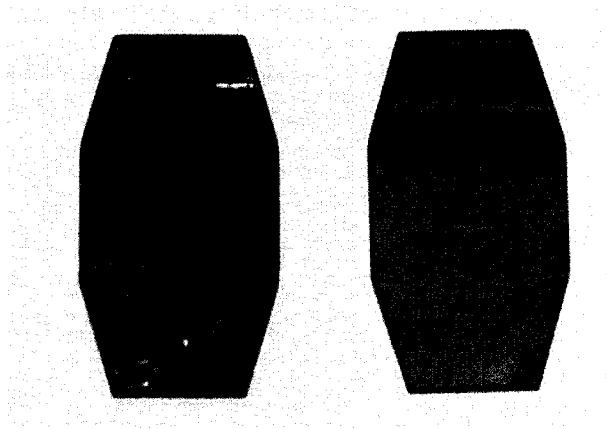
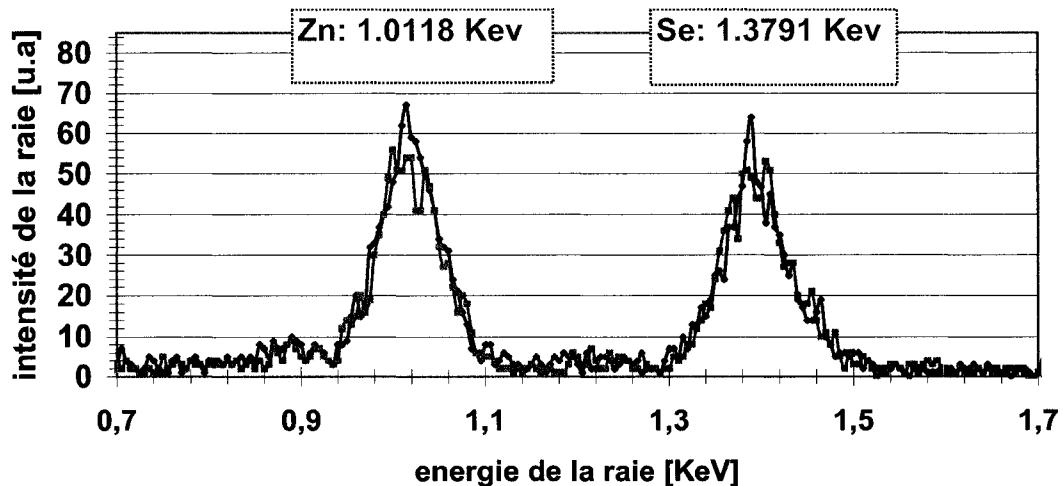


Figure 3.28 : photographie d'un échantillon de ZnSe avant (au bas à droite) et après (gauche) une attaque chimique. Les zones sombres au haut de l'échantillon de droite ont été gravées au laser Nd :YAG.

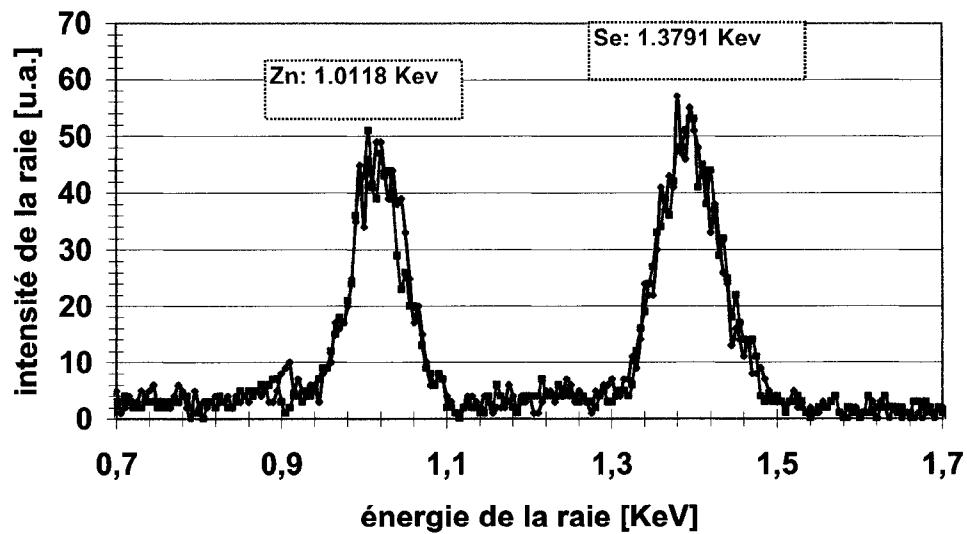
Il est intéressant de noter que les alentours des tranchées gravées par ablation laser que l'on observe au haut de l'échantillon de droite de la figure 3.28 sont de même teinte que la surface traitée chimiquement.

Suite à une analyse EDS (*electron diffraction spectroscopy*) avant et après le passage à l'acide, on conclut que la gravure chimique n'est pas stoechiométrique au sens où la surface de l'échantillon devient plus riche en sélénium après le traitement. Ce

phénomène est exposé sur la figure 3.29. Le rapport d'intensité des raies d'émission L_α du Se et du Zn est modifié après l'attaque chimique.



a)



b)

Figure 3.29 : spectre EDS de la surface d'un échantillon de ZnSe avant a) et après b) une attaque chimique dans une solution $H_2O_2:H_2SO_4 \rightarrow 8:1$. Deux spectres successifs ont été récoltés pour chaque cas.

La comparaison des spectres EDS permet de conclure que la surface des échantillons traités est plus riche en sélénium puisque nous observons une augmentation de l'intensité relative de la raie du sélénium sur le second spectre. La différence minime du rapport d'intensité relative entre les deux spectres permet de poser l'hypothèse que seulement les quelques premières couches atomiques sont affectées par cette attaque. Le rayon du volume d'absorption des électrons excitateurs étant probablement plus grand que la profondeur de la zone affectée, la moyenne de l'intensité récoltée n'est que peu affectée par le poids de la fine couche atomique riche en sélénium. La gravure chimique non stœchiométrique du ZnSe avait d'ailleurs déjà été recensée [60]. Cette analyse vient donc corroborer ces résultats. La teinte similaire des zones gravées par laser permet de formuler l'hypothèse que l'ablation pourrait, elle aussi, ne pas être stœchiométrique. Ceci expliquerait la baisse de transmission observée suite à l'ablation puisque le Se présente une absorption environ 3000 fois plus forte que le ZnSe à $10,6 \mu\text{m}$ i.e

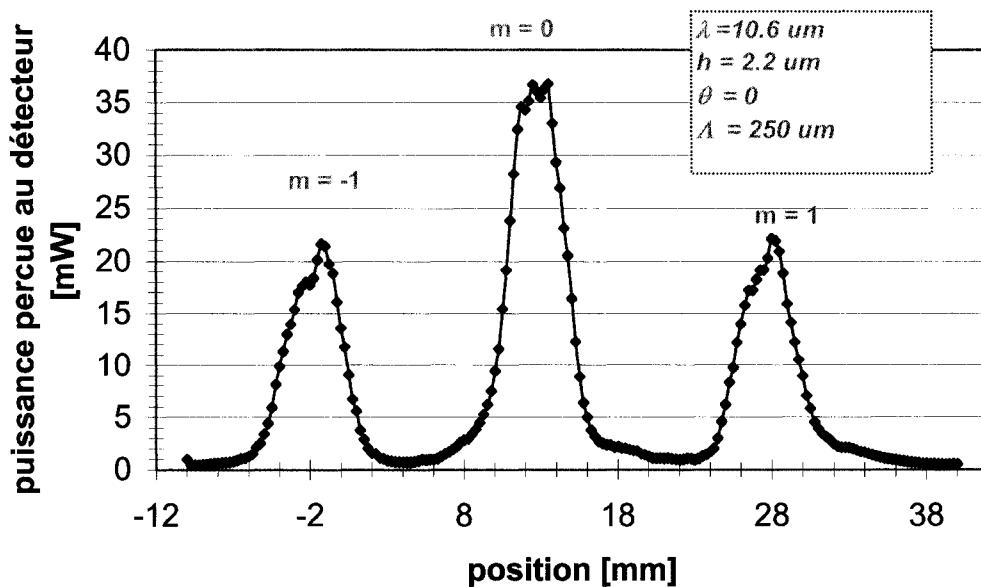
$$\alpha_{\text{Se}} = 3,21\text{cm}^{-1} \quad \alpha_{\text{ZnSe}} = 1*10^{-3}\text{cm}^{-1} \quad .$$

3.4.3 Caractérisation de l'efficacité de diffraction des réseaux

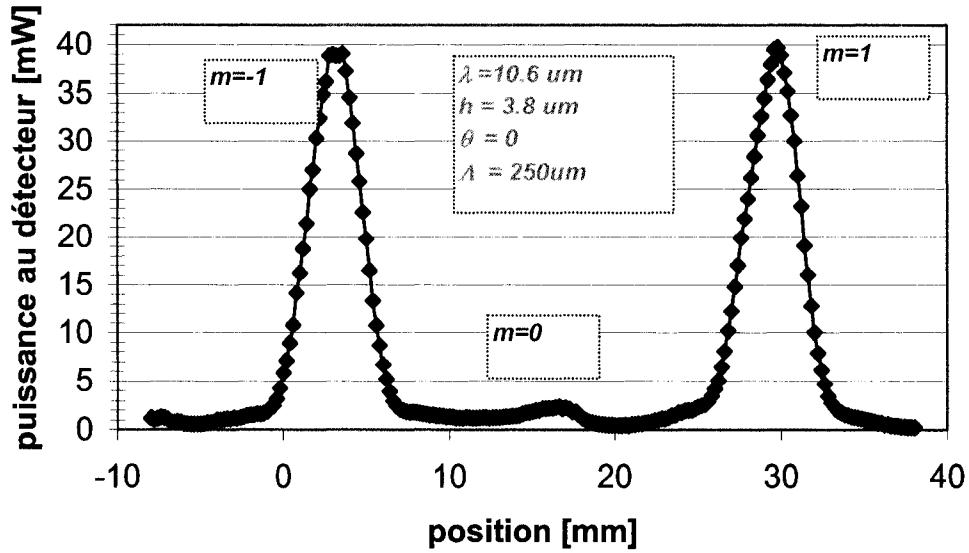
Les structures ont ensuite fait l'objet d'une analyse de leurs capacités diffractives en transmission. Contrairement aux réseaux fabriqués par ablation laser, le pourcentage de transmission à incidence normale (puissance transmise/puissance incidente) était très élevé. Celui-ci s'élevait à 67 %, ce qui est très près de la valeur théorique d'environ 70% prévue par la théorie de Fresnel.

a) effet de la profondeur du crâneau

Les résultats expérimentaux de la mesure de l'efficacité de diffraction des ordres 0 et ± 1 des réseaux de diffraction de 2,2 et 3,78 μm de profondeur de crâneau corroborent la théorie présentée à la figure 3.24. À la figure 3.30 a), on note que l'ordre 0 du réseau de 2,2 μm de crâneau possède une intensité 1,71 fois plus importante que les ordres ± 1 . Ceci est en accord avec le modèle théorique qui prévoit un rapport de 1,73. De plus, à la figure 3.30 b), on remarque que l'ordre 0 est pratiquement atténué ce qui est cohérent avec les prévisions faites par le programme pour un réseau de 3,78 μm de crâneau.



a)



b)

Figure 3.30 : Efficacité de diffraction mesurée des deux réseaux à créneaux. a) profondeur $2,2 \mu m$ b)
profondeur $3,78 \mu m$

b) effet de l'angle d'incidence sur le réseau

Le réseau de $3,78 \mu m$ a ensuite été caractérisé en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau. L'efficacité de diffraction des ordres 0, +1 et -1 est modifiée drastiquement au fur et à mesure que l'angle d'incidence est changé tel que montré à la figure 3.31.

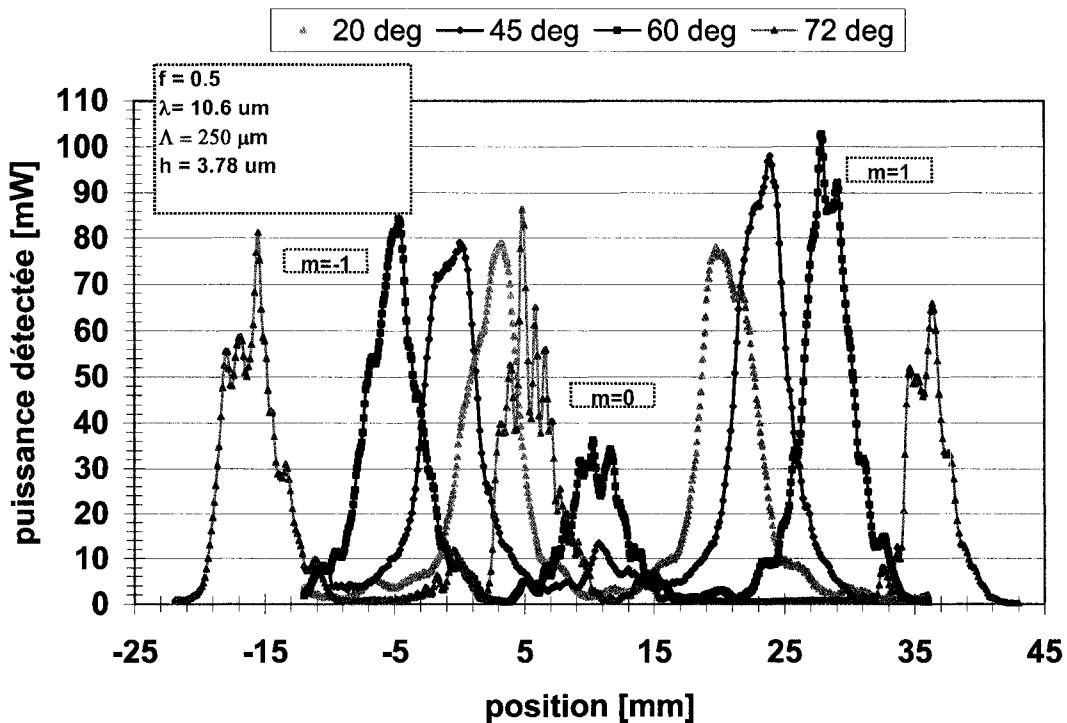


Figure 3.31 : puissance diffractée des ordres 0, +1 et -1 en mode TM en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau.

En mode *TM*, comme prévu par la simulation de la figure 3.25, l'ordre 0 prend de l'importance à mesure que l'angle d'incidence grandit. Le rapport d'intensité entre les ordres répond plus ou moins au modèle théorique. La divergence entre l'expérience et la simulation dans le rapport d'intensité entretenu entre les différents ordres s'explique par des failles dans la méthode de mesure. Les données ont été recueillies avec l'onde incidente au réseau sur la face avant de l'échantillon afin de contrôler l'angle d'incidence. À la première interface, le réseau génère des ordres de diffraction selon les angles prévus par la théorie et fort probablement dans les rapports de puissance estimés par le modèle. Toutefois, l'effet de l'interférence multi-ondes produit par le passage du

champ à travers un étalon n'a pas fait l'objet de considérations dans l'obtention des résultats de la simulation. Plus précisément, la dépendance angulaire de la transmission de cet étalon est une des causes probables des écarts répertoriés au tableau 3.9. L'apparition d'un comportement oscillatoire dans le profil d'intensité des ordres est un autre indicateur de l'effet Fabry-Perot. On attribue ce comportement à l'interférence multi-ondes produite lors du passage du champ issu d'une source étendue à travers un étalon.

Tableau 3.9 : comparaison des rapports d'intensités théoriques et expérimentaux entre les différents ordres de diffractions pour 4 angles d'incidence sur le réseau

Angle d'incidence [Deg]	Rapport des pics d'intensités théoriques (-1/0)	Rapport des pics d'intensités expérimentaux (-1/0)	Rapport des pics d'intensités théoriques (-1/1)	Rapport des pics d'intensités expérimentaux (-1/1)
20	100	19,5	1	1,02
45	6,53	5,57	1,04	0,78
60	2	2,39	1,18	0,81
72	0,93	0,93	1,73	1,23

Une autre source des écarts entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux est inhérente à la méthode d'échantillonnage par fente. La fente se trouvant dans un plan perpendiculaire à l'axe optique du système, l'aire effective de celle-ci diminue selon le sinus de l'angle d'incidence comme montré à la figure 3.32. Cette conséquence de la méthode de mesure doit donc être prise en compte si l'on espère comparer la puissance relative des ordres.

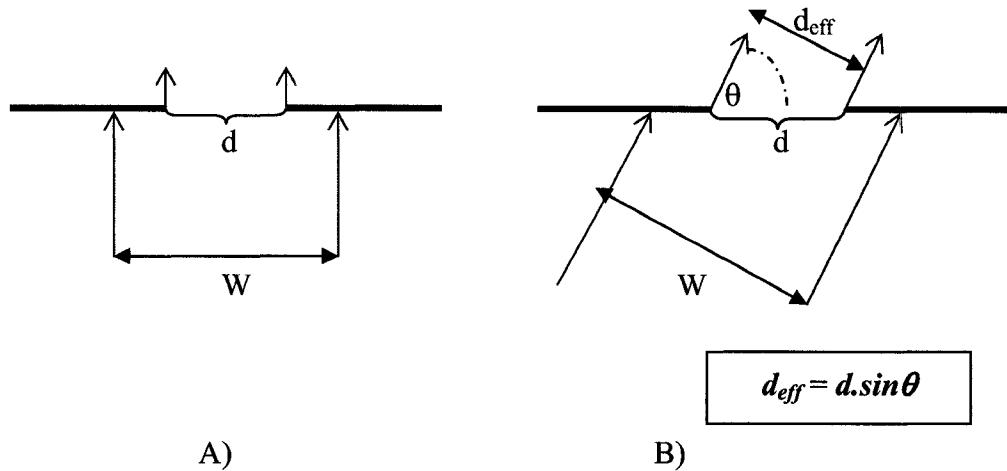


Figure 3.32 : représentation de l'effet de la diminution de la fenêtre d'échantillonnage avec l'angle d'incidence sur la fente. A) incidence normale, B) incidence à angle

Notons que pour les cas où les angles de diffractions ne diffèrent que très peu, comme dans le cas d'un réseau de grande période à incidence normale, l'effet de fente peu être négligé.

3.5 Conclusion

La fabrication de réseaux de diffractions lamellaires opérant à 10,6 μm dans le Si et le ZnSe a été démontrée. Le silicium présentant une absorption importante, les efforts d'optimisation ont été dirigés vers le ZnSe. L'ablation laser à 0,532 μm est une méthode rapide de micro-usinage des matériaux mais l'incapacité de contrôler le facteur de remplissage rend cette technique inadéquate dans l'optique de l'obtention du profil de surface généré par le modèle de simulation PARAGRAT. Les études au MEB ont

permis de mettre en évidence que l'irradiation intense et localisée avait des effets au-delà de la zone d'ablation. La source probable de ces modifications en profondeur a été identifiée comme un effet de filamentation combiné au guidage par réflexion sur les parois des tranchées. Des réseaux de diffraction ont aussi été fabriqués par gravure à faisceau d'ions. Cette technique plus coûteuse en temps procure en contrepartie plus de liberté lors de la génération du patron de gravure. Les réseaux fabriqués par cette technique présentaient des efficacités de diffraction qui étaient conformes avec les prédictions de simulations lors de l'étude sur la profondeur du crâneau. En ce sens la suppression de l'ordre 0, nécessaire à l'inscription de LPG de manière holographique a été atteinte. Des failles dans la méthode de mesure n'ont pas pu permettre de valider le modèle théorique lors de l'étude en fonction de l'angle d'incidence mais des pistes de solutions ont été fournies afin de remédier à la situation. La gravure chimique du ZnSe a aussi été étudiée brièvement. Des études EDS ont permis de montrer que la gravure était non-stoechiométrique et que la surface devenait plus riche en Se suite au traitement. L'hypothèse que l'ablation laser soit, elle aussi, non stoechiométrique a été émise et serait une explication valable de la baisse de transmission observée suite à l'ablation. Des études subséquentes sont toutefois nécessaires afin de confirmer cette hypothèse.

CHAPITRE 4

ÉCRITURE HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX À LONGS PAS

4.1 Introduction

La méthode holographique propose d'utiliser la figure d'interférence de deux faisceaux gaussiens pour induire une modification périodique de l'indice de réfraction de la fibre. Ce chapitre présente le formalisme théorique de l'interférence de deux faisceaux gaussiens. Le profil d'intensité résultant de l'interférence des faisceaux est simulé et des profils expérimentaux sont analysés en rapport avec les profils théoriques.

Les limites de l'écriture de LPG à l'aide de la technique holographique sont commentées et expliquées en rapport avec la diffusion de la chaleur dans une fibre irradiée. Ces résultats sont accompagnés de données expérimentales et théoriques de la réponse spectrale d'un LPG inscrit points à points.

4.2 Interférence de 2 faisceaux gaussiens

L'interaction deux ondes de fréquences et de polarisation identiques en un endroit donné de l'espace produit une redistribution spatiale de l'intensité lumineuse qui diffère de la simple somme de l'intensité de chacune des ondes. Ce phénomène d'interférence peut se modéliser en adoptant le formalisme ondulatoire.

Soit deux faisceaux gaussiens d'étranglements identiques mais d'amplitudes et directions de propagation qui diffèrent comme il est montré à la figure 4.1.

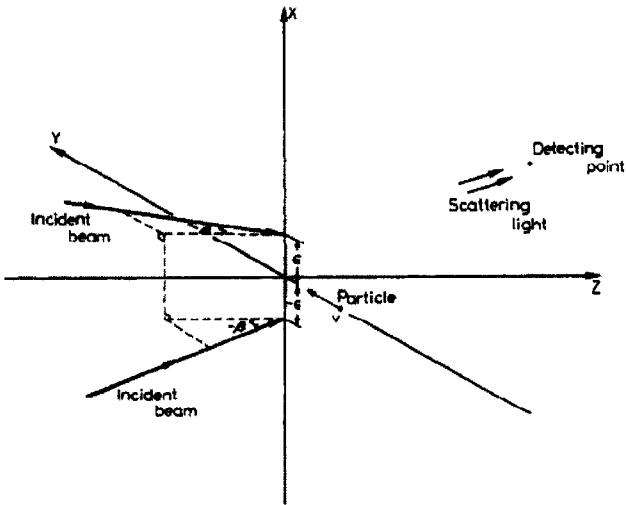


Figure 4.1 : définition des paramètres utilisés dans la modélisation de l’interférence de deux faisceaux gaussiens [72]

L’amplitude respective de ces ondes est donnée par :

$$\begin{aligned}
 U_1(\theta, x, y, z) &= A_1 \exp\left(-\frac{(x+\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y+\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) * \exp(-i\omega t + ik(y+\eta)\sin \theta - ikz \cos \theta) \\
 U_2(\theta, x, y, z) &= A_2 \exp\left(-\frac{(x-\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) * \exp(-i\omega t - ik(y-\eta)\sin \theta - ikz \cos \theta)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

où :

- A_i sont les amplitudes respectives de ondes et sont prises réelles.
- $\sigma_{x,y}$ est l’étranglement des faisceaux selon la direction x ou y .
- k est le vecteur d’onde.
- θ est le demi-angle d’interférence entre les deux faisceaux.
- ω est la fréquence angulaire de l’onde.
- ε est le demi-écart entre les pics d’intensité des faisceaux gaussiens selon x .
- η est le demi-écart entre les pics d’intensité des faisceaux gaussiens selon y .

En $z=0$, la distribution d'intensité résultant de l'interférence peut alors s'exprimer comme suit :

$$I(\theta, x, y, 0) = |U_1(\theta, x, y, 0) + U_2(\theta, x, y, 0)|^2 \quad (4.2)$$

Afin de simplifier l'écriture, on écrira maintenant :

$$\begin{aligned} U_1 &= U_1(\theta, x, y, 0) \\ U_2 &= U_2(\theta, x, y, 0) \end{aligned}$$

D'où,

$$I(\theta, x, y, 0) = U_1 U_1^* + U_2 U_2^* + U_2 U_1^* + U_1 U_2^* \quad (4.3)$$

où les quantités étoilées sont prises comme le complexe conjugué.

En développant les termes, il vient :

(4.4)

$$\begin{aligned} U_1 U_1^* &= |U_1|^2 = A_1^2 \exp\left(-2\left[\frac{(x+\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y+\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right]\right) \\ U_2 U_2^* &= |U_2|^2 = A_2^2 \exp\left(-2\left[\frac{(x-\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right]\right) \\ U_1 U_2^* &= A_2^* A_1 \exp\left(-\frac{(x+\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y+\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \exp(2iky \sin \theta) \\ U_2 U_1^* &= A_1^* A_2 \exp\left(-\frac{(x+\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y+\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \exp(-2iky \sin \theta) \end{aligned}$$

Encore une fois, pour simplifier l'écriture on considérera maintenant la quantité,

$$C = A_2^* A_1 \exp\left(-\frac{(x+\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y+\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-\varepsilon)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-\eta)^2 \cos^2 \theta}{\sigma_y^2}\right) \quad (4.5)$$

La figure d'intensité résultante de l'interférence de 2 faisceaux gaussiens est alors modélisée selon l'expression suivante :

$$I(\theta, x, y, 0) = |U_1|^2 + |U_2|^2 + C \cos\left(\frac{4\pi y \sin \theta}{\lambda}\right) \quad (4.6)$$

La distribution d'intensité variera donc périodiquement selon y . En observant l'équation (4.6), on note que la période Λ de l'interfrange de cette figure sera de :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (4.7)$$

Selon l'éq. 4.7, on comprend que le contrôle de l'angle selon lequel les faisceaux interfèrent permet aussi de contrôler la période du LPG puisque la figure d'interférence est transférée sur la fibre. La figure 4.2 montre que l'angle entre les faisceaux se doit d'être relativement petit si l'on désire inscrire un LPG de période de 100 à 600 μm .

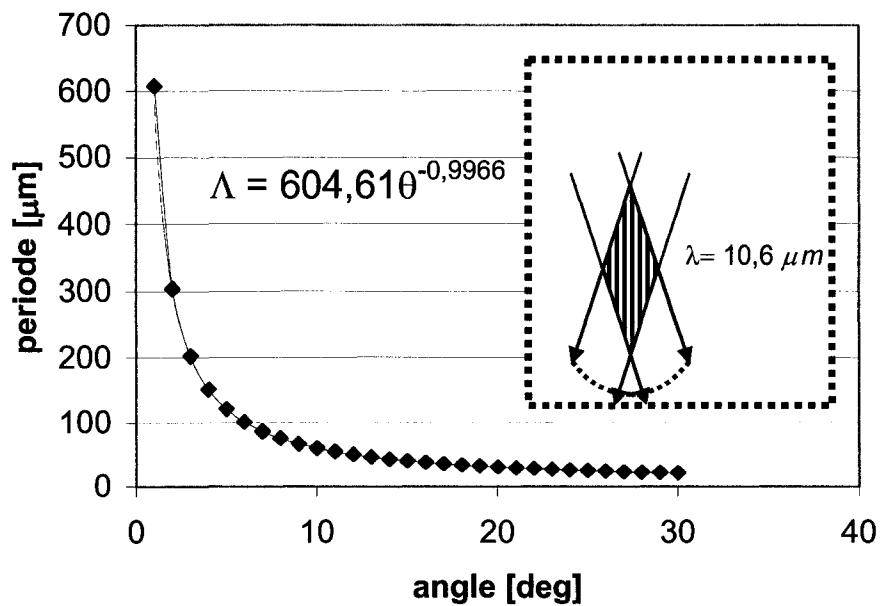


Figure 4.2 : période du patron issu de l'interférence de deux faisceaux en fonction de l'angle

4.3 Convolution avec une fente d'échantillonnage

Pratiquement, afin de mesurer expérimentalement la distribution d'intensité de la figure d'interférence, nous échantillonons le patron à intervalles réguliers à l'aide d'une fente. Mathématiquement, cette opération se traduit par la convolution de la fonction représentant la transmission de la fente avec la figure d'interférence.

Une fente verticale de largeur b , centrée en $(0,0)$ dans le plan XY possède une fonction de transmission de la forme :

$$Q = He(y + \frac{b}{2}) - He(y - \frac{b}{2}) \quad (4.8)$$

Où H est la fonction échelon définie comme :

$$He(x - a) = \begin{cases} 1, & x > a \\ 1/2, & x = a \\ 0, & x < a \end{cases} \quad (4.9)$$

Le profil de puissance perçu au détecteur lors du déplacement de la fente le long de la figure d'interférence s'exprime alors par :

$$I_{CONV}(\theta, y, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\tau) I(\theta, x, (y - \tau), 0) d\tau dx \quad (4.10)$$

L'intégrale selon x traduit le fait que nous considérons la fente comme infinie selon la direction x . Pour les figures d'interférence continues, cette intégrale se calcule directement avec un logiciel de mathématiques. Pratiquement, borner les intégrales par de valeurs du double des étranglements respectifs en x et y permet d'accomplir les calculs plus rapidement et n'affecte pratiquement pas le résultat étant donné que la quasi-totalité de la puissance optique est contenue dans ce domaine.

4.4 Simulations

L'effet d'un désalignement vertical ou horizontal dans le plan d'échantillonnage de la figure d'interférence de même que la différence d'amplitude des ondes doit être considérée et étudiée préalablement au transfert holographique. Les figures 4.3 et 4.4 représentent respectivement des simulations de la figure d'interférence ainsi que le résultat de sa convolution par une fente de $50 \mu m$. Ces courbes sont normalisées. Le maximum d'intensité est associé au rouge alors que le minimum est représenté par le bleu

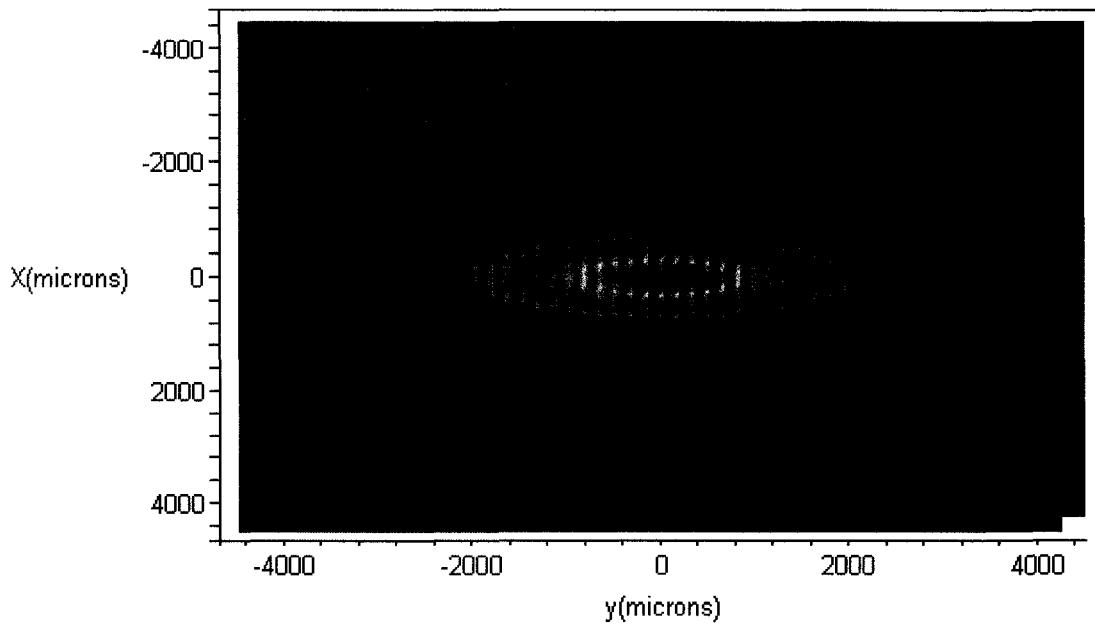


Figure 4.3 : simulation de l'interférence de deux faisceaux d'amplitudes égales sans désalignement vertical ou horizontal

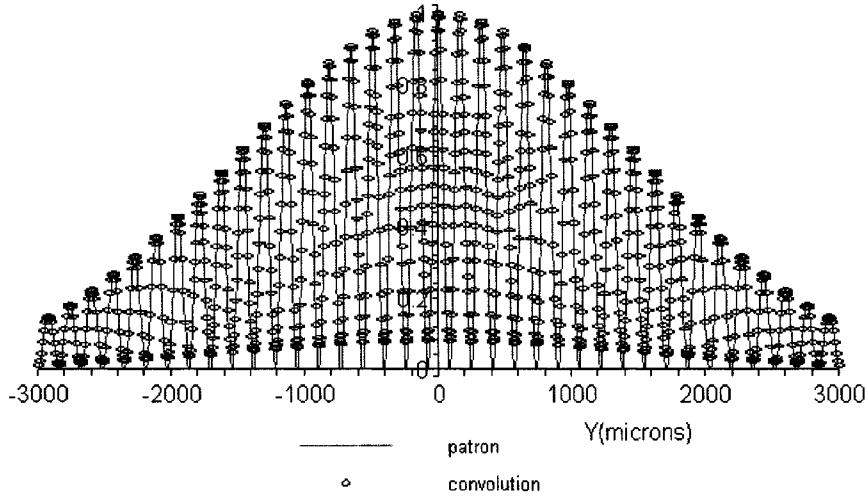


Figure 4.4 : simulation de la convolution d'une fente de $50 \mu\text{m}$ avec la figure d'interférence de la figure précédente

Sur la figure 4.4, la courbe rouge est le résultat de l'intégrale selon l'axe x de l'intensité totale. Sans désalignement, la visibilité, quantité comparant les minima d'intensité aux maxima, est maximale. Dans l'optique d'un transfert holographique sur la fibre, cette condition est souhaitable puisqu'un contraste d'indice fort générera une isolation spectrale plus importante (*c.f.* (eq. 1.19)).

a- effet du désalignement vertical (ε)

Lorsque les points d'intensité sont excentrés verticalement dans le plan d'échantillonnage, comme sur les figures 4.5 et 4.6, on remarque qu'il y a toujours présence de franges d'interférence mais que la distribution verticale (selon x) présente deux lobes excentrés de part et d'autre de l'axe $x=0$ dans lesquels la visibilité n'est pas maximale. Le positionnement de la fibre dans un de ces lobes entraînerait un contraste d'indice plus faible lors de l'inscription du réseau.

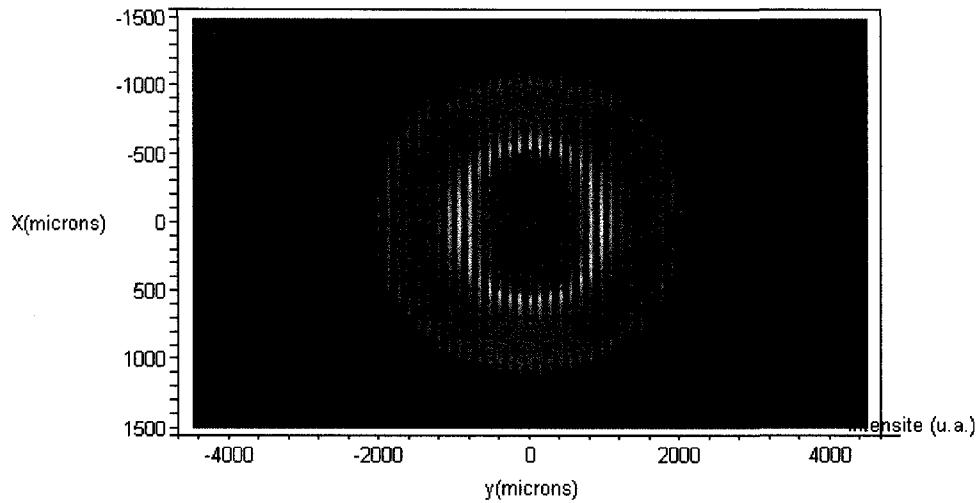


Figure 4.5 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes égales, d'étranglements vertical de $1500 \mu\text{m}$, d'étranglement horizontal de $3000 \mu\text{m}$ et excentrés de $600 \mu\text{m}$ verticalement

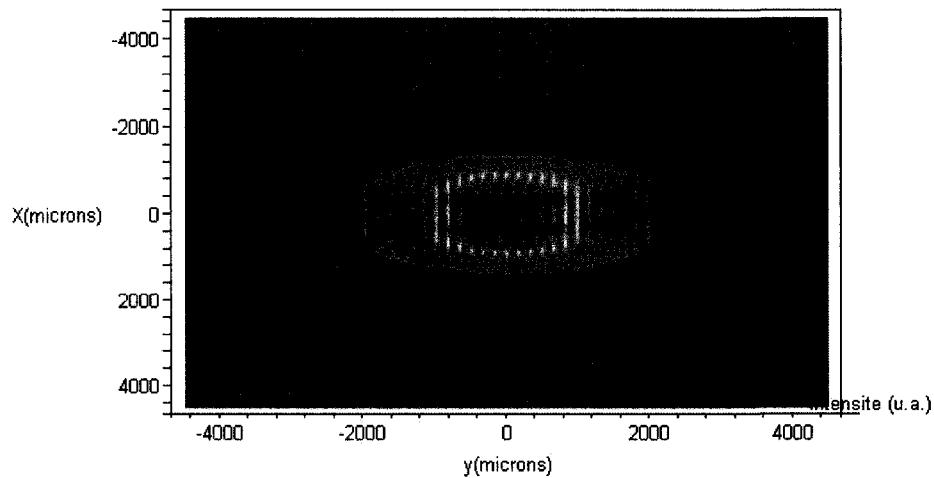


Figure 4.6 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes égales, d'étranglements vertical de $1500 \mu\text{m}$, d'étranglement horizontal de $3000 \mu\text{m}$ et excentrés de $750 \mu\text{m}$ verticalement
Ce désalignement vertical se traduit dans la figure de convolution par l'apparition d'une cloche sous le patron comme on le remarque sur la figure 4.7.

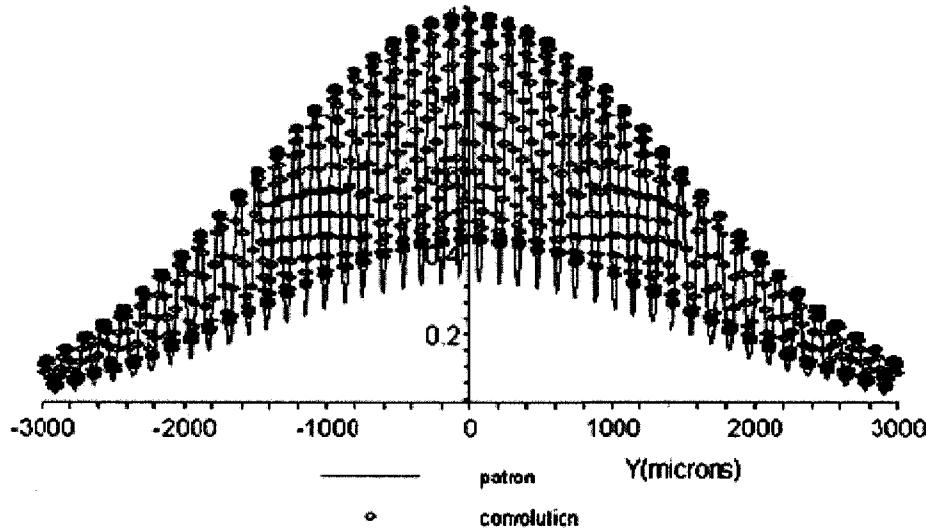


Figure 4.7 : simulation de la convolution de l’interférence de deux faisceau gaussiens d’amplitudes égales, d’étranglements vertical de 1500 μm , d’étranglement horizontal de 3000 μm et excentrés de 600 μm verticalement avec une fente de 50 μm .

b- Combinaison avec une différence d’amplitude des faisceaux ($A_1 \neq A_2$)

L’effet d’un désalignement vertical peut aussi être couplé à une différence d’amplitude des deux faisceaux. L’effet des deux paramètres semble être le même dans la mesure où nous sommes concernés par l’éventuel contraste d’indice généré par le transfert holographique. À la figure 4.8, on note de nouveau l’apparition d’une disparité dans la distribution verticale de l’intensité. Toutefois, la différence d’intensité des faisceaux entraîne un bris de symétrie par rapport à l’axe $x=0$.

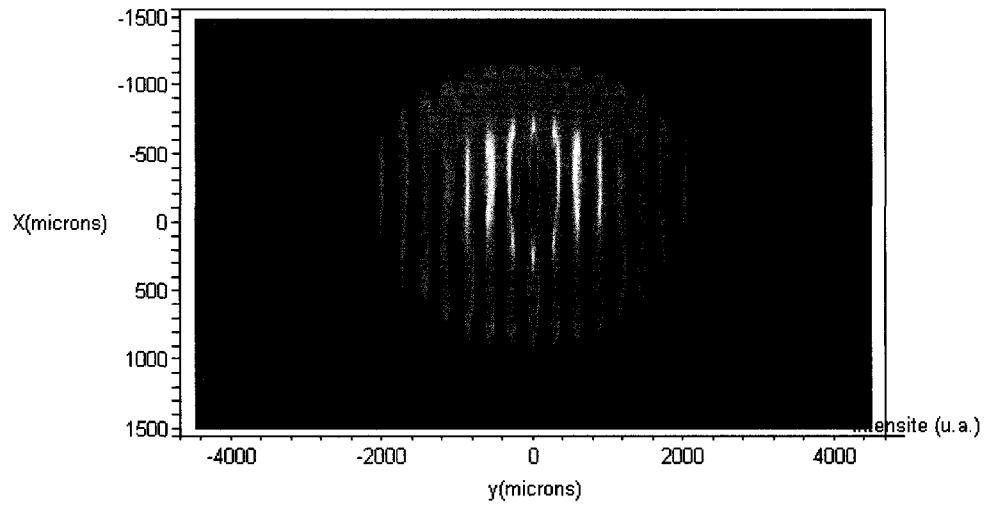


Figure 4.8 : simulation de l'interférence de deux faisceau gaussiens d'amplitudes de rapport $\sqrt{2}$ et excentrés de $600 \mu\text{m}$ verticalement

La figure de convolution quant à elle, présente aussi un lobe comme on le remarque à la figure 4.9.

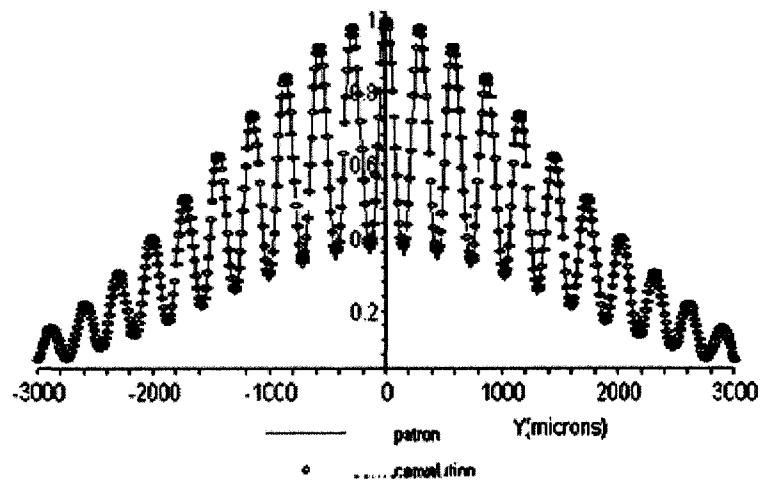


Figure 4.9 : simulation de l'interférence de la convolution de deux faisceaux gaussiens d'amplitudes de rapport $\sqrt{2}$ et excentrés de $600 \mu\text{m}$ verticalement avec une fente de $50 \mu\text{m}$.

4.5 Résultats expérimentaux de l'interférence

Des mesures de la distribution spatiale d'intensité du patron d'interférence ont été effectuées. Les faisceaux issus des réseaux de $2,2$ et $3,8 \mu\text{m}$ de crêteau ont été combinés pour vérifier qu'il était possible de produire une modulation d'intensité dont la période convenait à l'inscription de LPG dans les fibres standard de télécommunications. La figure 4.10 présente le résultat de l'interférence de l'ordre 0 et de l'ordre 1 issu du réseau de $2,2 \mu\text{m}$ de crêteau alors que la figure 4.11 présente le résultat de l'interférence des ordres 1 et -1 du réseau de $3,8 \mu\text{m}$ de crêteau.

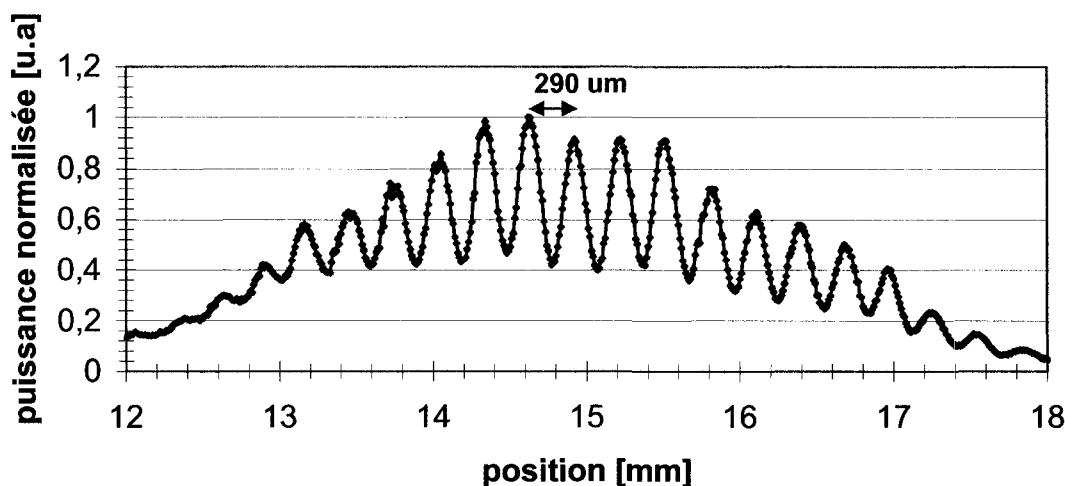


Figure 4.10: Résultat expérimental de l'interférence des ordres 0 et +1 d'un réseau de diffraction à crêteau de $2,2 \mu\text{m}$.

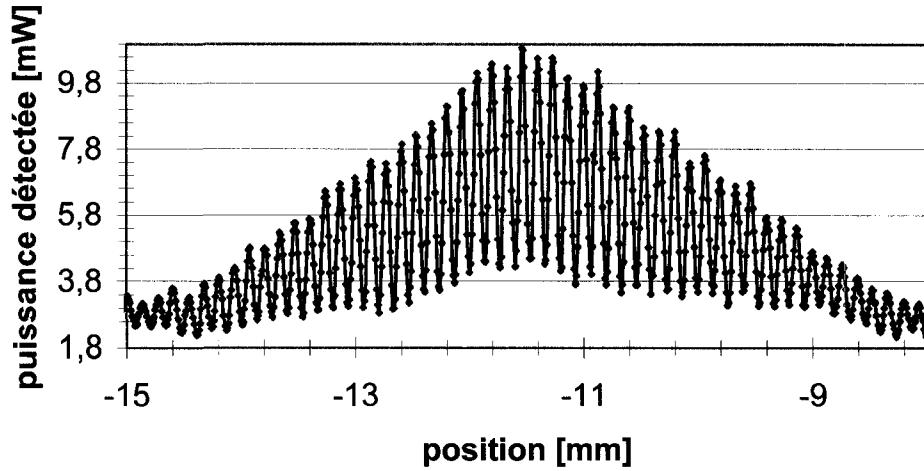


Figure 4.11 : résultat expérimental de l'interférence des ordres +1 et -1 d'un réseau de diffraction à créneau de $3,8 \mu\text{m}$

Il est normal d'observer une cloche dans la distribution d'intensité de la figure 4.10 car, comme montré à la figure 3.30a) l'ordre 0 et 1 ne véhiculent pas la même puissance.

4.6 Écriture de réseau points à points

Avant d'entreprendre l'écriture holographique de LPG, des réseaux inscrits à l'aide de la technique points à points ont été réalisés. Pour ce faire, la lentille cylindrique focalise le faisceau sur la fibre durant le temps d'ouverture de l'obturateur contrôlé par ordinateur. Après chaque irradiation, la fibre est déplacée sur une distance équivalente à une période du réseau et l'inscription du réseau se poursuit. Nous avons inscrit un réseau de $450 \mu\text{m}$ de période sous une irradiation de 10 W pendant 800 msec. Le réseau comprenait 20 périodes. La largeur efficace (13,5%) horizontale et verticale du faisceau elliptique généré au foyer de la lentille est présenté à la figure 4.12.

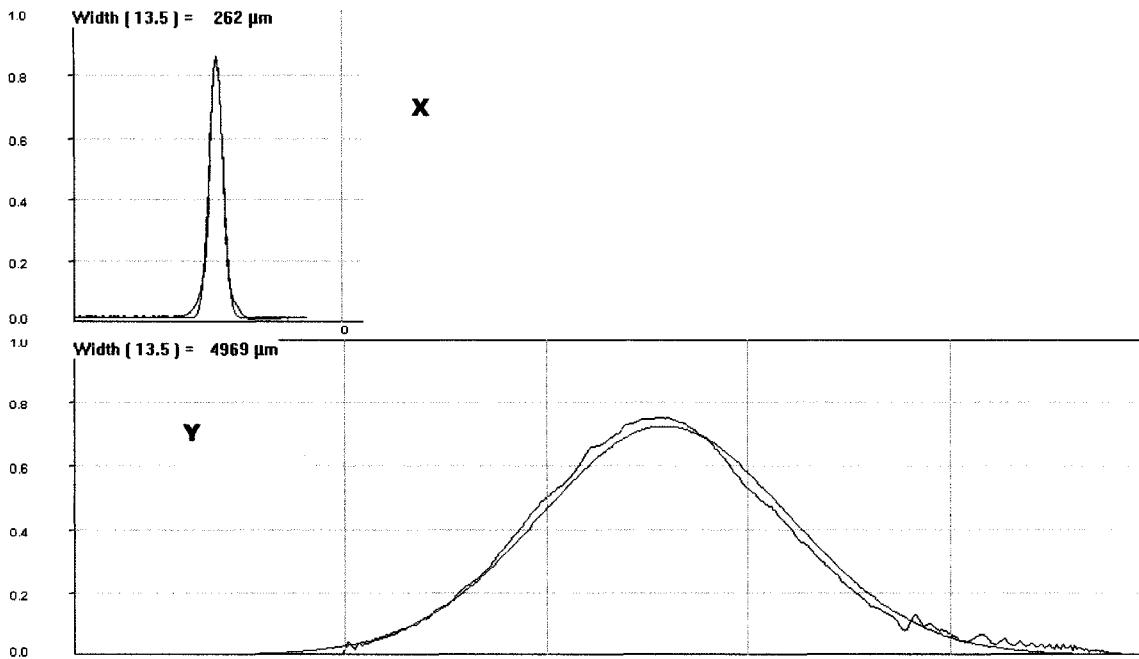


Figure 4.12 : mesure des étranglements verticaux et horizontaux au point focal de la lentille cylindrique utilisée pour l’inscription points à points de LPG.

Ces conditions expérimentales menaient à une densité de puissance de l’ordre de $971,9 \text{ W/cm}^2$. La réponse spectrale du réseau ainsi fabriqué est présentée à la figure 4.13. Comme prévu par les calculs, nous observons une résonance autour de $1,6 \mu\text{m}$ pour le mode *LP_07*. Toutefois, nous notons des pertes additionnelles de 0,5 dB sur tout le spectre qui sont imputables aux processus thermiques de relaxation de la silice. Perron [9] a montré qu’on pouvait se départir de ces pertes additionnelles en irradiant uniformément tout le guide à basse puissance avant d’inscrire le réseau.

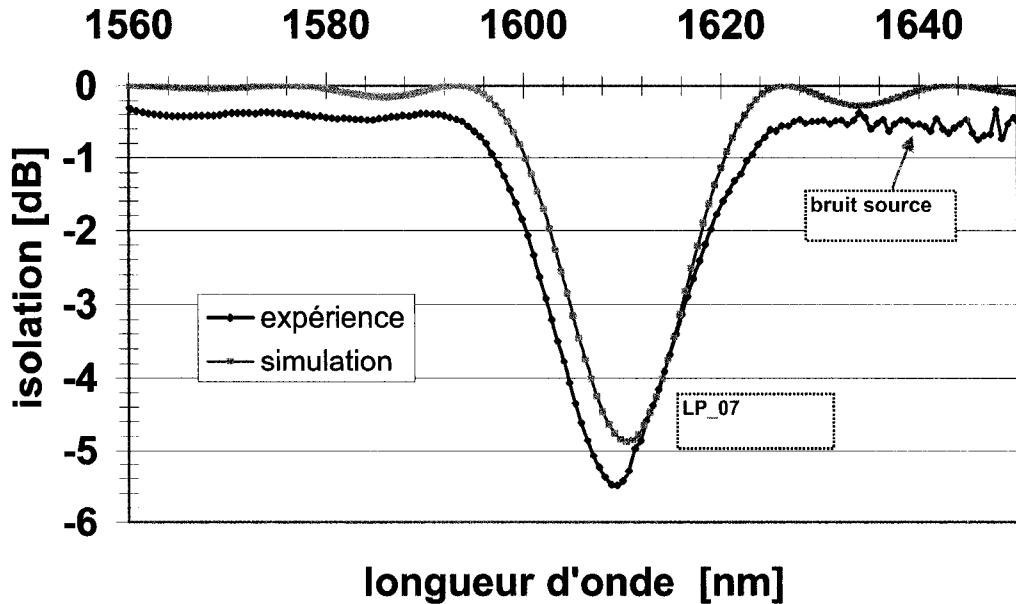


Figure 4.13 : simulation et résultat expérimental de la réponse spectrale d'un LPG point par point dans SMF-28

Notons qu'en augmentant le nombre de pas, l'isolation du réseau aurait été augmentée.

4.7 Écriture holographique de LPG

L'expérience d'inscription holographique de LPG n'a pas généré les résultats escomptés. L'angle des miroirs reflétant les ordres +1 et -1 du réseau de $3,8 \mu\text{m}$ de créneau a été ajusté à l'aide de l'interférogramme afin de générer une période de modulation de l'intensité lumineuse de $155 \mu\text{m}$ ce qui, normalement, permet d'observer une résonance du mode LP_{0_21} autour de $1,55 \mu\text{m}$. La fibre a été soumise à un rayonnement de $8,21 \text{ W}$ qui est la puissance maximale fournie par le laser après avoir

traversé l'élément diffractif. Différents temps d'exposition variant de 100 msec à 1 sec ont fait l'objet d'expérience mais sans succès. À chaque tentative, des pertes uniformes sur tout le spectre considéré ont été constatées. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cet échec. La puissance maximale pouvant être délivrée par le laser s'est avérée plus faible que prévue et ceci a entraîné la nécessité d'irradier plus longtemps la fibre avant d'atteindre le seuil de température où il y relâchement des contraintes et modification d'indice. Le laser de marque Access Laser Co. ne fournissait que 12 Watts CW en sortie. Il était pourtant supposé fournir jusqu'à 23 Watts. Ce laser, stabilisé en fréquence par un piézoélectrique ajustant la longueur de la cavité présentait aussi une instabilité modale. Lors de la stabilisation fréquentielle, la distribution spatiale d'intensité passait spontanément de TEM₀₀ à TEM₁₀. Ceci posait problème car l'optique était ajustée pour une distribution gaussienne (TEM₀₀). Le contrôle de la fréquence était important pour assurer la cohérence de rayonnement permettant l'interférence. Une boucle de rétroaction qui échantillonnait le signal de sortie et relayait l'information à un ordinateur ajustant la commande de tension à l'actuateur piézoélectrique permettait le contrôle fréquentiel et par le fait même, le contrôle de la puissance. Comme on le verra dans la prochaine section, l'augmentation du temps d'irradiation fit en sorte que la diffusion latérale de la chaleur a anéanti le contraste de température entre les zones irradiées par des pics et des creux d'intensité laser. Or, ce contraste est absolument nécessaire à la réalisation d'une modulation périodique de l'indice de réfraction.

4.8 Diffusion de la chaleur dans les fibres optiques.

Une explication plausible de l'échec de l'inscription holographique du patron de modulation d'indice le long de la fibre optique est la diffusion de la chaleur. Grellier et *al.* [73] ont développé un modèle permettant de rendre compte de la distribution unidimensionnelle de température lorsqu'un laser CO₂ irradie transversalement la fibre. La validité de l'utilisation du modèle unidimensionnel au lieu du modèle tridimensionnel où la distribution radiale de température est prise en compte, réside dans la condition de minceur thermique introduite par Grellier *et al.*. Celle-ci détermine le temps nécessaire pour que, sur tout le diamètre de la fibre, la température soit uniforme. En d'autres termes, elle donne une idée de l'intervalle de temps après le début de l'irradiation à partir duquel on peut négliger le gradient thermique radial. Mathématiquement, on exprime cette condition par :

$$\frac{d^2 c \rho}{4Kt} \ll 1 \quad (4.11)$$

où c est la chaleur spécifique de la fibre, K est la conductivité thermique de la fibre, ρ est la densité de la fibre et t est le temps. Grellier a montré cette condition était satisfaite pour une fibre de 62,5 μm de rayon si la variation du flux d'intensité laser était lente par rapport à 50 msec. Comme on a irradié la fibre pendant une durée minimale de 100 msec, le critère est rempli. L'utilisation de cette condition permet aussi de justifier pourquoi seul le couplage vers les modes LP_{0n} fut considéré lors des calculs menant à l'obtention des périodes de modulation. Une distribution uniforme de température selon une section transverse de la fibre permet de poser l'hypothèse d'une modulation

uniforme de l'indice dans ce plan et donc l'impossibilité d'un couplage vers des modes de μ différents.

4.8.1 Modélisation mathématique

Une figure d'interférence résultant de la combinaison de deux faisceaux CO₂ d'étranglements ω_x et ω_y selon un angle θ est incidente sur une fibre optique de rayon r tel qu'illustré à la figure 4.5. L'intensité véhiculée par le patron I(x,y) [W/m²] est :

$$I(x, y) = \frac{2P_{total}}{\pi\omega_x\omega_y} e^{-(\frac{2x^2}{\omega_x^2} + \frac{2y^2}{\omega_y^2} \cos^2 \theta)} * (1 + \cos(\frac{4\pi y \sin \theta}{\lambda})) \quad (4.12)$$

où P_{total} est la puissance du laser.

Toutefois, selon l'axe x de la figure 4.14, il n'y a qu'une partie de la puissance qui est utile. La proportion de la puissance totale qui est utile est donnée par le recouvrement du diamètre de la fibre et de la distribution d'intensité verticale.

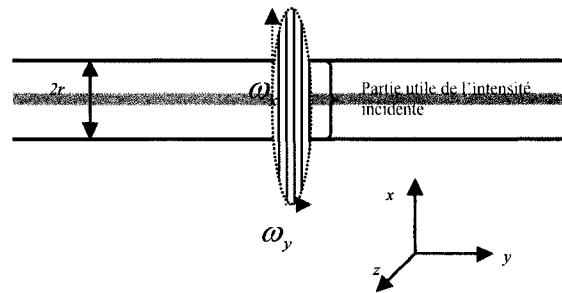


Figure 4.14 : représentation du patron d'interférence laser incident sur la fibre optique

Cette fraction d'intensité est décrite par l'expression suivante :

$$I_{utile}(x) = \frac{\omega_x \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \operatorname{erf}\left(\frac{2r}{\sqrt{2}\omega_x}\right) \quad (4.13)$$

Donc, l'intensité utile incidente sur la fibre peut s'écrire comme :

$$I_{utile}(x, y) = \left[\frac{2P_{totale}}{\pi\omega_x\omega_y} \right] \frac{\omega_x \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \operatorname{erf}\left(\frac{2r}{\sqrt{2}\omega_x}\right) e^{-\left(\frac{2y^2 \cos^2 \theta}{\omega_y^2}\right)} * (1 + \cos\left(\frac{4\pi y \sin \theta}{\lambda}\right)) \quad (4.14)$$

Selon Grellier [68], la distribution de la température le long de la fibre optique répond à l'équation de bilan suivante :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{4H_s}{dK_T} (T - T_{air}) + \frac{\rho c_p}{K_T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{4\sigma \varepsilon_f}{d_f K_T} (T^4 - T_{air}^4) - \frac{q(y)}{K_T} \quad (4.15)$$

Où :

- T : est la température [K]
- t : est le temps [sec]
- c_p : est la chaleur spécifique de la fibre [$\text{J Kg}^{-1} K^{-1}$]
- H_s : est la conductance thermique de surface de la fibre [$m^{-2} K^{-1}$]
- d_f : diamètre de la fibre [m]
- K_T : est la conductivité thermique de la fibre [$W m^{-1} K^{-1}$]
- ρ : est la densité de la fibre [Kg / m^3]
- σ : est la constante de Stefan ($\sigma = 5.67 * 10^{-8} W m^{-3} K^{-4}$)
- ε_f : est l'émissivité de la fibre
- $q(y)$: est le taux de transfert de chaleur par unité de volume [$W m^{-3}$]

Les propriétés de la fibre optique auxquelles on fera référence lors de la modélisation de la diffusion de la chaleur sont énumérées au tableau 4.1.

Tableau 4.1 : propriétés de la fibre optique utilisé lors de la simulation de diffusion thermique [73]

<i>Conductivité thermique</i>	K_T	$0,5547 \ln(T) - 1,841$	W/m.K
<i>Coefficient d'extinction</i>	k_f	$1,84 \cdot 10^{-2} + 10,1 \cdot 10^{-5} (T - 273,15)$	
<i>Chaleur spécifique</i>	C_p	$329,85 \ln(T) - 1086,7$	J/kg.K
<i>Densité</i>	ρ	2200	kg/m³
<i>Indice de réfraction</i>	n	2,2	
<i>Émissivité</i>	ε_f	$\exp[-(T - 293) / 500 + 1] + 0,06$	K
<i>Conductance de surface</i>	H_s	418,68	W.m⁻².K⁻¹

Le terme $q(y)$ est obtenu en divisant l'intensité incidente sur la fibre par la section transverse de celle-ci en considérant qu'il y a réflexion à l'interface air/fibre. Cette dernière approximation néglige le fait que la surface de la fibre est cylindrique.

$$q(y) = \left[\frac{|n_f - ik_f - 1|^2}{|n_f - ik_f + 1|^2} \right] \frac{1}{\pi^{3/2} r^2} \left[\frac{\sqrt{2} P_{total}}{\omega_y} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_x}\right) e^{-\left(\frac{2y^2 \cos^2 \theta}{\omega_y^2}\right)} * \left(1 + \cos\left(\frac{4\pi y \sin \theta}{\lambda}\right)\right) \quad (4.16)$$

4.8.2 Résultats de simulation

L'équation 4.14 est résolue numériquement avec le terme $q(y)$ de (4.15). Sur la figure 4.15 on note qu'après 25 msec, la diffusion de la chaleur fait en sorte que la visibilité des franges est pratiquement nulle. Puisque le changement d'indice est lié au relâchement des contraintes suite au chauffage, il est normal que nous n'ayons pas pu observer de résonance car il semble impossible d'inscrire une modulation périodique d'indice de visibilité importante après 5 msec d'irradiation. De plus, ces simulations s'étalent sur

une durée maximale de 25 msec, ce qui est en opposition avec le critère de Grellier. Donc, même si l'irradiation s'effectuait pendant un laps de temps assez court pour que la visibilité des franges ne soit pas détruite par la diffusion latérale de température, il est fort probable que le profil de température radial ne soit alors pas uniforme. Une multitude de couplages vers des modes de symétrie différentes pourrait s'en suivre et venir drastiquement modifier la réponse spectrale attendue. Il appert donc qu'une modélisation tridimensionnelle de la distribution de température ainsi qu'un profilage d'indice de la section transverse deviennent incontournables pour que des LPGs soient réalisés holographiquement dans des fibres standard de télécommunications.

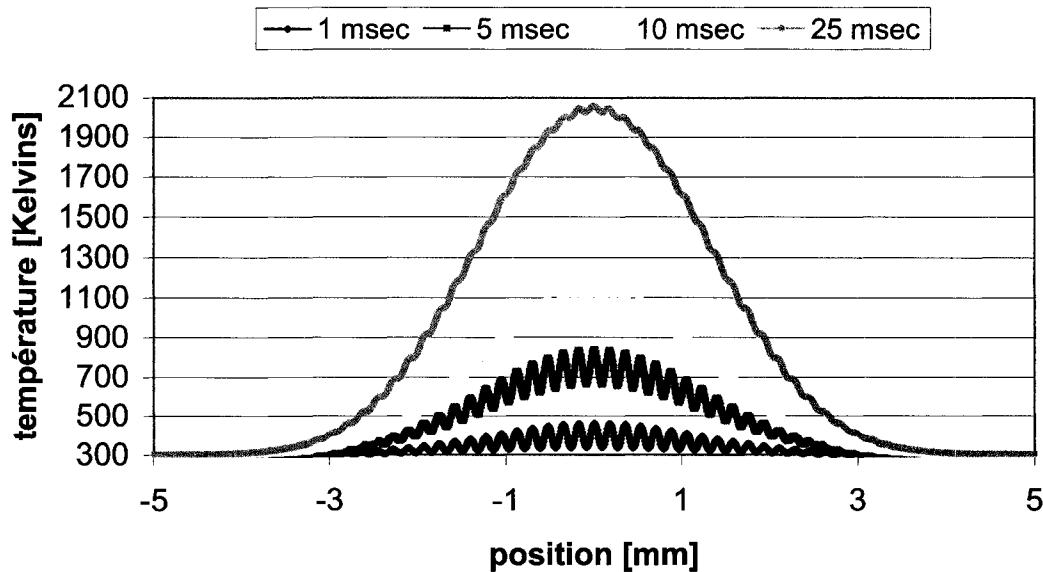


Figure 4.15 : diffusion de la chaleur dans une fibre optique SMF-28 irradiée par une figure d'interférence en fonction du temps d'exposition

Toutefois, si l'on observe l'expression (4.11), on remarque que l'utilisation de fibres d'un rayon plus petit permettrait d'irradier moins longtemps avant que la température

soit uniforme selon une section transverse. Il serait aussi pertinent de considérer le couplage vers un mode dont la période de modulation d'indice requise est plus grande. Le chevauchement de pics d'intensité prendrait plus de temps avant de s'accomplir. Il est toutefois important de noter que l'obtention d'une figure d'interférence de grande période nécessite que l'angle entre les faisceaux à la sortie de l'interféromètre soit très petit, ce qui peut devenir un défi technique. L'utilisation de l'ordre 0 et de l'ordre 1 au lieu des ordres +1 et -1 permettrait de réduire de moitié l'angle. Ceci nécessiterait le design d'un nouveau réseau maximisant la puissance dans ces ordres.

De plus, lorsqu'on irradie la fibre pendant 1 à 5 msec, la température atteinte au centre du patron n'est pas suffisante pour qu'un relâchement des contraintes menant au changement d'indice ait lieu. En effet, la température de relâchement des contraintes de la silice (annealing temperature) est de 1315 Kelvins [74]. Or, comme on le remarque à la figure 4.15, avec une puissance laser de 8,21 W, la silice atteint, au maximum, la température d'environ 850 Kelvins. Il a été possible d'inscrire un réseau point à point puisque, pour les conditions expérimentales selon lesquelles le réseau a été inscrit, la température de 1315 Kelvins a été dépassée tel qu'indiqué à la figure 4.16.

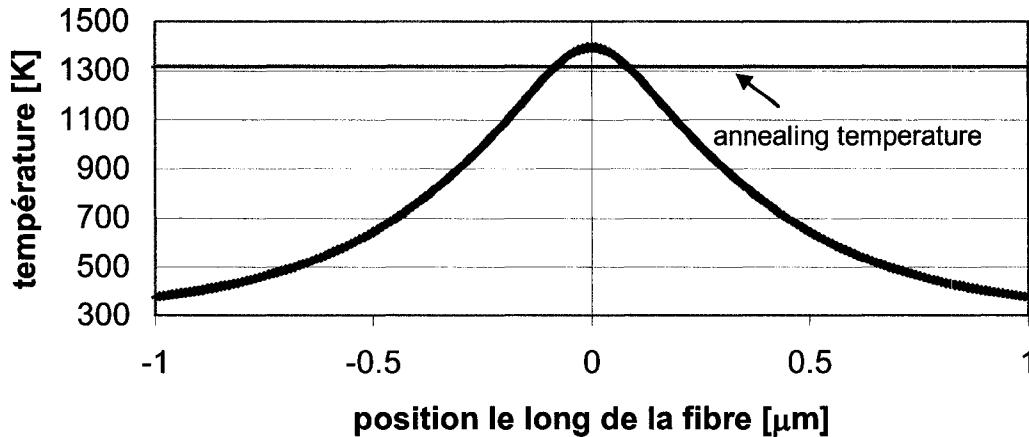


Figure 4.16 : Distribution de la température dans une période du LPG inscrit point à point à la fin de l'irradiation de 800 msec.

Faisant maintenant abstraction du fait que la distribution radiale de température n'est pas uniforme lors d'une irradiation très courte, on discutera uniquement de la diffusion radiale de température. Afin d'inscrire un LPG de manière holographique, il faut donc, en plus d'irradier la fibre pendant un laps de temps très court, s'assurer de le faire avec assez d'intensité pour pouvoir dépasser le seuil critique de 1315 Kelvins. Toutefois, le fait d'utiliser une distribution gaussienne d'intensité aura pour conséquence de générer une modification d'indice périodique mais non uniforme comme indiqué à la figure 4.17. On s'aperçoit que lorsque l'on irradie la fibre pendant 5 msec avec 31 Watts et selon les conditions d'étranglements mentionnées précédemment, la température de 1315 Kelvins est dépassée pour environ 10 périodes d'oscillations. On note que l'obturateur électronique utilisé sur le montage est en mesure d'effectuer un cycle ouverture/fermeture en 3 msec. Le temps d'irradiation n'est donc pas un problème

technique. Il est très intéressant de noter que la puissance d'irradiation n'influence pas le contraste de température existant entre les zones affectées mais que cet aspect de la diffusion de la chaleur est uniquement contrôlé par le temps d'irradiation: la différence de température entre le creux et le pic d'une période de modulation est toujours d'environ 200 degrés et ce, peu importe la puissance laser. La non uniformité de la distribution de température résultant du profil gaussien d'irradiation nous permet de supposer que le LPG ainsi inscrit présenterait des caractéristiques spectrales différentes de celles des réseaux dont le changement d'indice est uniforme pour chaque période.

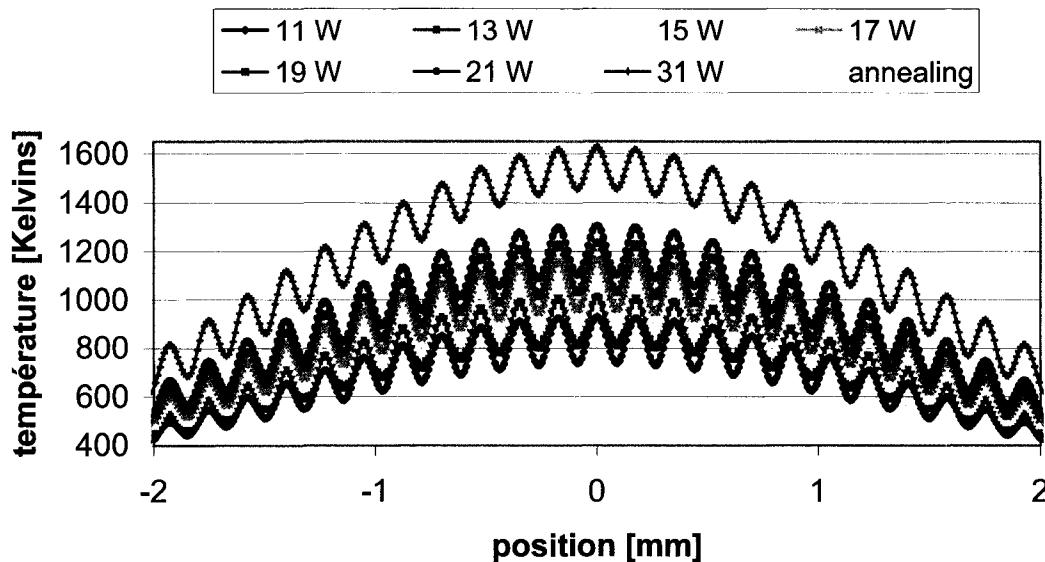


Figure 4.17 : Simulation de la distribution de la température suite à une irradiation de 5 msec pour différentes puissances laser

Ce phénomène d'apodisation pourrait être contré par l'utilisation d'une distribution uniforme (*top-hat* ou cylindrique) de l'intensité du laser C0₂. Augmenter la puissance du

laser au-delà de 31 Watts pourrait aussi permettre de conserver la même densité d'énergie en augmentant la longueur du réseau ce qui permettrait d'augmenter l'isolation des réseaux réalisés.

4.9 Conclusion

Ce chapitre a permis de rappeler le formalisme de l'interférence de deux faisceaux gaussiens. Des mesures expérimentales de la distribution de puissance de cette figure d'interférence sont venues confirmer le modèle. Le transfert holographique de la figure d'interférence sur la fibre optique a quant à lui échoué. La cause probable de l'impossibilité d'inscrire des LPGs dans les conditions de puissance disponibles au laboratoire est la diffusion de la chaleur. Des simulations sont venues appuyer cette hypothèse. Le modèle de diffusion thermique a aussi servi à estimer les conditions favorables à l'inscription holographique de LPGs mais des réserves concernant l'hypothèse d'une modification uniforme d'indice sur la section transverse ont été émises en rapport avec le critère de minceur thermique formulé par Grellier. La voie la plus plausible pour la réalisation de LPGs de manière holographique semble donc être une irradiation intense couplée à un temps d'irradiation très court selon une période qui assure l'accord de phase entre LP_{0l} et LP_{lm} où l est élevé.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux qui faisaient l'objet de cette maîtrise avaient pour but l'inscription holographique de LPGs. Ce but n'a malheureusement pas été atteint mais plusieurs résultats intéressants se sont révélés à travers les diverses expériences qu'il fallut réaliser avant de tenter l'inscription holographique.

5.1 Rappel des résultats importants

Le modèle PARAGRAT implémentant le formalisme du changement de coordonnées est un outil puissant qui pourra éventuellement être utilisé pour simuler les performances de réseaux de diffraction en transmission ou en réflexion et ce pour des structures composées de diélectriques ou des métaux.

Les efforts entrepris dans le but d'inscrire un réseau de diffraction par ablation laser dans le ZnSe ont généré des résultats encourageants. En plus d'avoir montré que ces structures possédaient un pouvoir diffractif mesuré expérimentalement, la mise en évidence, par des clichés optiques et une analyse MEB, que le matériau était affecté bien au-delà de la zone d'ablation constitue un résultat intéressant. Une hypothèse concernant la nature du phénomène de guidage par réflexion diffusive sur les parois de la tranchée ablatée a été formulée mais d'autres travaux sont nécessaires pour la confirmer ou l'infirmer. Notons toutefois que cet effet avait été noté lors de l'ablation d'autres semi-conducteurs II-VI.

Afin de palier les limitations de la technique d'ablation laser, en particulier le faible facteur de remplissage et les pertes optiques relativement importantes, la gravure par faisceaux d'ions sur des substrats de ZnSe a été tentée. Les structures diffractives fabriquées à l'aide de cette technique se sont avérées très performantes et l'étude de l'efficacité de diffraction des ordres en fonction de la profondeur de gravure a permis de confirmer la concordance entre le modèle théorique et la réponse optique des structures.

Enfin, après avoir inscrit un LPG point à point et ainsi confirmé la validité du montage expérimental, l'expérience de l'écriture holographique a été tenté mais sans succès. La raison principale de cet échec est la diffusion de l'énergie thermique le long de la fibre qui ne permet pas de conserver un bon contraste de modification de l'indice de réfraction entre les zones irradiées par les creux ou les pics de la figure d'interférence. Ceci est en partie dû à la petite période de la figure d'interférence utilisée. Un modèle de diffusion de la chaleur a permis d'identifier les conditions de puissance laser et de temps d'exposition qui permettraient de localiser l'effet de modification d'indice afin de créer la structure résonnante.

5.2 Perspectives de futurs travaux

Durant la réalisation de ces travaux plusieurs questions sont restées en suspend et mériteraient que l'on s'y attarde si la réalisation de LPGs de manière holographique demeure un objectif.

Premièrement, en ce qui a trait à la fabrication de réseaux de diffraction par ablation laser, une étude plus approfondie du profil d'indice de la zone affectée thermiquement et de la potentielle modification structurale du ZnSe dans cette zone permettrait de mieux modéliser la réponse de ces structures. Les passages multiples nécessaires à l'augmentation du facteur de remplissage pourraient alors être tentés et confirmer la validité de la technique. On note que l'ablation laser est beaucoup plus rapide que la gravure par faisceaux d'ions et que, dans l'expectative où tous les paramètres la régissant seraient compris ou du moins quantifiés empiriquement, cette technique pourrait s'avérer très performante. Des travaux concernant la stoechiométrie des alentours de la zone ablatée doivent aussi être envisagés afin d'expliquer la nature de la baisse de transmission des réseaux suite à l'ablation. En particulier une analyse EDS de cette zone devrait être envisagée.

Deuxièmement, en ce qui concerne directement l'écriture des LPGs, il a été mentionné qu'une modélisation de la distribution de chaleur tridimensionnelle dans la fibre est devenue nécessaire, vu la courte durée d'irradiation envisagée. Celle-ci permettrait de vérifier que le cœur de la fibre est bien affecté et donc que la modification d'indice n'est pas uniquement confinée à la gaine. Des mesures quantitatives du changement d'indice suite à l'irradiation intense mais brève viendraient permettre de modéliser le couplage intermodal et d'orienter le choix du mode vers lequel LP_{01} serait le plus susceptible de transférer son énergie. Une autre alternative à la réalisation de LPGs holographiques est l'utilisation de fibres à cœur et gaine plus petits que ceux de la fibre SMF_28 standard.

Finalement, l'individu intéressé à continuer les travaux devrait songer à construire un interféromètre de type Talbot dont les miroirs sont relativement longs. Comme les angles de diffraction sont petits, afin d'assurer des périodes de la figure d'interférence de l'ordre de la centaine de microns, la longueur effective du réseau est limitée par la longueur des miroirs.

L'ablation au laser CO₂ est aussi une technique permettant de fabriquer des guides d'ondes sur des substrats de silice sur silicium [49, 50, 75]. Toutefois l'ablation par faisceau gaussien crée des structures guidantes asymétriques dont les propriétés modales sont difficiles à contrôler. L'utilisation d'éléments diffractifs permettant de transformer la distribution gaussienne d'intensité en profil en créneau (*top-hat*) [76-79] permettrait de modifier le profil de la zone affectée thermiquement après l'ablation. La technique de gravure par faisceaux d'ions sur le ZnSe pourrait être utilisée pour réaliser ces éléments maintenant qu'il a été montré que cette technique produit des profils de gravure directionnels dont la profondeur peut être contrôlée par le choix du temps d'exposition dans la chambre plasma.

.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Zhu, "Fabrication of long-period gratings and their applications in optical fibre communications and sensing systems," University of Johannesburg, Johannesburg, 2002.
- [2] R. Kashyap, in *Fiber Bragg Gratings, Optics and Photonics*, A. Press, Éd., San Diego, 1999.
- [3] J. Bures, "Technologie de l'optique guidée (notes de cours PHS 6209)," Presses internationales de Polytechnique^é éd., Montreal, 2006.
- [4] T. Erdogan, "Cladding-mode resonance in short- and long-period fiber grating filters," *Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision*, vol. 14, no. 8, pp. 1760-1773, 1997.
- [5] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, 1997.
- [6] D. C. J. K. O. Hill, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 647–649, 1978.
- [7] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, et J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 1, pp. 58-65, 1996.
- [8] A. P. Zhang, X.-W. Chen, J.-H. Yan, Z.-G. Guan, S. He, et H.-Y. Tam, "Optimization and fabrication of stitched long-period gratings for gain flattening of ultrawide-band EDFAs," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 12, pp. 2559-2561, 2005.
- [9] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, et A. M. Vengsarkar, "Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser impulsions," *Electronics Letters*, vol. 34, no. 3, pp. 302-303, 1998.
- [10] D. Perron, MSc.A, Ecole Polytechnique, Montreal (Canada), Montreal, 2002.
- [11] K. Bok Hyeon, A. Tae-Jung, K. Dug Young, L. Byeong Ha, C. Youngjoo, P. Un-Chul, et H. Won-Taek, "Effect of CO₂ laser irradiation on the refractive-index change in optical fibers," *Applied Optics*, vol. 41, no. 19, pp. 3809-15, 2002.

- [12] W. Hermann, M. Hutzens, et D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides. 3. Stress induced index change," *Applied Optics*, vol. 28, no. 11, pp. 1980-3, 1989.
- [13] B. H. Kim, T. J. Ahn, Y. Park, D. Y. Kim, B. H. Lee, Y. Chung, U. C. Paek, et W. T. Han, "Measurement of refractive index change due to CO₂ laser irradiation using an LPG pair in optical fibers," in *Optical Fiber and Planar Waveguide Technology, Beijing, China*.
- [14] B. H. Kim, Y. Park, T. J. Ahn, D. Y. Kim, B. H. Lee, Y. Chung, U. C. Paek, et W. T. Han, "Residual stress relaxation in the core of optical fiber by CO₂ laser irradiation," *Optics Letters*, vol. 26, no. 21, pp. 1657-1659, 2001.
- [15] Y. Mohanna, J. M. Saugrain, J. C. Rousseau, et P. Ledoux, "Relaxation of internal stresses in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, no. 12, pp. 1799-802, 1990.
- [16] J. Sullivan, Z. Jian, et T. D. Bennett, "Measurement of thermally induced changes in the refractive index of glass caused by laser processing," *Applied Optics*, vol. 44, no. 33, pp. 7173-80, 2005.
- [17] Y. Zhu, P. Shum, H. W. Bay, M. Yan, X. Yu, et C. Lu, "Effect of CO₂ laser irradiation on refractive index modulation in photonic crystal fiber," in *2005 Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), Baltimore, MD*.
- [18] G. Meltz, W. W. Morey, et W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823-5, 1989.
- [19] J. A. Davis et G. H. Evans, "Polarizing binary diffraction grating beam splitter," *Optics Letters*, vol. 29, no. 13, pp. 1443-5, 2004.
- [20] D. Delbeke, R. Baets, et P. Muys, "Polarization-selective beam splitter based on a highly efficient simple binary diffraction grating," *Applied Optics*, vol. 43, no. 33, pp. 6157-65, 2004.
- [21] K. Feng, C. Shen, H. Zhao, et F. Gao, "Study of optical grating laser energy beam splitter," in *Optical Storage Technology, Beijing, China*.
- [22] P. Lalanne, J. Hazart, P. Chavel, E. Cambril, et H. Launois, "Transmission polarizing beam splitter grating," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 1, no. 2, pp. 215-219, 1999.

- [23] E. G. Loewen, L. B. Mashev, et E. K. Popov, "Transmission gratings as 3-way beam splitters," in *International Conference on the Application and Theory of Periodic Structures, Diffraction Gratings, and Moire Phenomena III, San Diego, CA.*
- [24] E. K. Popov, E. G. Loewen, et M. Neviere, "Transmission gratings for beam sampling and beam splitting," *Applied Optics*, vol. 35, no. 16, pp. 3072-3075, 1996.
- [25] S. J. Walker, J. Jahns, L. Li, W. M. Mansfield, P. Mulgrew, D. M. Tennant, C. W. Roberts, L. C. West, et N. K. Ailawadi, "Design and fabrication of high-efficiency beam splitters and beam deflectors for integrated planar micro-optic systems," *Applied Optics*, vol. 32, no. 14, pp. 2494-501, 1993.
- [26] E. Hecht, *Optics*, fourth^e éd., San Francisco: Addison Wesley, 2002.
- [27] E. P. Erwin G. Loewen, *Diffraction Gratings and Applications*, New York: Marcel Dekker, 1997.
- [28] D. A. Pommet, M. G. Moharam, et E. B. Grann, "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements," *Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision*, vol. 11, no. 6, pp. 1827-1834, 1994.
- [29] M. K. Moaveni, "Plane wave diffraction by dielectric gratings finite-difference formulation," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 37, no. 8, pp. 1026-31, 1989.
- [30] M. G. Moharam et T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 71, no. 7, pp. 811-18, 1981.
- [31] M. G. Moharam et T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 72, no. 10, pp. 1385-92, 1982.
- [32] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, et 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: Optics and Image Science, and Vision*, vol. 12, no. 5, pp. 1068-1076, 1995.
- [33] L. Lifeng, J. Chandezon, G. Granet, et J. P. Plumey, "Rigorous and efficient grating-analysis method made easy for optical engineers," *Applied Optics*, vol. 38, no. 2, pp. 304-13, 1999.

- [34] J. Chandezon, G. Raoult, et D. Maystre, "A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application," *Journal of Optics*, vol. 11, no. 4, pp. 235-41, 1980.
- [35] L. Li, G. Granet, J. P. Plumey, et J. Chandezon, "Some topics in extending the C method to multilayer gratings of different profiles," *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A*, vol. 5, no. 2, pp. 141-156, 1996.
- [36] R. Petit, "A tutorial Introduction," in *Electromagnetic Theory of Gratings*, R. Petit, Éd., vol. 22 of Topics in Current Physics, Berlin: Springer Verlag, 1980, pp. 9-11.
- [37] A. Hessel et A. A. Oliner, "A new theory of wood's anomalies on optical gratings," *Applied Optics*, vol. 4, no. 10, pp. 1275-1298, 1965.
- [38] S. S. Wang, R. Magnusson, J. S. Bagby, et M. G. Moharam, "Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings," *Journal of the Optical Society of America A (Optics and Image Science)*, vol. 7, no. 8, pp. 1470-4, 1990.
- [39] C. M. I. Okoye, "First-principles study of the electronic and optical properties of zincblende zinc selenide," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 337, no. 1-4, pp. 1-9, 2003.
- [40] R. Hull, *Properties of crystalline silicon*, vol. 20, London: the Institution of Electrical Engineers, 1999.
- [41] G. J. Hawkins, "Spectral Characterisation of Infrared Optical Materials and Filters," The University of Reading, Reading, 1998.
- [42] S. Hava et M. Auslender, "Groove depth dependence of IR transmission spectra through silicon gratings: experiment versus theory," *Infrared Physics & Technology*, vol. 41, no. 3, pp. 149-54, 2000.
- [43] S. Hava, J. Ivri, et M. Auslender, "Reflection of infrared radiation from lamellar gratings on a silicon wafer," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 11, pp. 7893-8, 1999.
- [44] S. Hava, J. Ivri, et M. Auslender, "Wavenumber-modulated patterns of transmission through one- and two-dimensional gratings on a silicon substrate," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 3, no. 6, pp. S190-5, 2001.
- [45] N. Rajkumar et J. N. McMullin, "V-groove gratings for infrared beam splitting: reply," *Applied Optics*, vol. 35, no. 5, pp. 809, 1996.

- [46] S. Dauer, A. Ehlert, et S. Buettgenbach, "Rapid prototyping of micromechanical devices using a Q-switched Nd:YAG laser with optional frequency doubling," *Sensors and Actuators, A: Physical*, vol. 76, no. 1-3, pp. 381-385, 1999.
- [47] M. Pervolaraki, P. E. Dyer, et P. Monk, "Ablation studies using a diode-pumped Nd: YVO₄ micro-laser," in *7th International Conference on Laser Ablation (COLA'03), Crete, Greece*.
- [48] D. Bäuerle, *Laser processing and chemistry* 3rd, rev. and enlarged ^e éd., Berlin: Springer, 2000.
- [49] L. C. Ozcan, F. Guay, R. Kashyap, et L. Martinu, "Investigation of refractive index modifcatoitn in CW CO₂ laser written planar optical waveguides," *Submitted in Optics Communications*, 2007.
- [50] L. C. Ozcan, V. Treanton, R. Kashyap, et L. Martinu, "2D refractive index measurement of CO₂ laser written planar optical waveguides," in *Photonics North 2006, Quebec City, QB, Canada*, vol. 6343 I, 2006, pp. 63431A.
- [51] N. Barsch, K. Korber, A. Ostendorf, et K. H. Tonshoff, "Ablation and cutting of planar silicon devices using femtosecond laser impulsions," *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 77, no. 2, pp. 237-242, 2003.
- [52] F. Beaudoin, J. Lopez, M. Faucon, R. Desplats, et P. Perdu, "Femtosecond laser ablation for backside silicon thinning," in *15th European Symposium on the Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2004), Zurich, Switzerland*.
- [53] C. Tai-Chang et R. B. Darling, "Parametric studies on impulsiond near ultraviolet frequency tripled Nd:YAG laser micromachining of sapphire and silicon," *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 169, no. 2, pp. 214-18, 2005.
- [54] G. E. Jellison, Jr. et F. A. Modine, "Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures," *Applied Physics Letters*, vol. 41, no. 2, pp. 180-2, 1982.
- [55] R. W. Waynant, "Electro-Optics Handbook (2nd Edition)," in, vol. 1, Ed.^Eds., ed. New York: McGraw Hill, 2000, pp. 11.25.
- [56] V. A. Gnatyuk, "Spectroscopic studies of ZnSe crystals subjected to laser irradiation," *Physica Status Solidi (A) Applied Research*, vol. 175, no. 1, pp. 437-441, 1999.

- [57] V. A. Gnatyuk, "Mechanism of laser damage of transparent semiconductors," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 308-310, pp. 935-938, 2001.
- [58] L. C. Ozcan, "Étude expérimentale d'étrage vertical de fibres optiques par laser dioxyde de carbone," M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal, Québec, Canada, 2004.
- [59] D. A. Lucca, L. Shao, C. J. Wetteland, A. Misra, M. J. Klopstein, et M. Nastasi, "Subsurface damage in (100) ZnSe introduced by mechanical polishing," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B (Beam Interactions with Materials and Atoms)*, vol. 249, no. 1-2, pp. 907-10, 2006.
- [60] D. A. Lucca, C. J. Wetteland, A. Misra, M. J. Klopstein, M. Nastasi, C. J. Maggiore, et J. R. Tesmer, "Assessment of subsurface damage in polished II-VI semiconductors by ion channeling," in *Proceedings of the Sixteenth International Conference on Ion, Albuquerque, NM, United States*, vol. 219-220, 2004, pp. 611-617.
- [61] C. Arnone, M. Rothschild, et E. J. Ehrlich, "Laser etching of 0.4 μm structures in CdTe by dynamic light guiding," *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 11, pp. 736-8, 1986.
- [62] S. S. L. Berge, R. Nuter, "Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media," *Reports on Progress in Physics*, vol. 70, pp. 51, 2007.
- [63] T. Sukegawa, F. Kadotsuji, T. Tsujimoto, M. Kaji, M. Kimura, et A. Tanaka, "Preparation of ZnSe substrates by PVD and selective etching," in *American Crystal Growth 1996 and Vapor Growth and Epitaxy 1996. Tenth American Conference on Crystal Growth and the Ninth International Conference on Vapor Growth and Epitaxy, Vail, CO*.
- [64] A. Osinsky, Y. Qiu, J. Mahan, H. Temkin, S. A. Gurevich, S. I. Nesterov, E. M. Tanklevskaia, V. Tretyakov, O. A. Lavrova, et V. I. Skopina, "Novel wet chemical etch for nanostructures based on II-VI compounds," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 4, pp. 509-11, 1997.
- [65] K. Kurisu, T. Hirai, K. Fuse, T. Okada, K. Ebata, A. Ikegaya, et M. Tatsumi, "Development of a diffractive optical element for laser processing," *SEI Technical Review*, no. 53, pp. 86-91, 2002.

- [66] G. T. Borek, D. M. Brown, et J. A. Shafer, "Gray-scale fabrication of micro-optics in bulk zinc selenide and bulk multispectral zinc sulfide," in *Micromachining Technology for Micro-Optics and Nano-Optics II, San Jose, CA.*
- [67] W. R. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su, W. H. Lan, A. C. H. Lin, et H. Chang, "Reactive ion etching of ZnSe, ZnSSe, ZnCdSe and ZnMgSSe by H₂/Ar and CH₄/H₂/Ar," *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 (Regular Papers, Short Notes & Review Papers)*, vol. 39, no. 6A, pp. 3308-13, 2000.
- [68] S. J. Pearton et F. Ren, "Plasma etching of ZnS, ZnSe, CdS, and CdTe in electron cyclotron resonance CH₄/H₂/Ar and H₂/Ar r discharges," *Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics Processing and Phenomena)*, vol. 11, no. 1, pp. 15-19, 1993.
- [69] M. A. Foad, M. Watt, A. P. Smart, C. M. Sotomayro Torres, C. D. W. Wilkinson, W. Kuhn, H. P. Wagner, S. Bauer, H. Leiderer, et W. Gebhardt, "High-resolution dry etching of zinc telluride: characterization of etched surfaces by X-ray photoelectron spectroscopy, photoluminescence and Raman scattering," in *Wide Gap II-VI Semiconductors. E-MRS Advanced Research Workshop, Montpellier, France Country of publication UK Material Identity Number J690-1991-011.*
- [70] M. A. Foad, C. D. W. Wilkinson, C. Dunscomb, et R. H. Williams, "CH₄/H₂: A universal reactive ion etch for II-VI semiconductors?", *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 20, pp. 2531-3, 1992.
- [71] M. J. Madou, *Fundamentals of microfabrication : the science of miniaturization* 2nd^e éd., Boca Raton, Flor: CRC Press, 2002.
- [72] H. Mishina et T. Asakura, "Two Gaussian beam interference," *Nouvelle Revue d'Optique*, vol. 5, no. 2, pp. 101-7, 1974.
- [73] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, et C. N. Pannell, "Heat transfer modelling in CO₂ laser processing of optical fibres," *Optics Communications*, vol. 152, no. 4-6, pp. 324-8, 1998.
- [74] Z. Jian, J. Sullivan, J. Zayac, et T. D. Bennett, "Structural modification of silica glass by laser scanning," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 10, pp. 5475-5482, 2004.
- [75] L. C. Ozcan, V. Tréanton, et R. Kashyap, "Direct laser ablation technique for fabrication of optical waveguides in amorphous materials and nonlinear crystals," in Conférence BGPP'05, Sidney, Australia, 2005,.

- [76] M. A. Golub, M. Duparre, E. B. Kley, R. Kowarschik, B. Ludge, W. Rockstroh, et H. J. Fuchs, "New diffractive beam shaper generated with the aid of e-beam lithography," *Optical Engineering*, vol. 35, no. 5, pp. 1400-6, 1996.
- [77] I. Gur et D. Mendlovic, "Diffraction limited domain flat-top generator," *Optics Communications*, vol. 145, no. 1-6, pp. 237-48, 1998.
- [78] X. G. Huang, M. R. Wang, et C. Yu, "High-efficiency flat-top beam shaper fabricated by a nonlithographic technique," *Optical Engineering*, vol. 38, no. 2, pp. 208-213, 1999.
- [79] R. M. Stevenson, M. J. Norman, T. H. Bett, D. A. Pepler, C. N. Danson, et I. N. Ross, "Binary-phase zone plate arrays for the generation of uniform focal profiles," *Optics Letters*, vol. 19, no. 6, pp. 363-5, 1994.