

Université du Québec
Institut National de la Recherche Scientifique
Centre Énergie Matériaux et Télécommunications

Optimisation de Masques de Phase pour l'exposition de Réseaux de Bragg à périodes variables sur fibre optique

Par
Pierre Vinchon

Mémoire présentée pour l'obtention du grade de
Maître es sciences (M.Sc.)
en sciences de l'énergie et des matériaux

Jury d'évaluation

Examineur externe	Prof. Raman Kashyap École Polytechnique de Montréal
Examineur interne	Prof. Luca Razzari INRS-EMT
Directeur de recherche	Prof. Mohamed Chaker INRS-EMT

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier en premier lieu le professeur Mohamed Chaker de l'opportunité exceptionnelle qu'il m'a offert en m'acceptant en tant qu'étudiant de maîtrise à l'INRS EMT.

En particulier, le sujet de recherche proposé m'a permis de me familiariser avec de nombreux équipements scientifiques de haute technologie et aux méthodologies de la recherche académique.

Sur un plan plus personnel, je lui suis reconnaissant de m'avoir fait comprendre le haut niveau d'exigence requis en termes de qualité des travaux et d'implication personnelle pour faire progresser efficacement de tels projets de recherche.

Je remercie ensuite chaleureusement Boris Le Drogoff qui s'est toujours rendu disponible pour me superviser au quotidien. Son implication constante dans le projet, sa rigueur scientifique et sa patience m'ont permis de progresser notablement en vue de devenir chercheur.

Je remercie également les professeurs Lucas Razzari de l'INRS et Raman Kashyap de l'École Polytechnique de Montréal d'avoir consacré du temps à relire ce mémoire de maîtrise et de leurs remarques pertinentes qui en ont sensiblement amélioré la qualité globale.

Je remercie l'équipe du laboratoire LMN de l'INRS-EMT, Sébastien Delprat pour ses conseils sur les gravures, Nadir Hossain pour ses conseils sur la simulation ainsi que les techniciens, Amine, David, Etienne, Yan, qui ont toujours été disponibles lors d'imprévus techniques.

Je tiens aussi à remercier Lixian Wang de COPL de l'Université Laval pour son aide précieuse pour l'exposition de Réseau de Bragg sur fibre optique qui a permis d'apporter des réponses à de nombreuses questions

Je tiens à remercier NanoQuébec, le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRNSG) et la compagnie O/E Land pour le financement de ce projet

Je souhaite également remercier ceux et celles qui m'ont recommandé pour cette maîtrise : Ane Aanesland, chercheuse et chef d'équipe du groupe des plasmas froids au LPP du CNRS, Pierre Billoir enseignant-chercheur au LPNHE et Caterina Riconda, enseignante chercheuse et chef d'équipe du TIPS au LULI.

Cette maîtrise aura également été une formidable aventure humaine où j'ai rencontré des gens formidables de tous horizons.

Je remercie mes collègues de bureau, Nicolas, imperturbable en tout temps, et Sébastien, l'électron libre du laboratoire. Je voudrais remercier l'associé de recherche Daria Riabinina, les post-docs Juliana, Rocio, Florian, Yves et Nadir pour avoir partagé avec moi leurs expériences et leurs conseils

Je voudrais remercier les étudiants à l'INRS, Badr, Loick, Nazar, les chimistes Nico et Anaïs pour leurs conservations toujours constructives autour du café traditionnel de midi.

Je remercie les nouveaux amis de Montréal qui m'ont tous soutenu : Pagga, Marion, Jb, Perrine, Alex, et Axelle.

Enfin, je souhaite intégrer dans ces remerciements ma famille qui m'a toujours soutenu (et supporté) dans mes études. Sans immigration familiale au Québec, cette maîtrise n'aurait jamais eu lieu.

RÉSUMÉ

Les Réseaux de Bragg (RDB) sur fibre optique sont des composants essentiels dans les systèmes de télécommunication actuels. Ceux-ci permettent de manipuler différentes longueurs d'onde et de les faire voyager dans la même fibre optique puis de les extraire pour retrouver le signal d'origine. Il est même possible de rétablir un signal déformé par la dispersion chromatique lors de sa propagation sur des milliers de kilomètres en utilisant des réseaux à périodes variables. La fabrication de tels réseaux par la méthode des masques de phase nécessite de relever de nombreux défis. L'exposition de Réseaux De Bragg (RDB) par masque de phase utilise les propriétés diffractives d'un réseau (pas typique $< 1 \mu\text{m}$) inscrit en relief dans un masque de Quartz transparent afin de générer un patron d'interférence par diffraction d'un faisceau laser incident. Ce sont ces motifs nanométriques qui contrôlent l'atténuation de la diffraction de l'intensité laser dans l'ordre 0 par interférences destructives et l'uniformité de l'intensité du patron d'interférence qui imprime un changement d'indice dans la fibre optique placée en arrière. Par conséquent un strict contrôle des dimensions du réseau sur le masque est nécessaire afin d'obtenir au final un RDB sur fibre optique répondant aux exigences des télécommunications. La fabrication de RDBs hautement dispersifs ($>5000 \text{ ps/nm}$) pour la compensation de la dispersion chromatique serait alors souhaitable.

Au cours de ce travail de maîtrise, des codes Matlab ont été développés afin de déterminer les paramètres cruciaux régissant les performances des masques de phases et des RDBs exposés ainsi sur fibre optique. On définit trois paramètres cruciaux qui sont (i) la profondeur des motifs dans le masque (ii) le rapport largeur de ligne sur période (iii) la verticalité des parois.

Par la suite, la combinaison de la lithographie électronique et de la gravure par plasma a permis la définition précise de réseaux de Bragg dans un masque en Quartz. Les réseaux sont définis sur une résine électro-sensible par lithographie électronique. Le transfert rigoureux des motifs dans le Quartz est par la suite effectué par gravure par plasma. De cette façon, une grande versatilité est disponible dans le design des motifs qui peut être exploitée pour la réalisation de réseaux de Bragg à période variable. Nous avons pu obtenir un contrôle précis de la profondeur des motifs (de l'ordre de centaines de nanomètres) et de la verticalité des parois, paramètres cruciaux qui influencent fortement la qualité des réseaux exposés par la suite.

Les masques de phases ainsi fabriqués ont été par la suite utilisés pour exposer les RDB sur des fibres optiques avec notre partenaire O/E Land Inc. et en collaboration avec Prof. Sophie Larochelle du Centre d'Optique, photonique et Laser (COPL) à l'université Laval, Québec. Lors de l'exposition de réseaux non-uniformes, il ressort que l'énergie utilisée lors de l'exposition doit être adaptée au design du réseau à exposer. Ceci concorde avec nos simulations Matlab qui indiquent effectivement une dépendance des caractéristiques optiques des réseaux à pas variables à la force du réseau. On retient que l'exposition d'un RDB avec un faible pas variable nécessite une faible énergie afin d'obtenir les valeurs de dispersion et de bande passantes attendues. Ainsi un RDB de longueur 15 cm avec un pas de 0.0125 nm/cm a permis d'obtenir une dispersion supérieur à 5000 ps/nm avec une bande passante de 0.22 nm.

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I. INTRODUCTION	13
I.1. LES RESEAUX DE BRAGG SUR FIBRE OPTIQUE	13
I.1.1. Contexte	13
I.1.2. Applications	14
I.2. TECHNIQUES DE FABRICATION DE RDB SUR FO	17
I.2.1. Méthode holographique	18
I.2.2. Méthode de masque de phase	20
I.3. OBJECTIFS	22
CHAPITRE II. SIMULATIONS	27
II.1. LES MASQUES DE PHASE	27
II.2. LES RESEAUX DE BRAGG SUR FIBRE OPTIQUE	31
II.2.1. Théorie	31
II.2.1. Résultats de la modélisation	36
II.3. CONCLUSION	42
CHAPITRE III. OPTIMISATION DE L'ETAPE DE LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE	43
III.1. HISTORIQUE	43
III.2. PRINCIPE	43
III.3. LES CHAMPS D'EXPOSITIONS	46
III.4. LA RESOLUTION ET LE COURANT	47
III.5. LES ERREURS DE RACCORDS DE CHAMPS	50
III.5.1. Origines des différents types d'erreurs	51
III.5.2. Réduction des erreurs de raccord de champs	52
III.6. CONTROLE DE LA LARGEUR DES LIGNES DES RESEAUX	56
III.6.1. Choix de la résine	56
III.6.2. La dose d'exposition	58
III.6.3. Le contraste	58
III.7. OPTIMISATION DE LA LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE	59
III.7.1. Choix du développeur pour la ZEP7000	59
III.7.2. Influence du courant	62
III.8. CONCLUSION	63
CHAPITRE IV. LA GRAVURE PAR PLASMA	65
IV.1. HISTORIQUE	65

IV.2.	PRINCIPE.....	66
IV.3.	ANISOTROPIE.....	67
IV.4.	LA GRAVURE DU CHROME.....	68
IV.4.1.	<i>Principe de la gravure</i>	68
IV.4.2.	<i>Évolution des dimensions critiques en fonction de la période</i>	69
IV.4.3.	<i>Effet de la puissance RF</i>	71
IV.5.	LA GRAVURE DU QUARTZ.....	72
IV.5.1.	<i>Principe de la gravure</i>	72
IV.5.2.	<i>Influence de la puissance ICP</i>	74
IV.5.3.	<i>Influence de la puissance RF</i>	75
IV.5.4.	<i>Influence de la dilution de CF₄</i>	76
IV.5.5.	<i>Contrôle des dimensions</i>	78
IV.6.	CONCLUSION.....	79
CHAPITRE V. EXPOSITION DE RDB SUR FIBRES OPTIQUES.....		81
V.1.	MESURE DES PERFORMANCES DES MASQUES DE PHASE.....	81
V.2.	EXPOSITION DE RDB SUR FIBRE OPTIQUE.....	83
V.2.1.	<i>Caractérisation optique des RDB</i>	85
V.2.2.	<i>Optimisation de l'exposition de RDB avec un pas variable</i>	85
V.2.1.	<i>Évolution de la dispersion et de la bande passante en fonction du pas du réseau</i>	88
V.2.2.	<i>Variation de la longueur du réseau</i>	89
V.2.3.	<i>Apodisation</i>	90
V.2.4.	<i>RDB à décalage de phase</i>	93
V.3.	CONCLUSIONS.....	94
CHAPITRE VI. CONCLUSION.....		97
ANNEXE 1: SIMULATION DE LA PUISSANCE LUMINEUSE DIFFRACTÉE PAR UN MASQUE DE PHASE.....		101
ANNEXE 2: SIMULATION DES CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES DE RDB SUR FIBRE OPTIQUE UNIFORME ET AVEC UN PAS.....		102
REFERENCES.....		106

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1: PRINCIPE D'UTILISATION D'UN RÉSEAU DE BRAGG (RDB) SUR FIBRE OPTIQUE.....	14
FIGURE 2: SCHEMA DE LA PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES OPTIQUES POUR LE TRANSFERT DE L'INFORMATION	15
FIGURE 3: PRINCIPE DE LA COMPENSATION DE LA DISPERSION CHROMATIQUE	16
FIGURE 4: EFFET DU STRESS SUR LA REFLEXION D'UN RDB	17
FIGURE 5: SCHÉMA REPRÉSENTANT LA PREMIÈRE FABRICATION DE RDB SUR FIBRE OPTIQUE.....	18
FIGURE 6: PRINCIPE D'EXPOSITION DE RDB PAR MÉTHODE HOLOGRAPHIQUE	19
FIGURE 7: REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE DU SYSTÈME MPF	19
FIGURE 8: VISION SCHÉMATIQUE D'UN MASQUE DE QUARTZ	20
FIGURE 9: PROCEDE DE FABRICATION D'UN MASQUE DE PHASE.....	21
FIGURE 10: PHOTO DU VB6-UHR-EWF ET GRAVEURS ICP UTILISÉS AU LMN	24
FIGURE 11: PRINCIPE D'UTILISATION D'UN MASQUE DE PHASE LORS DE L'EXPOSITION D'UN RDB SUR UNE FO	27
FIGURE 12: RÉPARTITION DE LA PUISSANCE LUMINEUSE DANS LES ORDRES 0 EN FONCTION DE LA PROFONDEUR DES MOTIFS (H) ET DU RATIO LARGEUR DE LIGNE/PÉRIODE (D)	30
FIGURE 13: VARIATION DE LA PUISSANCE LUMINEUSE DANS LES DIFFERENTS ORDRES EN FONCTION DE LA PROFONDEUR DU RESEAU SUR LE MASQUE	31
FIGURE 14: REFLEXION DE LA LUMIERE LORS DE SA PROPAGATION A TRAVERS LE RDB	32
FIGURE 15: REPRESENTATION DES ONDES REFLECHIES ET TRANSMISES	33
FIGURE 16: RDB UNIFORMES AVEC DIFFERENTES LONGUEURS AVEC UNE PERIODE DE 535 NM ET V.....	37
FIGURE 17: RDBS DE LONGUEUR 5 CM AVEC UNE PÉRIODE DE 535 NM ET DIFFÉRENTS Δn	38
FIGURE 18 : SIMULATION D'UN RDB DE LONGUEUR 5 CM AVEC UNE DIFFERENCE D'INDICE DE REFRACTION $\Delta n=5E^{-5}$ ET UN PAS DE 0.05 NM/CM.....	39
FIGURE 19 : EXEMPLE D'UNE VARIATION POSSIBLE DE INDICE DE REFRACTION LE LONG DU RESEAU DANS LE CAS D'UNE APODISATION AVEC LA FONCTION TANH ET A = 4 D'UN RDB DE LONGUEUR 15 CM.....	41
FIGURE 20: RDB AVEC UN PAS DE 0.0125 NM/CM DE LONGUEUR 15 CM AVEC c NON APODISE (A) ET (B) ET APODISE AVEC LA FONCTION TANGENTE HYPERBOLIQUE ET A = 4 (C) ET (D).....	42
FIGURE 21: SIMULATION DE MONTE CARLO DE LA DISTRIBUTION ENERGETIQUE DEPOSEE PAR DES ELECTRONS DE DIFFERENTES ENERGIES DANS DE LA CAR (POUR <i>CHEMICAL AMPLIFIED RESIST</i>) GENERIQUE A UNE DOSE DE 5 $\mu C/CM^2$ (A) ET L'EFFET ATTENDU SUR LES PROFILS DE RESINES	44
FIGURE 22: REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA COLONNE D'ACCELERATION DU SYSTEME D'EXPOSITION ELECTRONIQUE VB6 UHR-EWF	45
FIGURE 23: PROCEDE D'EXPOSITION DE RDB PAR METHODE ELECTRONIQUE.....	47

FIGURE 24 : EXPOSITION PONCTUELLE AVEC UN COURANT DE 60 nA ET AVEC UNE DISTANCE ENTRE CHAQUE EXPOSITION : (A) 40 nm (B) 125 nm ET (C) 219 nm	47
FIGURE 25: LARGEUR DU FAISCEAU EN FONCTION DU COURANT ET DIAPHRAGMES UTILISE [REF : MANUEL DU VB6]	48
FIGURE 26 : EFFET DE LA TAILLE DU FAISCEAU SUR LA RUGOSITE DE LIGNES	49
FIGURE 27: RESEAUX EXPOSES AVEC (A) UN COURANT DE 60 nA ET UN 'PIXEL DE 40 nm ET (B) UN COURANT DE 4 nA ET UN PIXEL DE 10 nm.....	49
FIGURE 28: EXPOSITION IDEALE SANS ERREURS DE RACCORD DE CHAMP	50
FIGURE 29: EXPOSITION D'UN RESEAU DE LIGNES (30 nm DE LARGEUR) HORIZONTALES QUI PRESENTE DES ERREURS DE RACCORDS A LA FRONTIERE DE 2 CHAMPS.	51
FIGURE 30 : DEFORMATIONS DU BLOC D'EXPOSITION DUE AUX DEFLECTIONS TROP IMPORTANTE DU FAISCEAU	52
FIGURE 31: RDB DE 5 cm DE LONG EXPOSES SUR FIBRE OPTIQUE AVEC UN CHAMP DE 1200µm ET DE 260µm	53
FIGURE 32: PRINCIPE D'EXPOSITION AVEC LA STRATEGIE DE SUPERPOSITION.....	54
FIGURE 33: REFLEXIONS DE RDB SUR FIBRE DE 5 cm EN FONCTION DES DIFFERENTS NOMBRES DE SUPERPOSITIONS	55
FIGURE 34: COURBE DE CONTRASTE DANS LE CAS D'UNE RESINE POSITIVE	58
FIGURE 35: MESURE DE L'EPaisseur NORMALISEE EN FONCTION DE LA DOSE AFIN DE DETERMINER LE CONTRASTE... ..	61
FIGURE 36:(A) COURBE DE CALIBRATION POUR LA LINéARITé DES DIMENSIONS. LA DOSE UTILISéE POUR LES DÉVELOPPEURS ZED500 AND ZEDN50 SONT RESPECTIVEMENT 110 µC.cm ⁻² ET 220 µC.cm ⁻² , (B) PROFILS DE RÉSINES POST-DÉVELOPPEMENT AVEC LA ZEDN50 (POUR DES RÉSEAUX AVEC UNE PÉRIODE DE 400 nm)	61
FIGURE 37: DIMENSIONS DE LIGNES OBTENUES POUR DIFFERENTES VALEURS DE COURANT ET DE PIXEL ET DEVELOPPE AVEC LE ZED500.....	62
FIGURE 38: SCHéMA D'UN RÉACTEUR DE GRAVURE ICP-RIE	66
FIGURE 39: PRINCIPE DE GRAVURE D'UN SUBSTRAT AVEC UN MASQUE PAR PLASMA AVEC : (A) LE CAS D'UNE GRAVURE DANS LES DIRECTIONS VERTICALES ET LATÉRALES; (B) LE CAS D'UNE GRAVURE CHIMIQUE NON EQUILIBREE....	68
FIGURE 40: PRINCIPE DE LA GRAVURE PAR PLASMA DU CHROME AVEC UN MASQUE DE RESINE	69
FIGURE 41: DIMENSIONS DE LIGNES MESUREES APRES LES ETAPES DE GRAVURES DU CHROME PAR MEB	70
FIGURE 42: IMAGE MEB EN COUPE DE LIGNES DE PERIODE 300 nm APRES GRAVURE DE CHROME.....	70
FIGURE 43: (A) ÉVOLUTION DES DIMENSIONS POUR DIFFERENTES VALEURS DE LA PUISSANCE RF (B) IMAGE MEB D'UNE GRAVURE DE CHROME AVEC UNE PUISSANCE RF DE 10W (PERIODE : 400 nm).....	71
FIGURE 44: PRINCIPE DE LA GRAVURE PAR PLASMA DU QUARTZ AVEC UN MASQUE DE CHROME. LA LIGNE JAUNE REPRESENTÉ LA COUCHE DE POLYMERÉ QUI PASSIVE LES PAROIS.	73
FIGURE 45: IMAGE MEB D'UNE GRAVURE DE QUARTZ AVEC UN MASQUE DE CHROME AVEC UNE DILUTION 3%	74
FIGURE 46: (A) ÉVOLUTION DE LA VITESSE DE GRAVURE EN FONCTION DE LA PUISSANCE ICP, A 3% DE CF ₄ ET A PUISSANCE RF CONSTANTE (B) IMAGE MEB DE LA GRAVURE DU QUARTZ AVEC UNE PUISSANCE ICP DE 1000 W	75
FIGURE 47: (A) ÉVOLUTION DE LA VITESSE DE GRAVURE EN FONCTION DE LA PUISSANCE RF A 3% DE CF ₄ ET AVEC UNE PUISSANCE ICP A 1000W(B) IMAGE MEB DE LA GRAVURE DU QUARTZ AVEC UNE PUISSANCE RF DE 20 W	76

FIGURE 48: (A) ÉVOLUTION DE LA VITESSE DE GRAVURE EN FONCTION DE LA DILUTION (B) IMAGE MEB DE LA GRAVURE DU QUARTZ A UNE DILUTION DE 0.5%, UNE PUISSANCE ICP DE 1000 W ET UNE PUISSANCE RF DE 10W	77
FIGURE 49: GRAVURE DE QUARTZ À 1.4 NM/MIN À L'HÉLIUM PUR	77
FIGURE 50: LARGEURS DES LIGNES MESUREES APRES GRAVURE DU QUARTZ EN FONCTION DE CELLES DESIREES.....	78
FIGURE 51: SCHÉMA DU MONTAGE UTILISÉ POUR LA MESURE DES PERFORMANCES DES MASQUES DE PHASES	82
FIGURE 52: INTENSITE DANS LES DIFFERENTS ORDRES DE DIFFRACTION EVALUEE AVEC UNE CAMERA CCD.....	82
FIGURE 53: COMPARAISON DES VALEURS THEORIQUES AVEC CELLES MESUREES SUR DES MASQUES DE PHASES	83
FIGURE 54: SCHÉMA DU MONTAGE UTILISÉ POUR L'EXPOSITION DE RDBS SUR FIBRE OPTIQUE PAR LA MÉTHODE DE MASQUE DE PHASE AU COPL (COURTOISIE COPL).....	84
FIGURE 55: TEMPS DE RETARD, REFLEXION ET TRANSMISSION EXPERIMENTAUX DE RDB SUR FIBRE OPTIQUE DE 5CM DE LONG ET AVEC UN PAS DE 0.048 NM/CM. MESURES EXPERIMENTALES POUR UN RDB EXPOSE AVEC UNE ENERGIE DE 50 MJ/MM (A,B) ET 10 MJ/MM (C,D). RESULTATS OBTENUS PAR LA SIMULATION MATLAB AVEC $\Delta n = 2e^{-4}$ (E, F) ET $\Delta n = 5e^{-5}$ (G, H)	86
FIGURE 56: ÉNERGIE UTILISEE LORS DE L'EXPOSITION DE RDB AVEC DIFFERENTS PAS DE RESEAU.....	87
FIGURE 57: BANDE PASSANTE ET DISPERSION DE RDB SUR FIBRE DE 5 CM DE LONG AVEC DIFFERENTS PAS DE RESEAU	88
FIGURE 58: TEMPS DE RETARD ET REFLEXION D'UN RDB SUR FIBRE DE 5 CM (A, B) 10 CM (C, D) ET 15 CM (E, F) DE LONG ET AVEC UN PAS DE 0.0125 NM/CM.....	89
FIGURE 59: ÉVOLUTION DE LA DISPERSION ET DE LA BANDE PASSANTE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE POUR DES RDB AVEC UN PAS DE 0.0125 NM/CM ET DES LONGUEURS VARIANT DE 5 A 15 CM	90
FIGURE 60: TEMPS DE RETARD DE RDB SUR FIBRE EXPOSE AVEC LE MEME MASQUE QUE CELUI UTILISE POUR LE RDB DE LA FIGURE 57C/D SANS APODISATION (A) ET EN APPLIQUANT UNE APODISATION AVEC (B) A=4 ET (C) B=10 .92	
FIGURE 61: TEMPS DE RETARD (A), REFLEXION ET TRANSMISSION (B) D'UN RDB DE LONGUEUR 10 CM, AVEC UN PAS DE 2.5 NM/CM ET AVEC UN DECALAGE DE PHASE DE 267.5 NM AU CENTRE	94

Chapitre I. Introduction

I.1. Les Réseaux de Bragg sur Fibre optique

I.1.1. Contexte

La lumière, à la fois onde et particule, a toujours exercé une certaine fascination sur les scientifiques. Elle représente la limite ultime en terme de vitesse de propagation ($3 * 10^8$ m/s), inatteignable pour des objets possédant une quelconque masse. De ce fait, la lumière a toujours été le moyen de communication le plus rapide et direct. Les Grecs avaient déjà observé que la direction de propagation de la lumière pouvait être modifiée par des matériaux transparents. Il a cependant fallu attendre les années 1950 pour démontrer que la lumière pouvait être confinée et propagée dans de fines fibres de verre ce qui a conduit à l'invention du fibroscope [1]. L'invention du laser en 1960 a aussi permis de révolutionner durablement le monde de l'optique. Charles K. Kao [2] fut le premier en 1966 à proposer la possibilité de combiner laser et fibre optique afin de propager la lumière, et donc l'information sous forme binaire, sur de longues distances. Le domaine des télécommunications a ainsi été révolutionné grâce au transport ultra-rapide de l'information sur de longues distances.

Les fibres optiques utilisées de nos jours dans les télécommunications sont des fils de silice (SiO_2) composés d'une gaine et d'un cœur qui peuvent être dopés avec différents éléments (germanium, erbium,...). La différence d'indice de réfraction entre ces deux parties permet le confinement de la lumière dans la fibre et donc sa propagation sur de longues distances. Les techniques de fabrication actuelles permettent d'obtenir des fibres extrêmement pures et ainsi des pertes très faibles (environ 0.2 dB/km à 1550 nm) sont atteignables lors de la propagation de la lumière. Afin d'augmenter le débit de donnée, plusieurs longueurs d'onde se propagent simultanément dans la fibre optique et constituent des canaux de communication. Il est cependant nécessaire de séparer les différentes longueurs d'onde en entrée et en sortie de fibre. Ceci a été rendu possible grâce à l'intégration de composants passifs sur la fibre elle-même: les réseaux de Bragg (RDB).

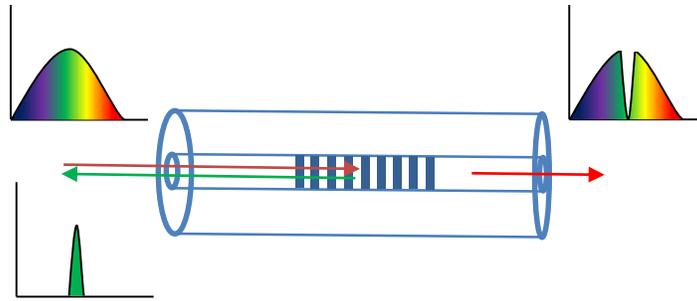


Figure 1: Principe d'utilisation d'un Réseau de Bragg (RDB) sur fibre optique

Un réseau de Bragg dans une fibre optique est une modulation périodique (Λ) de l'indice de réfraction (n) du SiO₂ le long de la fibre optique. Comme présenté sur la figure 1, lors du passage de la lumière, une petite partie de la lumière incidente (λ_B) va être réfléchi dépendamment des caractéristiques du réseau selon la fameuse loi de Bragg : $\lambda_B = 2 * n * \Lambda$.

La première réalisation de RDB permanent sur fibre optique a été reportée par Hill *et al.* en 1978 au Centre de recherches sur les communications Canadien (CRC) à Ottawa [3-4]. Dans le cas d'un RDB uniforme, la section des longueurs d'onde réfléchies constituent la bande passante. La puissance réfléchi ainsi que la taille de la bande passante sont liées directement aux caractéristiques du réseau.

I.1.2.Applications

Les RDB sur FO ont des applications variés dans des domaines allant des télécommunications aux senseurs ultra-sensibles. Celles-ci font l'objet de divers livres et articles [5-8] et nous proposons d'en résumer ici quelques exemples.

I.1.2.a. Télécommunications

Comme présenté en introduction, les RDB sur fibre optique ont désormais un rôle essentiel dans les télécommunications. On peut observer sur la Figure 2, un schéma descriptif de la méthode utilisée pour la propagation de l'information grâce à plusieurs longueurs d'onde (canaux) [6-7]. Les RDB permettent ainsi de sélectionner les longueurs d'onde qui vont permettre de faire voyager l'information. Lors de la propagation sur de longues distances, le signal va être atténué en raison de l'absorption (très faible, ~ 0.2 dB/km) de la fibre optique. Par conséquent, il faut rehausser le signal avec des amplificateurs sur fibre. Ces amplificateurs sont des sections de fibres dopées avec

des ions de terre-rare encadrés par des réseaux de Bragg afin de faire circuler plusieurs fois la lumière dans cette section [8]. Un signal source va exciter les ions qui vont produire des photons en se désexcitant et ainsi augmenter la puissance du signal.

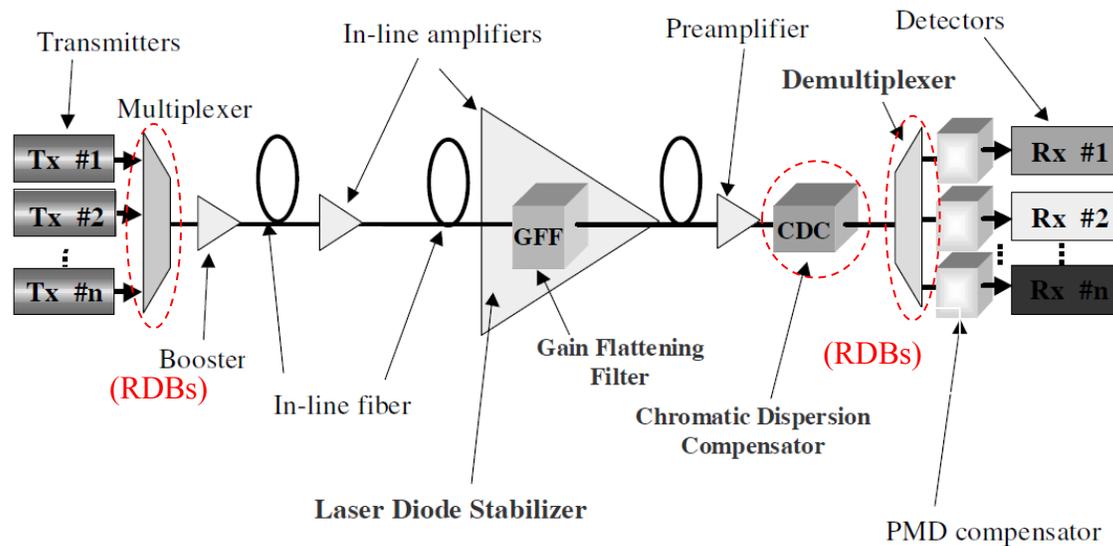


Figure 2: Schéma de la propagation de la lumière dans les fibres optiques pour le transfert de l'information [7Error! Bookmark not defined.]

Lorsque le signal arrive à destination, les différentes longueurs d'onde sont séparées avec une série de RDB adaptés. On retrouve ainsi le signal de départ et donc l'information est transmise. Ceci a permis d'augmenter considérablement le débit de données pouvant transiter dans une fibre optique.

I.1.2.b. Compensation de la dispersion chromatique

Une autre application des RDB indispensable au bon transport de l'information est la compensation de la dispersion chromatique. En effet, une dispersion chromatique est observée lors de la propagation de la lumière sur de longues distances, ce qui limite le débit des données dans la fibre optique. L'information se propage sous forme d'un pulse gaussien qui s'étend sur plusieurs longueurs d'ondes. Ces dernières ne se propagent pas à la même vitesse dans la fibre optique, le signal va se déformer et une superposition des signaux peut ainsi être observée s'ils sont trop proches spatialement. Typiquement, dans une fibre optique monomode utilisée dans les télécommunications, la dispersion chromatique est de $17 \text{ ps}/(\text{nm}/\text{km})$ pour des longueurs d'onde proches de 1550 nm. Cependant, il est possible de compenser cette dispersion avec à un RDB avec une période augmentant linéairement le long du réseau [7-9] comme présenté sur la figure 3 :

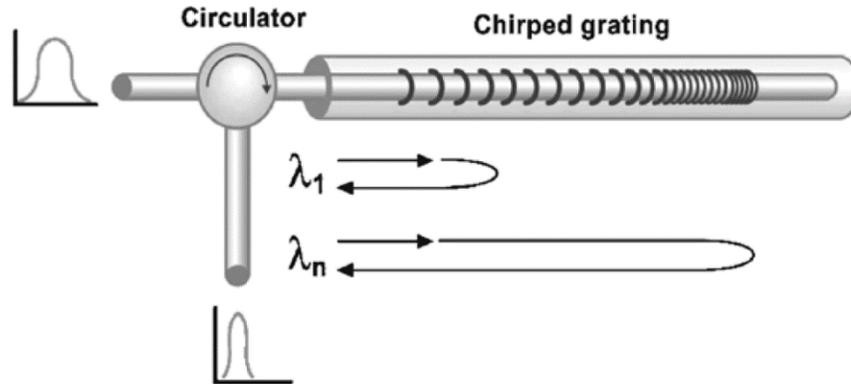


Figure 3: Principe de la compensation de la dispersion chromatique [7]

Dans un tel réseau, chaque longueur d'onde va être réfléchi par la section du réseau possédant la période adaptée selon la loi de Bragg. Ainsi, les longueurs d'onde plus courtes sont réfléchies par le début du réseau et donc en premier. Les longueurs d'onde plus élevées sont réfléchies par la fin du réseau provoquant un temps de retard. La dispersion de ce réseau est inversement proportionnelle à l'augmentation de la période (ou pas du réseau) et il devient ainsi possible de compenser la dispersion que le signal a subie dans la fibre sur de très longues distances. Cependant, un compromis doit être fait entre la dispersion et la quantité de longueurs d'onde pouvant être réfléchies (ou bande passante). Il sera démontré par la suite, que l'augmentation de l'un entraîne la diminution de l'autre.

I.1.2.c. Senseurs

Une autre propriété des RDB permet d'obtenir des senseurs de température, de pression, de vibrations, d'accélération, de champs électrique et magnétique et même aussi de réaction chimiques si celle-ci modifie l'indice de réfraction de la fibre

En effet, la longueur d'onde réfléchi par un RDB est précisément liée à la période et à l'indice de réfraction de la fibre. Comme on peut le voir sur la figure 4, de faibles variations de ces deux paramètres auront une conséquence directe sur les propriétés optiques du RDB. Le senseur peut consister à envoyer un signal lumineux constant à l'aide d'un spectromètre et d'observer la position de la réflexion de Bragg.

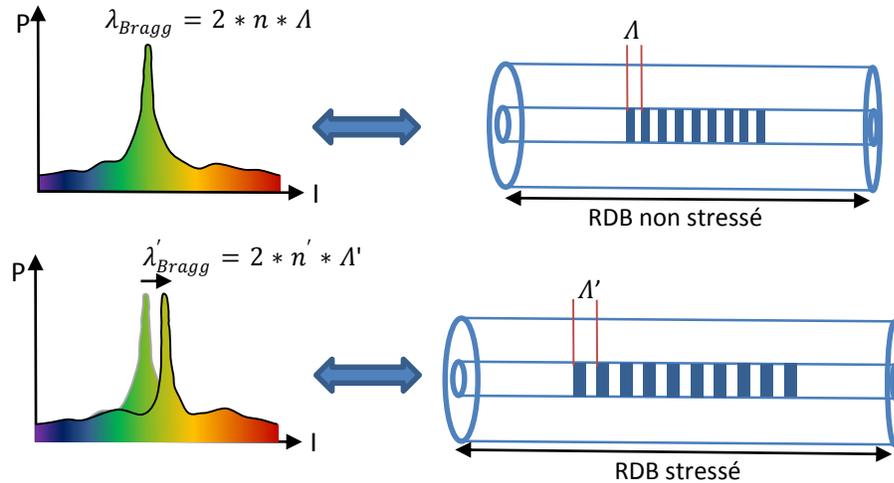


Figure 4: Effet du stress sur la réflexion d'un RDB

Le décalage en longueur d'onde de la réflexion de Bragg est lié directement à la modification du réseau. Afin d'augmenter la sensibilité du capteur, il est possible d'utiliser des réseaux de Bragg à période variable et avec un décalage de phase au centre du réseau. Ce type de réseau exhibe une réflexion avec une perte abrupte de puissance lumineuse à une longueur d'onde précise [10].

I.2. Techniques de fabrication de RDB sur FO

Différents procédés de fabrication ont été développés pour la fabrication de RDB sur fibre optique, l'objectif ultime étant d'obtenir une méthode fiable et économique pour imprimer rapidement et massivement les RDB et ainsi faciliter leur utilisation dans les différents domaines d'intérêts décrits ci-dessus. Historiquement, les réseaux de Bragg ont été développés par holographie à partir de 1978 par Hill *et al.* [3]. On peut voir sur la figure 5 qu'il s'agissait alors de coupler un laser continu ($\lambda = 488 \text{ nm}$) dans la fibre optique monomode dopé à l'oxyde de germanium. Une partie de la lumière est réfléchiée par la fin de la fibre et va créer un patron d'interférence avec la lumière incidente. On obtient ainsi par photo-sensitivité un RDB avec une réflectivité de 90% pour la longueur d'onde du laser.

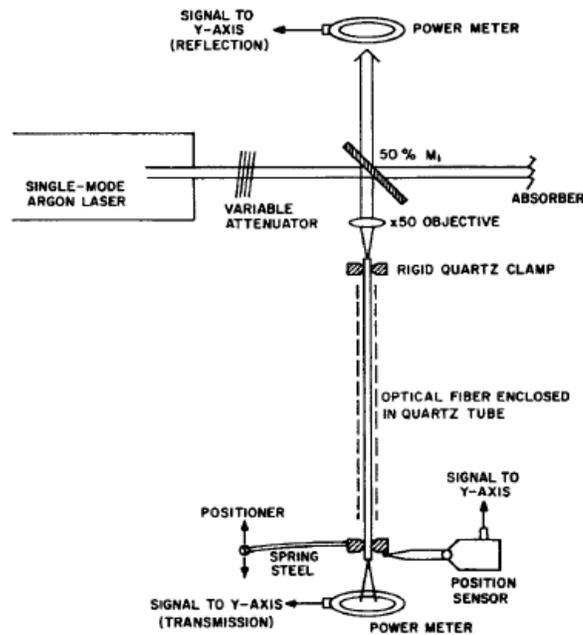


Figure 5: Schéma représentant la première fabrication de RDB sur fibre optique [6]

I.2.1. Méthode holographique

En 1989, Metz *et al* [11] ont mis au point la méthode dite holographique d'exposition des RDB en vue de réfléchir des longueurs d'onde intéressantes pour les télécommunications et autres applications.

Cette technique consiste à exposer le RDB en créant un patron d'interférence avec deux faisceaux laser UV ($\lambda = 248 \text{ nm}$) sur la fibre optique (Figure 6). L'angle d'incidence des deux faisceaux détermine la période du RDB exposé, ce qui rend cette technique relativement flexible. Cette méthode présente toutefois des difficultés techniques significatives. En effet, plus les réseaux sont longs (plus de 5 cm), plus les miroirs doivent être grands. Or, ces miroirs doivent être impérativement uniformes afin de conserver la cohérence du faisceau laser. Ce type de dispositif est également sensible aux vibrations, ce qui rend difficile la reproduction systématique d'un même RDB sur différentes fibres optiques. Cette méthode présente toutefois des difficultés techniques significatives. En effet, plus les réseaux sont longs (plus de 5 cm), plus les miroirs doivent être grands. Or, ces miroirs doivent être impérativement uniformes afin de conserver la cohérence du faisceau laser. Ce type de dispositif est également sensible aux vibrations, ce qui

rend difficile la reproduction systématique d'un même RDB sur différentes fibres optiques. De plus, même s'il est possible de choisir la période du réseau, ce système d'exposition reste le plus souvent limité à des réseaux uniformes. Des variantes de ce système ont été développées afin d'exposer des RDB non-uniformes plus longs et avec des périodes non-uniformes.

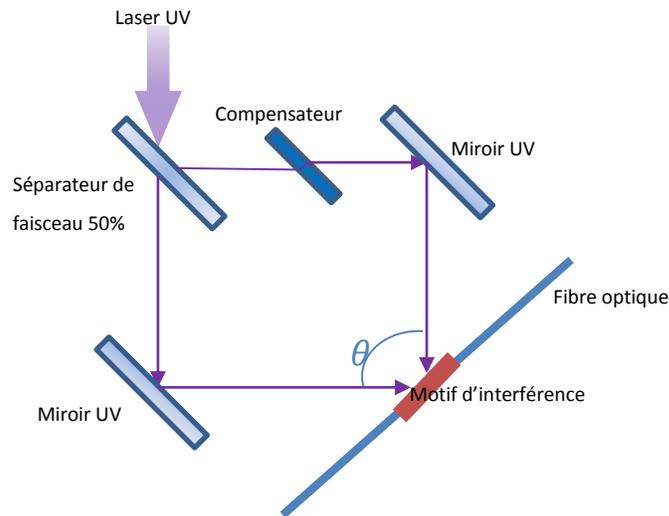


Figure 6: Principe d'exposition de RDB par méthode holographique

Un exemple est le système MPF (*multiple printing in fiber*) développé par R.Stubbe *et al.* [12] où la fibre est déplacée linéairement grâce à un moteur.

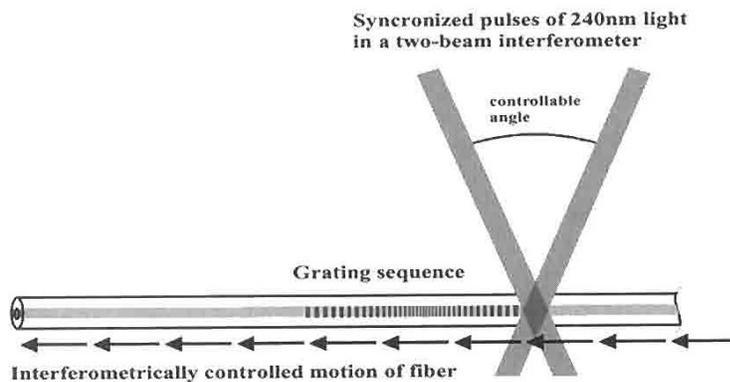


Figure 7: Représentation schématique du système MPF [8]

Comme présenté sur la figure 7, il est alors possible de fabriquer de longs réseaux mais également avec une période non uniforme en faisant varier l'angle entre les faisceaux UV. Cependant, comme

les autres systèmes d'exposition holographiques, ce montage présente le désavantage d'être extrêmement sensible aux variations et il devient difficile de reproduire le même RDB plusieurs fois.

I.2.2.Méthode de masque de phase

Il devint nécessaire de développer une méthode pour la production de RDB sur fibre optique fiable, rapide et reproductible. C'est dans cet objectif que la technique des masques de phase a été développée et que ceux-ci sont maintenant majoritairement utilisés pour la fabrication des RDB sur FO. Les masques utilisés lors de cette maîtrise sont fait de Quartz synthétique (référencés comme Quartz tout au long de ce mémoire). Dans les paragraphes qui suivent, nous allons passer en revue le principe de cette technique et la fabrication de ces masques de phase qui ont constitué l'objet de ce travail de maîtrise

I.2.2.a. Principe et fabrication

Un masque de phase est une plaque de Quartz sur laquelle est gravé un réseau de lignes avec une période Λ_1 et de profondeur h (figure 8). On définit le ratio période sur largeur de lignes (ou *duty cycle*) à partir des paramètres précédents : $d = \frac{L}{\Lambda_1}$. Lors du passage d'un laser UV à travers ce réseau, la lumière va diffracter selon plusieurs ordres (principalement dans les ordres ± 1) qui vont alors interférer entre eux [13]. On obtient ainsi un patron d'interférence permettant d'exposer la fibre optique et de créer le RDB par photosensibilité.

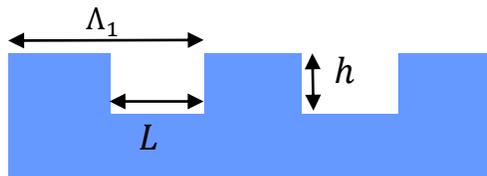


Figure 8: Vision schématique d'un masque de Quartz

Le RDB ainsi exposé sur la fibre optique a une période Λ_2 égale de moitié à la période initialement sur le masque de phase [14]. La théorie décrivant l'efficacité de diffraction sera présentée dans le chapitre II de ce mémoire

L'utilisation d'un masque de phase pour l'exposition de RDB sur fibre optique comporte plusieurs avantages. Il devient possible de reproduire de façon systématique des RDB avec des

caractéristiques optiques identiques. Le masque de phase peut être utilisé de façon intensive tant que le réseau inscrit n'est pas endommagé. De plus, les différentes techniques de fabrication de masques de phases permettent d'obtenir des RDB non-uniformes et de différentes longueurs (typiquement ≤ 15 cm).

La définition des motifs se fait via un procédé de lithographie (optique ou électronique) pour définir l'exposition ciblée d'une résine qui va permettre le transfert des motifs dans une fine couche de chrome qui servira de masque de gravure du substrat de Quartz. La figure 9 ci-dessous résume les principales étapes de fabrication de masque de phase.

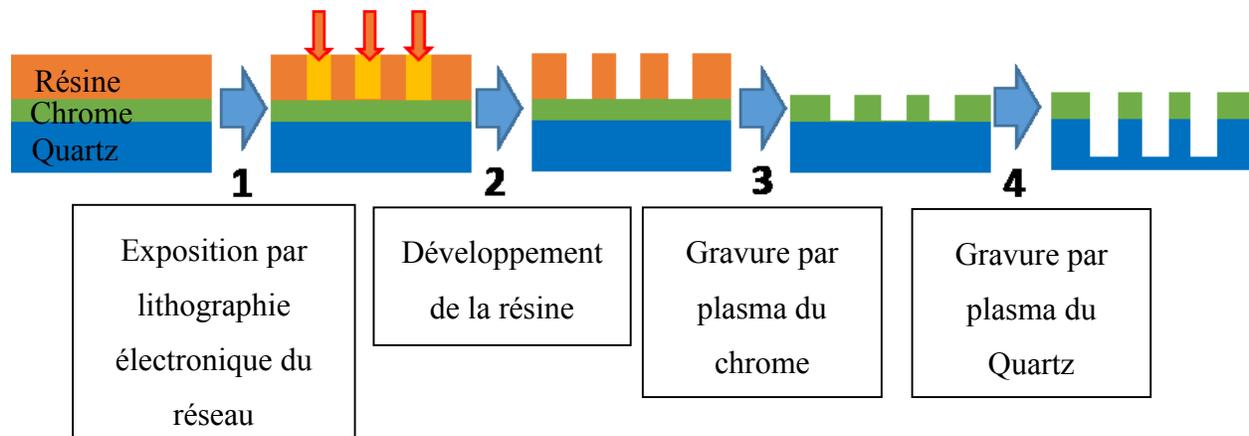


Figure 9: Procédé de fabrication d'un masque de phase

La couche de chrome restante est par la suite graver par une solution de CR-7S10 afin de laisser uniquement les motifs de quartz comme présenté précédemment sur la figure 8.

I.2.2.b. Lithographie holographique versus lithographie électronique

Il existe principalement deux méthodes pour définir les réseaux dans une résine qui servira par la suite de masque pour l'étape de gravure plasma qui suit : la méthode de lithographie par holographique et la lithographie électronique.

La méthode holographique consiste à utiliser un rayonnement UV afin d'exposer une résine sensible aux UV en produisant un patron d'interférence en concentrant deux faisceaux laser sur le masque. Cette méthode à l'avantage de fabriquer rapidement et à coût relativement faible des RDB uniformes. L'exposition de réseaux non-uniforme se limite à une période qui augmente linéairement avec la longueur. La technique initiale étant limitée dans la longueur des RDB (< 10 cm), différentes versions ont été élaborées mais restent limitées aux laboratoires.

La lithographie électronique consiste à concentrer un faisceau d'électrons sur la résine et à écrire ligne par ligne le réseau. Avec cette méthode, il est possible d'exposer des réseaux avec des périodes atypiques sur des longueurs pouvant aller jusqu'à 15 cm. Des réseaux avec une période variant de façon linéaire ou non-linéaire ainsi qu'avec des modifications ponctuelles peuvent aussi être fabriqués. D'autre part, cette méthode lithographique offre la possibilité d'exposer des réseaux avec des périodes extrêmement petites, puisque la résolution de système de lithographie électronique est typiquement de l'ordre de quelques nanomètres.

La lithographie électronique présente toutefois certains inconvénients. Il s'agit d'une méthode séquentielle et donc nécessairement plus longue que la méthode holographique. Par conséquent, le coût de fabrication d'un masque de phase par cette méthode est supérieur. De plus, les réseaux ainsi exposés comportent des erreurs systématiques inhérentes à la lithographie électronique, qu'il est cependant possible de réduire avec différentes stratégies d'écriture.

Le choix d'une méthode est donc dicté par les besoins spécifiques de chaque réseau. Dans le cadre de ce projet de maîtrise, nous avons opté pour la lithographie électronique pour réaliser de longs réseaux (15 cm) avec des pas variable très petits. Dans ce cas, des réseaux avec un pas évoluant par incrément sont les plus faciles et directs à obtenir [15]. Une technique d'exposition permet alors d'obtenir une évolution du pas se rapprochant du cas linéaire et sera alors présenté. La possibilité d'utiliser des réseaux avec un pas évoluant par incrément pour la compensation de la dispersion chromatique a déjà été démontrée par Kashyap *et al.* [16] et Guy *et al.* [17]

Il est par la suite nécessaire de transférer fidèlement motifs ainsi exposé dans le Quartz du masque. Pour cela, la technique de gravure par plasma s'impose d'elle-même. Utilisée communément en micro-fabrication, elle permet une gravure contrôlée de nombreux matériaux, dont le Quartz, et sera donc employé pour graver précisément les réseaux dans le masque.

I.3. Objectifs

L'objectif du projet de recherche mené par l'INRS dans lequel s'inscrit cette étude de maîtrise est de pousser les limites technologiques des procédés actuels utilisés dans la micro-fabrication des masques de phase pour la réalisation de réseaux à pas variable très faibles. Ces réseaux permettent d'obtenir des dispersions de plusieurs milliers de picosecondes par nanomètre. Ce type de

dispositifs compacts est particulièrement intéressant pour les compensateurs de dispersion chromatique dans les systèmes de télécommunications WDM [18]. De plus, les réseaux hautement dispersifs sont des éléments de plus en plus recherchés dans l'optique micro-onde (mW) proche de 60 GHz [19]. Généralement, la dispersion requise pour les applications est de l'ordre de plusieurs milliers de picosecondes par nanomètre. Ces performances sont clairement à la limite de la technologie actuelle. Ainsi, la possibilité de créer des réseaux avec un très faible pas, capable de produire une dispersion conséquente combinée à la plus grande large bande passante possible améliorerait nettement les performances actuelles des RDB pour la compensation de la dispersion chromatique.

À notre connaissance, les meilleures performances en termes de dispersion, à partir d'un masque de phase fait par lithographie électronique, ont été obtenues par Tiberio *et al* [18] avec un RDB possédant un pas de 0.055nm/cm menant à une dispersion de 1311 ps/nm. L'optimisation des procédés de micro-fabrication, pour atteindre des variations de période aussi petite que 0.0125 nm/cm (correspondant à une dispersion >5000 ps/nm) sur des réseaux longs de 15 cm a constitué l'axe majeur de ce projet de maîtrise.

Ce projet a été rendu possible par l'infrastructure unique disponible au Laboratoire de Micro- et Nanofabrication (LMN) qui a permis de réaliser la fabrication complète des masques de phases. En effet, le LMN possède un système de lithographie électronique unique en son genre dans le milieu universitaire canadien. Il s'agit du système Raith (anciennement Vistec, voir photo 10a) *VectorBeam 6 Ultra High Resolution Extended Wide Field* (VB6 UHR EWF), capable d'écrire des motifs nanométriques (résolution ultime < 10nm), sur des surfaces de 150 mm x 150 mm, avec des grands champs d'écriture (1.2 mm x 1.2 mm). Le LMN possède également plusieurs outils de gravure utilisant des plasmas de haute densité générés par une bobine à induction (*Inductively Coupled Plasma* ou ICP, figure 10b) qui permettent d'atteindre des taux de gravure élevés tout en contrôlant l'anisotropie de gravure.

Le transfert de ces réseaux sur fibres optiques s'est fait en collaboration d'une part avec le partenaire industriel de ce projet de recherche, c'est-à-dire la compagnie O/E Land Inc qui se spécialise dans la commercialisation de RDB sur fibre optique pour des applications de télécommunication et de senseurs.

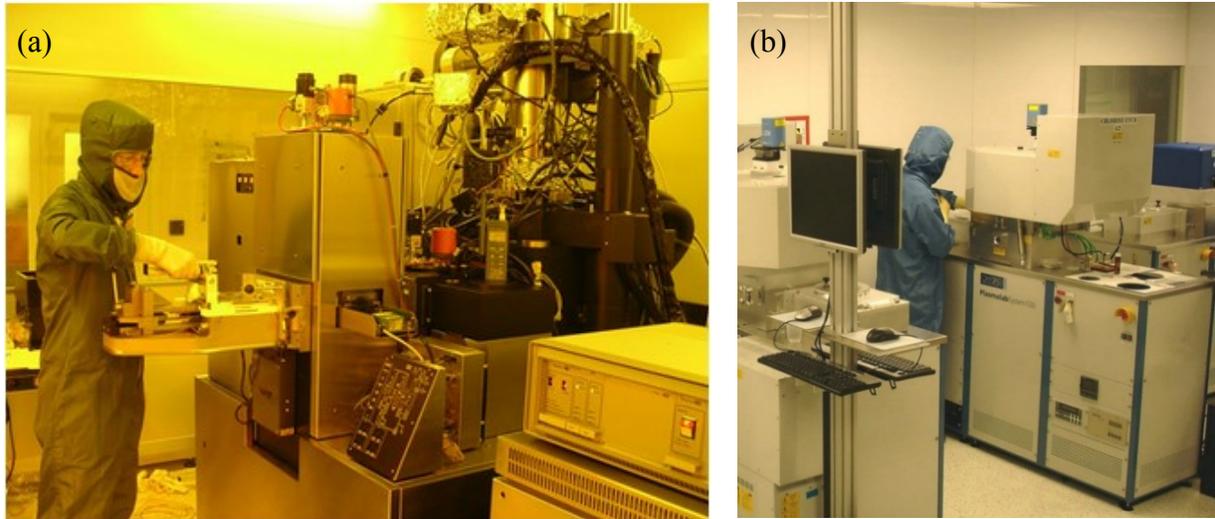


Figure 10: Photo du VB6-UHR-EWF et graveurs ICP utilisés au LMN

Une étude plus sensible sur l'exposition de FO avec des masques de phase à pas variables très petits a pu être conduite grâce à la collaboration du Prof. Sophie LaRoche au Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) de l'université Laval à Québec). Certaines caractérisations optiques de nos RDB ont été entreprises aussi grâce à l'infrastructure unique du groupe de recherche « *Ultrafast Optical Processing* » du Prof. J. Azaña. Ceci nous a permis un contrôle sur l'ensemble du procédé, de la conception jusqu'à la réalisation du RDB sur fibre optique finale grâce aux masques de phase produits au LMN.

Ce mémoire a pour objectif de résumer le travail effectué sur l'optimisation des performances des masques de phase ainsi que l'exposition des RDB exposés sur fibre optique.

Les résultats de simulation des performances des masques de phases et des RDB sur fibres optiques seront présentés dans le chapitre II. Dans un premiers temps, les paramètres cruciaux pour obtenir des masques de phases de haute performance seront dégagés. La simulation des RDB sur fibre optique permettra de déterminer les caractéristiques nécessaires pour remplir les objectifs de cette maîtrise. Ces simulations permettront de guider le processus de fabrication et de déterminer les tolérances.

Le principe et les résultats de la lithographie électronique seront détaillés dans le chapitre III. Le choix de la résine et du développement approprié sera également présenté. Enfin l'optimisation des paramètres régissant l'exposition des masques de phase permettra d'obtenir un contrôle précis

des dimensions des réseaux. Différentes stratégies d'écriture seront également présentées afin de minimiser les impacts des erreurs d'exposition inhérentes à ce type de lithographie.

Le chapitre IV sera consacré à l'optimisation de la gravure du masque de chrome puis du substrat de Quartz. L'impact des différents paramètres comme la puissance RF, la puissance ICP ainsi que la concentration des espèces injectées dans le plasma sur les gravures sera alors présenté. Il sera démontré qu'un contrôle précis des dimensions du RDB et de la profondeur est possible. La verticalité des parois est également un aspect qui sera examiné. Ceci est en effet une condition nécessaire pour l'efficacité de diffractions des masques de phases.

Enfin, dans le chapitre V, les mesures expérimentales des puissances diffractées dans les différents ordres par les masques de phases seront comparées à celles prévues dans le chapitre II. Les caractéristiques optiques des RDB exposés sur fibre avec les masques fabriqués seront présentées. L'évolution de la dispersion et de la bande passante des réseaux en fonction du pas de la période sera démontrée. Une attention particulière sera portée sur l'énergie utilisée lors de l'exposition. L'effet observé sur les caractéristiques optiques des RDB de cette dernière pourra être directement corrélé avec les simulations réalisées dans le chapitre II. La fabrication d'un RDB sur fibre optique avec un pas extrêmement petit sera présentée ainsi qu'un autre RDB possédant un décalage de phase précis. Enfin, une conclusion générale (chapitre VI) sera présentée à la fin de ce mémoire.

Chapitre II. Simulations

Dans ce chapitre, les caractéristiques optiques des masques de phases et des RDB sur FO ont été simulées en utilisant un code informatique MATLAB développé lors de cette maîtrise. L'objectif de cette simulation est de mettre en évidence les paramètres régissant les performances optiques des masques de phase, et en conséquence, des RDB sur fibre optique. Cela permettra de définir les exigences du procédé de fabrication du masque de phase.

II.1. Les masques de phase

Tel que discuté en introduction, un masque de phase consiste en une plaque de Quartz ultra-pur transparente à la lumière UV sur lequel est inscrit un réseau de lignes. L'exposition de la fibre se fait avec un laser UV (le plus souvent, $\lambda = 248 \text{ nm}$, laser KrF) qui va balayer le réseau sur le masque (Figure 11).

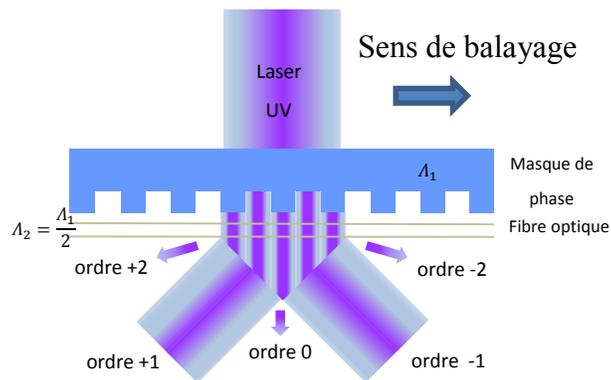


Figure 11: Principe d'utilisation d'un masque de phase lors de l'exposition d'un RDB sur une FO

Dans le cas d'un masque de phase parfait, le faisceau va alors diffracter en plusieurs ordres en transmission. La puissance lumineuse initiale est alors répartie majoritairement dans les ordres ± 1 et dans une plus faible proportion dans les ordres plus élevés. Les ordres ± 1 vont alors créer un

patron d'interférence qui va alors exposer le cœur de la fibre optique de façon périodique et créer un RDB avec une période deux fois plus petite que celle du réseau inscrit sur le masque.

Pour d'obtenir un RDB efficace, il est important de supprimer l'ordre 0 afin d'éviter que celui influe sur le patron d'interférence. Sinon, la conséquence directe est la déformation du motif d'interférence et l'apparition d'un motif de Talbot [20]. Celui-ci consiste en une déformation périodique du motif d'interférence et peut donc directement modifier le design du RDB sur la fibre si les déformations sont trop importantes. C'est pour cette raison qu'une puissance $< 5\%$ dans l'ordre 0 est la limite habituellement trouvée pour les masques de phase commerciaux.

C'est à ce stade qu'il est intéressant de simuler les effets des différents paramètres du réseau sur la répartition de l'intensité lumineuse dans les différents ordres.

Le but recherché ici est d'estimer les valeurs des paramètres des masques nécessaires afin d'obtenir un masque de phase de bonne qualité. Les paramètres en question sont la profondeur « h », la période « Λ » et le ratio de la largeur de lignes sur la période « d »

S'agissant du domaine des télécommunications, la longueur d'onde visée est 1550 nm. La relation de Bragg permet de relier la longueur d'onde à réfléchir et la période du réseau :

$$\lambda = 2 * n_{eff} * \Lambda \quad (\text{II.1})$$

Ainsi pour la longueur d'onde visée de 1550 nm se propageant dans une fibre optique avec un indice effectif n_{eff} égal à 1.46 [21], une période de 535 nm est nécessaire et la période visée sur le masque de phase est donc de 1070 nm. Ainsi, l'ensemble des RDB fabriqués dans la cadre de ce projet auront une période de 1070 nm.

Il ne reste finalement que deux paramètres pour optimiser les performances du masque de phase : la profondeur et le rapport largeurs de ligne sur période.

Dans cet objectif, on utilise l'optique de Fourier afin de simuler l'effet du réseau sur une lumière incidente ($\lambda = 248 \text{ nm}$) traversant le masque. On définit donc la fonction de transmission en amplitude pour un réseau binaire $t(x)$ [22]:

$$t(x) = \begin{cases} \exp(i\Phi), & 0 \leq x \leq d * \Lambda \\ 1, & d * \Lambda \leq x \leq \Lambda \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Avec $\Phi = \frac{2\pi\Delta n d}{\lambda}$ et Δn est la différence des indices de réfractons de l'air et du Quartz ($\Delta n \sim 0.5$ [21]) h et d , étant respectivement la profondeur et le ratio de la largeur de lignes sur la période. L'application de la transformation de Fourier $t_n(x) = (1/d) \int_0^h t(x) * \exp(-i2\pi n x / \Lambda) dx$ nous permet d'obtenir [21]:

$$t_0 = d(\exp(i\phi) - 1) + 1 \quad (\text{II.3})$$

$$t_n = \frac{i}{2\pi n} \{ \exp(i\phi) [\exp(-2\pi n d) - 1] + [1 - \exp(-i2\pi n d)] \} \quad (\text{II.4})$$

Il est alors possible de déterminer l'intensité lumineuse de chaque ordre en calculant le module au carré de t_0 et t_n :

$$I_0 = 2d^2 - 2d + 1 + 2(d - d^2)\cos(\phi) \quad (\text{II.5})$$

$$I_n = \frac{1}{\pi^2 n^2} [1 - \cos(2\pi d n)](1 - \cos(\phi)) \quad (\text{II.6})$$

Il est ainsi possible d'évaluer l'intensité lumineuse dans les différents ordres de diffraction en fonction de la profondeur et du rapport largeur de ligne sur période du réseau inscrit sur le masque (voir annexe 1).

Notre objectif dans le cadre de ce projet a été d'obtenir une puissance dans l'ordre 0 inférieur à 2% tout en maximisant la puissance dans les ordres ± 1 . On peut observer sur la figure suivante, la puissance lumineuse dans l'ordre 0 pour différents ratios de ligne/période et en fonction de la profondeur du réseau. Ainsi, on constate sur la figure 12, que la puissance lumineuse dans l'ordre 0 est minimum pour une profondeur h égale à 248nm. Ce minimum coïncide avec la longueur d'onde du laser utilisée. Ainsi, si une longueur d'onde différente est utilisée, la puissance minimum dans l'ordre 0 correspondra à un autre minimum. On peut également constater sur cette figure, l'effet du ratio « d » largeur de ligne sur période du réseau, puisque le minimum de puissance dans l'ordre 0 correspond aussi à un ratio $d = 0.5$. Ceci correspond à une largeur de lignes du réseau égale à l'espace qui les sépare. Lorsque les conditions h et d s'écarte de ces minima, on constate que la puissance lumineuse dans l'ordre 0 augmente de façon significative.

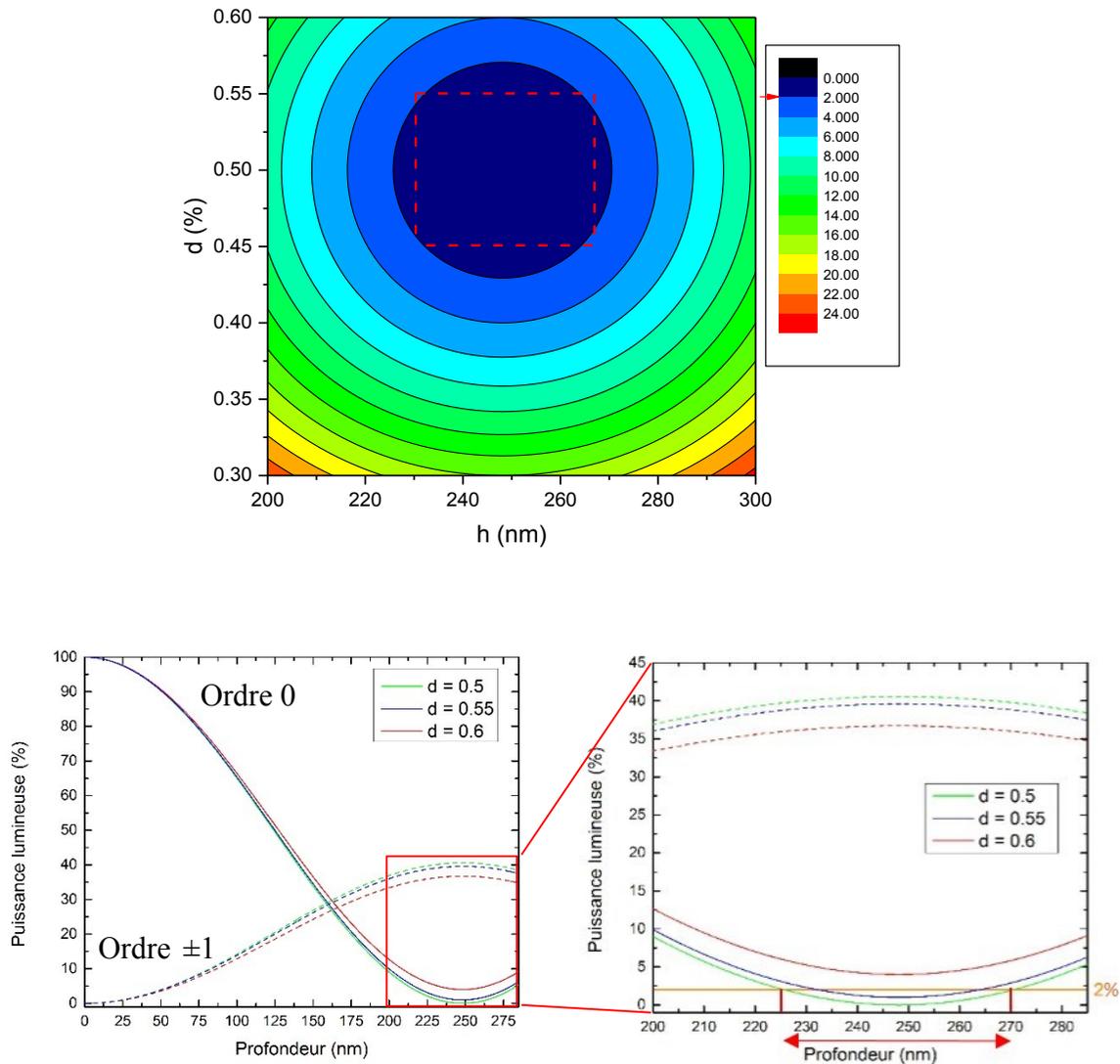


Figure 12: Répartition de la puissance lumineuse dans les ordres 0 en fonction de la profondeur des motifs (h) et du ratio largeur de ligne/période (d)

Pour atteindre notre objectif de moins de 2% de puissance dans l'ordre 0, il est possible de définir une certaine latitude sur ces deux paramètres critiques lors de la fabrication des masques. Ainsi, on s'efforcera d'obtenir à la fin du procédé de fabrication, une profondeur de 248 ± 20 nm et un rapport largeur de ligne sur période de 0.5 ± 0.05 (soit une erreur de ± 50 nm sur les largeurs de lignes), combinés à des profils de gravure droits.

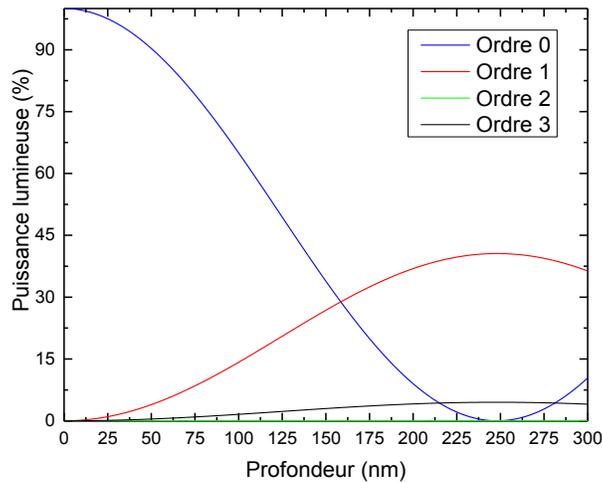


Figure 13: Variation de la puissance lumineuse dans les différents ordres en fonction de la profondeur du réseau sur le masque

Tel qu'illustré sur la figure 13, lorsque les conditions optimales sont rencontrées, près de 80% de l'intensité lumineuse initiale est transférée dans les deux ordres ± 1 . La puissance restante est alors répartie dans les ordres supérieurs. On observe donc qu'il n'est pas possible de supprimer l'ordre 0 et ces ordres supérieurs simultanément.

II.2. Les Réseaux de Bragg sur Fibre optique

Après avoir estimé les performances des masques de phase, la performance des RDB sur fibre optique a été également simulée afin de comprendre l'ensemble des différents paramètres influençant la réponse optique des RDB.

II.2.1. Théorie

Il existe plusieurs méthodes pour décrire la physique des RDB. La théorie la plus couramment utilisée est celle des modes couplés [5-7], car elle est intuitive et décrit fidèlement les expériences.

Un RDB peut être réduit à une perturbation périodique ($\delta n_{eff}(z)$) de l'indice de réfraction ($n_{eff} = n_{core} * \sin(\theta)$) de la fibre décrit comme suit :

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}(z)} \left\{ 1 + v * \cos\left(\frac{2*\pi}{\Lambda} z + \Phi(z)\right) \right\} \quad (II.7)$$

Avec $\overline{\delta n_{eff}(z)}$ la valeur moyenne de l'amplitude de la perturbation sur une période du réseau, v l'amplitude de la perturbation, Λ la période du réseau et $\Phi(z)$ la phase du réseau. On peut alors décrire différents types de RDB

Dans le cas d'un réseau uniforme, on peut considérer un RDB comme un simple réseau de diffraction optique (figure 14).

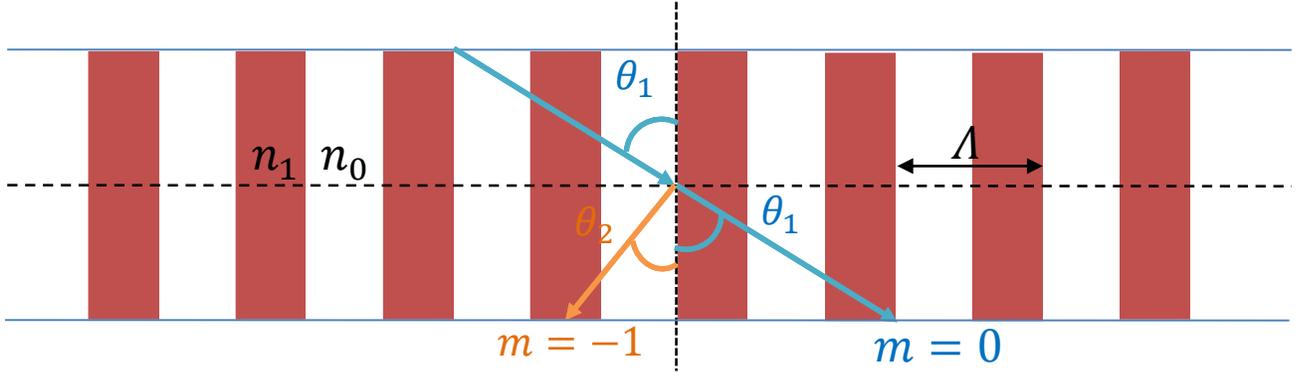


Figure 14: Réflexion de la lumière lors de sa propagation à travers le RDB

On peut donc considérer l'effet du réseau sur une onde lumineuse se propageant avec un angle θ_1 avec l'équation suivante [3] :

$$n \sin(\theta_2) = n \sin(\theta_1) + m * \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (II.8)$$

Avec θ_2 l'angle de diffraction de l'onde diffractée et m le coefficient spécifiant l'ordre de diffraction. Cette équation permet de déterminer dans quelle direction θ_2 , le motif d'interférence apparaît, mais ne prédit pas à quelle longueur d'onde le réseau permet le couplage maximal entre deux modes. Dans le cas d'un réseau de Bragg en réflexion, seul le couplage entre la lumière réfléchie et la lumière incidente ($\theta_2 = -\theta_1$) nous intéresse.

On introduit alors la constante de propagation $\beta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) * n_{eff}$ et on peut réécrire (II.8) comme suit :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (II.9)$$

Dans un RDB utilisé en réflexion, la diffraction de premier ordre domine et m est alors égal -1 .

Dans le cas de modes négatifs, on obtient $n_{eff} = n * \sin(\theta_2) < 0$. Avec (II.9), on obtient la longueur d'onde résonnante pour la réflexion d'un mode d'indice $n_{eff,1}$ avec un mode d'indice $n_{eff,2}$:

$$\lambda = (n_{eff,1} - n_{eff,2}) * \Lambda \quad (II.10)$$

Pour $\theta_2 = -\theta_1$, on retrouve alors la relation de Bragg :

$$\lambda = 2 * n_{eff} * \Lambda \quad (II.12)$$

La méthode des matrices de transfert [23] a été choisie pour simuler la réponse spectrale des RDB. Cette permet une simulation rapide et proche de la réalité de la réponse optique en réflexion d'un RDB. Un autre avantage est sa flexibilité qui permet aussi de simuler des RDB non-uniformes.

Les champs électriques des ondes lumineuses se propageant dans le sens positif et négatif (Figure 15) dans une section de longueur « l » du RDB s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} E_a(z,t) &= A(z)e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_b(z,t) &= B(z)e^{i(\omega t + \beta z)} \end{aligned} \quad (II.13)$$

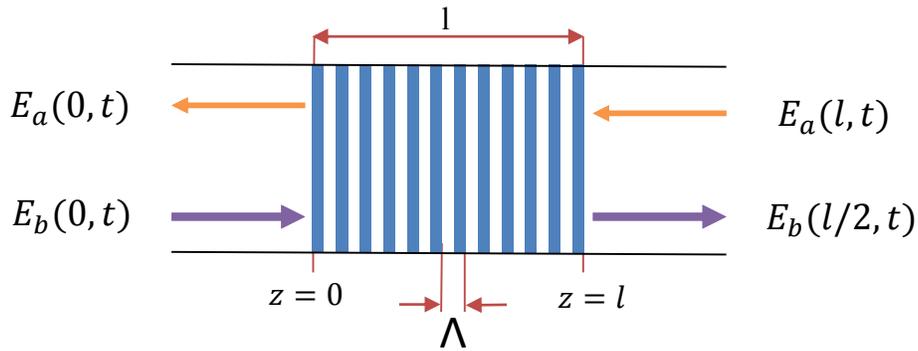


Figure 15: Représentation des ondes réfléchies et transmises

Les amplitudes complexes $A(z)$ et $B(z)$ sont décrites par la théorie des modes couplées [24], comme suit :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA(z)}{dz} &= i\kappa B(z)e^{-2i(\Delta\beta)z} \\ \frac{dB(z)}{dz} &= -i\kappa^* A(z)e^{+2i(\Delta\beta)z} \end{aligned} \right\} \quad 0 \leq z \leq l \quad (II.14)$$

Avec $\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda}$ la constante de couplage et $\Delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$

Ces équations sont la base de la simulation des RDB sur fibre optique. En appliquant les conditions aux limites $B(0) = B_0$ et $A(l) = Al$ dans l'équation (II.14), on obtient la solution de ce système et donc la dépendance en z de ces deux ondes :

$$\begin{aligned} a(z) &= A(z)e^{-i\beta z} \\ b(z) &= B(z)e^{i\beta z} \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

L'onde réfléchie $a(0)$ et la celle transmise $b(l)$ peuvent être exprimés par une matrice de diffusion [23]:

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(l) \\ b(0) \end{bmatrix} \quad (\text{II.16})$$

Avec les expressions de $a(0)$ et $b(l)$ de l'équation II.16, on obtient [24-25]:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{ise^{-i\beta_0 l}}{-\Delta\beta \sinh(Sl) + iS \cosh(Sl)} \quad (\text{II.17})$$

$$S_{12} = \frac{\kappa}{\kappa^*} S_{21} e^{2i\beta_0 l} = \frac{\kappa \sinh(Sl)}{-\Delta\beta \sinh(Sl) + iS \cosh(Sl)} \quad (\text{II.18})$$

Avec $S = \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2}$

En se basant sur la matrice de diffusion (II.16) et sur les équations (II.17) et (II.18), on obtient la matrice de transfert [26]:

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(l) \\ b(l) \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

$$T_{11} = T_{22}^* = \frac{\Delta\beta \sinh(Sl) + iS \cosh(Sl)}{iS} e^{-i\beta_0 l} \quad (\text{II.20})$$

$$T_{12} = T_{21}^* = \frac{\kappa \sinh(Sl)}{iS} e^{-i\beta_0 l} \quad (\text{II.21})$$

Après avoir déterminé la matrice de transfert, le développement d'un code MATLAB nous a permis de simuler efficacement différents RDB. Celui-ci est divisé en N sections consistant en un RDB uniforme. Chaque section peut être de longueurs variées de 1 à plusieurs périodes. Cependant

dans le cas d'une simulation d'un réseau avec un pas évoluant par incrément, une attention particulière doit être portée sur la taille maximale du bloc utilisé. En effet, R. Kashyap [27] a montré que l'utilisation d'une section trop grande induit des oscillations dans la réflexion et le temps de retard et qu'il faut donc limiter la longueur des sections afin de s'assurer que le RDB s'approche du cas d'un réseau avec un pas linéaire. Le cas idéal étant d'avoir une section composée uniquement d'une période. Afin d'éviter des temps de simulation trop longs, une section longue de 10 périodes ($l=5.35 \mu\text{m}$) a prouvé être un compromis satisfaisant et a donc été utilisée dans la suite de ce mémoire.

Les réponses optiques de chaque section de taille « l » vont s'ajouter les unes aux autres pour finalement obtenir la réponse du RDB de longueur « L ». Il est ainsi possible d'attribuer une période différente à chaque section pour simuler des RDB non-uniformes. Mathématiquement, on obtient [26]:

$$[T_L] = [T_1][T_2] \cdots [T_N]$$

Ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(0) \end{bmatrix} = [T_N][T_{N-1}] \cdots [T_1] \begin{bmatrix} a(L) \\ b(L) \end{bmatrix} \quad (\text{II.22})$$

Le programme Matlab (Voir annexe 2) calcule pour les longueurs d'onde d'intérêt, les matrices de transfert de chaque sections et les multiplier afin d'obtenir au final la réponse du RDB.

On obtient alors une matrice de transfert T de la forme :

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

Il est ainsi possible d'obtenir la réflexion « r » et « θ » la phase de la lumière grâce au coefficient r :

$$r = \left| \frac{T_{21}}{T_{11}} \right| \quad (\text{II.24})$$

$$\theta = \arg\left(\frac{T_{21}}{T_{11}}\right). \quad (\text{II.25})$$

Pour un réseau uniforme dont l'indice de réfraction effectif et la période sont uniformes, on obtient :

$$r(L, \lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(SL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(SL) + \kappa^2 \cosh^2(SL)} \quad (\text{II.26})$$

Ainsi pour la longueur d'onde de Bragg, λ_B , $\Delta\beta = 0$ et on obtient alors:

$$r(L, \lambda_B) = \tanh^2(\kappa L) \quad (\text{II.27})$$

L'avantage de ce programme est qu'il est possible d'attribuer une période différente à chaque section. Ainsi une simulation de réseaux non-uniforme devient possible. Il est aussi possible de remonter au temps de retard ou « *group delay* » (τ_ρ) qui correspond au temps que prend chaque longueur d'onde à être réfléchi grâce à la formule suivante :

$$\tau_\rho = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (\text{II.28})$$

Avec θ la phase et c la vitesse de la lumière.

De même l'effet de l'apodisation, une technique consistant à appliquer une différence d'indice de réfraction variable le long du réseau peut être simulée.

II.2.1. Résultats de la modélisation

Nous avons donc étudié plusieurs paramètres influençant les performances optiques des RDB, soit:

- La longueur L du réseau
- La différence d'indice de réfraction Δn entre la partie exposée et non-exposée du RDB sur fibre optique
- Temps de retard et bande passante de réseaux chirpés
- Les fonctions d'apodisation

II.2.1.a. Résultats de la modélisation de RDB uniformes

D'après les équations II.26 et II.27 on constate que lorsque l'on cherche optimiser un RDB uniforme, les deux seuls paramètres critique sont la longueur du réseau et le changement d'indice effectif.

II.2.1.a.1. Influence de la longueur du réseau

Afin de vérifier la cohérence des résultats de notre code Matlab, des simulations de RDB uniforme de différentes longueurs ont été effectuées avec une différence d'indice de réfraction $\Delta n = 2e^{-4}$ et ont été comparées à la littérature [25]. La figure 16 représente la puissance réfléchi par le RDB en fonction de la longueur d'onde de la lumière pour différentes longueurs de réseaux.

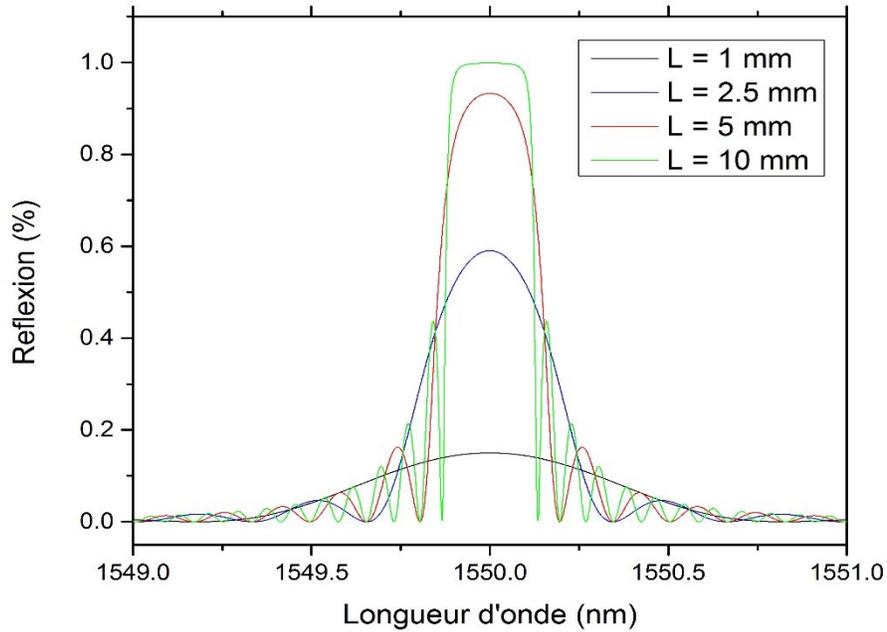


Figure 16: RDB uniformes avec différentes longueurs avec une période de 535 nm et $\Delta n=2e^{-4}$

On constate ainsi une augmentation de la puissance lumineuse réfléchi lorsque l'on augmente la longueur du réseau jusqu'à obtenir une réflexion totale pour une longueur supérieure à 10mm, ce qui est conforme à l'équation II.27. Par définition, le temps de retard d'un réseau uniforme est constant tout le long de la bande passante, ce qui le différencie d'un réseau non-uniforme. Ceci signifie que toutes les longueurs d'onde comprises dans la bande passante sont réfléchies en même temps. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés dans la littérature [25].

II.2.1.a.2. Influence de Δn

Afin de poursuivre la validation de notre code Matlab, l'influence de Δn sur la réponse optique d'un réseau avec une longueur constante doit être également vérifiée. Δn représente la différence des indices de réfractifs entre la partie exposée et la partie non-exposée du RDB sur fibre optique.

Cette valeur est corrélée avec le degré d'exposition aux UV du RDB et est donc un paramètre important dans l'exposition sur la fibre optique. Des réseaux uniformes de 5 cm de long ont été simulés avec différentes valeurs de Δn . Sur la figure 17 on peut observer la puissance réfléchie en fonction de la longueur d'onde par des RDB possédant différents indices de réfraction.

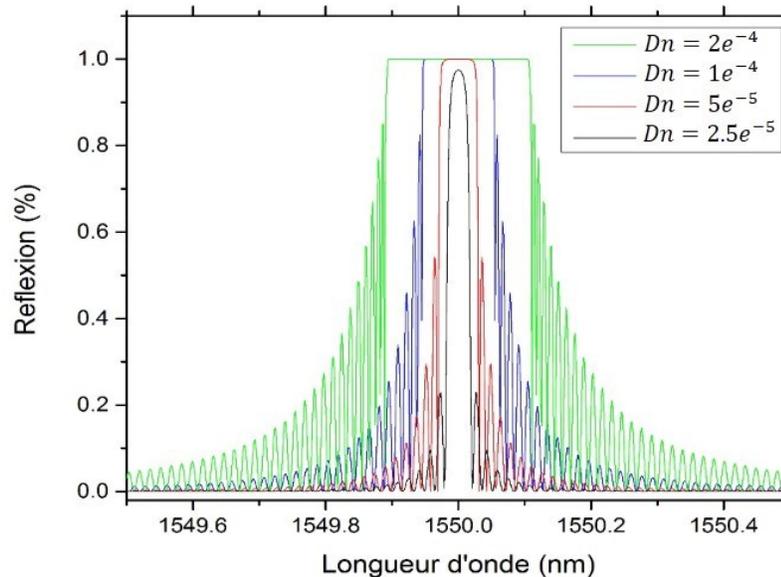


Figure 17: RDBs de longueur 5 cm avec une période de 535 nm et différents Δn

Pour $\Delta n = 2e^{-4}$, on constate que le réseau est saturé avec un réflexion maximale. Lorsque Δn diminue, on constate une diminution de la puissance lumineuse réfléchie jusqu'à perdre la saturation pour $\Delta n \leq 2.5e^{-5}$. Concrètement, la variation de Δn est une conséquence de l'énergie déposée dans la fibre différente. Ce comportement en fonction de l'indice de réfraction a déjà été observé dans les expériences [25] et permet de valider le programme Matlab pour la simulation de réseau non-uniforme. Ainsi pour éviter la saturation, il semble que $\Delta n \sim 5e^{-5}$ soit la valeur idéale et sera donc utiliser pour toutes les simulations des réseaux qui suivent dans ce chapitre.

II.2.1.b. Réseaux de Bragg à pas variables

Afin de simuler des réseaux à pas variable, le programme a été adapté pour reproduire aussi fidèlement que possible les propriétés optiques de tels réseaux. Dans le cas d'un RDB possédant une période augmentant linéairement, il s'agit d'attribuer une période légèrement supérieure à

chaque section (toujours longue de 5.35 μm , voir p.35). Le pas d'un RDB peut alors être défini par l'équation suivante :

$$p = \frac{\Lambda_2 - \Lambda_1}{L} \quad (\text{II.29})$$

Avec Λ_1 et Λ_2 , les périodes aux extrémités du réseau et L , sa longueur.

Ainsi il est possible de simuler un réseau avec des valeurs de pas diversifiées sans pour autant augmenter le temps de simulation. Dans ce mémoire, les pas mentionnés sont ceux implémentés sur le réseau sur le masque de phase. On obtient ainsi un pas deux fois plus petit sur la fibre optique.

La simulation de RDB avec un pas linéaire permet de mettre en évidence les effets d'une augmentation linéaire de la période le long du réseau sur la réflexion et le temps de retard. Dans les cas présentés sur la figure 18, nous avons repris les conditions de la référence [18] qui constituent à notre connaissance les meilleures performances en termes de dispersion avec un RDB possédant un pas de 0.055 nm/cm.

On observe sur les figures 18a l'évolution du temps de retard en fonction de la longueur d'onde et sur les figures 18b la puissance réfléchiée par le RDB en fonction de la longueur d'onde.

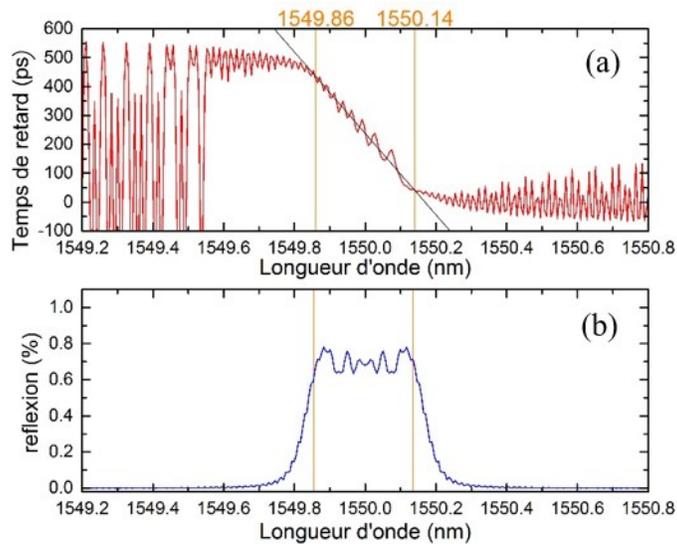


Figure 18 : Simulation d'un RDB de longueur 5 cm avec une différence d'indice de réfraction $\Delta n=5e^{-5}$ et un pas de 0.05 nm/cm

La variation linéaire du temps de retard en fonction de la longueur d'onde permet d'estimer la dispersion du réseau. On obtient ainsi une dispersion de 1404 ps/nm qui rejoint celle mesurée expérimentalement par *Tiberio et al.* [18] de 1311 ps/nm, et validant ainsi notre code numérique.

On peut également estimer la bande passante de façon plus simple avec la relation de Bragg (II.12) en calculant les longueurs d'ondes réfléchies par les périodes aux extrémités du RDB, Λ_1 et Λ_2 :

$$\lambda_1 = 2 * n_{eff} * \Lambda_1 \quad (II.30)$$

$$\lambda_2 = 2 * n_{eff} * \Lambda_2 \quad (II.31)$$

On a alors en soustrayant simplement II.30 et II.29:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = 2 * n_{eff} * (\Lambda_2 - \Lambda_1)$$

$$\Delta\lambda = 2 * n_{eff} * \Delta\Lambda \quad (II.32)$$

Ainsi dans le cas d'un réseau de 5 cm de long sur masque de phase avec un pas de 0.05 nm/cm et avec $n_{eff} \sim 1.46$, on obtient $\Delta\lambda = 0.365 \text{ nm}$, ce qui rejoint la valeur obtenue par la simulation.

II.2.1.b.1. Apodisation

Comme nous pouvons le voir sur la figure 17, les RDB uniformes présentent des lobes de réflexion dits « satellites » sur les côtés du pic principal. Ces lobes satellites deviennent également plus intenses au fur et à mesure que la puissance lumineuse réfléchie augmente, voire sature. Ce phénomène observé expérimentalement [28] est critique pour des applications de télécommunication dû au risque de superposition des différents canaux de communication. Également, pour les applications comme la dispersion chromatique et les réseaux à pas variable, on observe également des oscillations du temps de retard malgré son comportement linéaire. Il est crucial de réduire ces oscillations au risque de dégrader le signal. Pour cela une technique d'écriture des RDB permet de réduire les lobes satellites et les oscillations du temps de retard: il s'agit de l'apodisation [29].

Une apodisation consiste en une exposition non-uniforme de la fibre optique lors de la fabrication du RDB. L'indice de réfraction est alors modulé le long du réseau tout en conservant l'indice de réfraction effectif inchangé par rapport à une exposition uniforme. Ceci aura pour effet de réduire les interférences liées aux multiples réflexions aux extrémités du RDB à l'origine des variations observées dans le temps de retard [28]. La qualité de l'apodisation dépend du profil d'exposition aux extrémités. Plusieurs fonctions sont usuellement utilisées, mais la fonction tangente hyperbolique est l'une des plus efficaces [29] :

$$f(z) = \tanh\left(\frac{2az}{L}\right) \quad 0 \leq z \leq \frac{L}{2}$$

$$f(z) = \tanh\left(\frac{2a(L-z)}{L}\right) \quad \frac{L}{2} \leq z \leq L$$

Avec « z » la position sur le réseau et « L » sa longueur.

Une optimisation du profil est possible avec le paramètre ‘a’ afin de réduire au maximum les variations observées dans l’évolution dans le temps de retard.

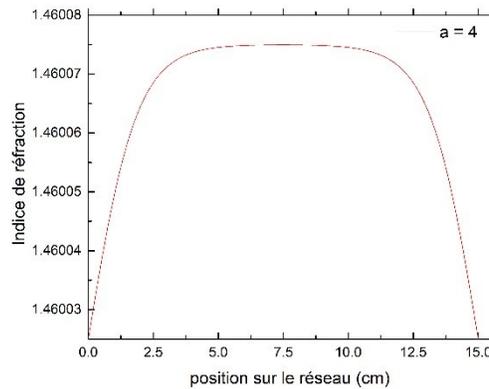


Figure 19 : Exemple d'une variation possible de indice de réfraction le long du réseau dans le cas d'une apodisation avec la fonction tanh et a = 4 d'un RDB de longueur 15 cm

On peut observer sur la figure 19, l'évolution de l'indice de réfraction moyen le long du réseau lors d'une apodisation avec une valeur optimale de $a = 4$ [29]. Il a été possible d'intégrer cette apodisation dans la simulation afin de vérifier l'efficacité de cette technique. Nous avons choisi de simuler ici un réseau avec un pas variable de 0.0125 nm/cm, qui correspond à la plus petite variation de période obtenu lors de ce travail de maîtrise, pour atteindre la dispersion recherchée de 5000 ps/nm.

On observe sur la figure 20, le temps de retard et la signal réfléchi d'un tel réseau sans puis avec l'apodisation appliquée. On constate que l'apodisation permet en effet de supprimer efficacement les oscillations dans le temps de retard et de lisser le signal réfléchi. La mise en place expérimentale de l'apodisation lors de l'exposition de RDB sera donc effectuer afin d'obtenir des temps de retard strictement linéaire.

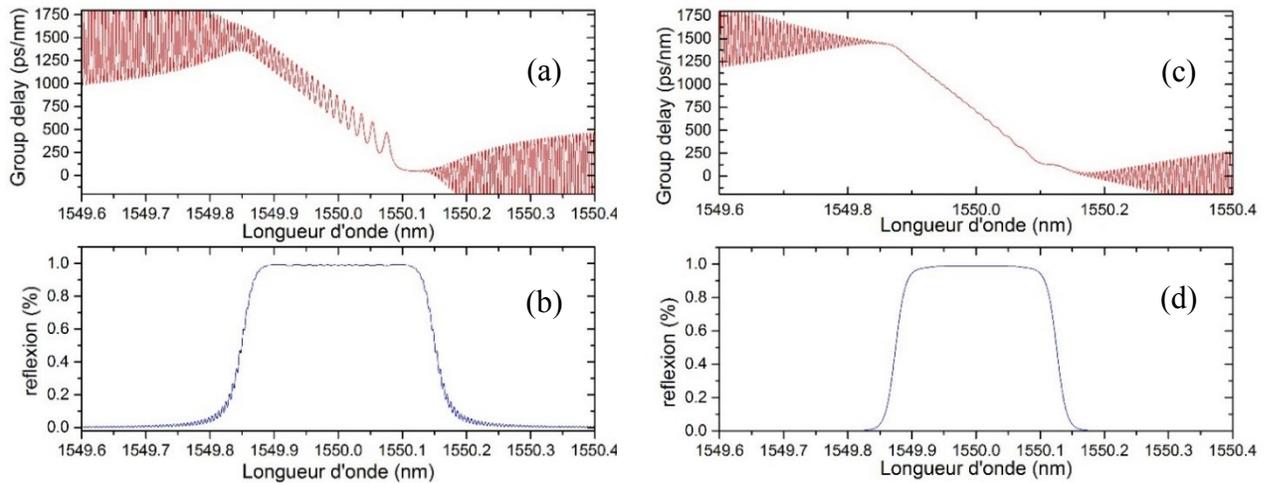


Figure 20: RDB avec un pas de 0.0125 nm/cm de longueur 15 cm avec $\Delta n = 5 e^{-5}$ non apodisé (a) et (b) et apodisé avec la fonction tangente hyperbolique et $a = 4$ (c) et (d)

II.3. Conclusion

Ce chapitre a permis de dégager les paramètres cruciaux à respecter lors de la fabrication de masque de phase. Afin que la théorie utilisée lors de la simulation soit valable, il est primordial que les profils des réseaux soient verticaux. Nous avons pu vérifier qu'un ratio « largeur de ligne sur période » de 0.5 et une profondeur de gravure de 248 nm seront nécessaires afin de minimiser la puissance lumineuse transmise dans l'ordre 0 et maximiser les ordres ± 1 . Lors de la fabrication des masques de phase, une tolérance sur les dimensions de ± 50 nm sur le rapport largeur de ligne sur période « d » par rapport à la valeur optimale sera permise, de même qu'un écart de ± 20 nm lors la gravure du masque de phase sera toléré.

A travers ces simulations, on a pu observer les effets de chaque paramètre sur les caractéristiques optiques des RDB uniformes et non-uniformes. La simulation de RDB sur fibre optique a mis en évidence l'influence de la longueur du réseau ainsi que de la différence d'indice de réfraction sur les propriétés optiques de RDB uniforme et non-uniforme.

Grâce au code Matlab développé, il est aussi possible de simuler des RDB non-uniformes et d'introduire n'importe quelle fonction analytique d'apodisation. La fonction tangente hyperbolique permet de supprimer efficacement les oscillations dans le temps de retard et sera donc principalement utilisée lors de l'exposition de RDB sur fibre optique. Les résultats expérimentaux de nos réseaux seront confrontés aux résultats théoriques au chapitre V.

Chapitre III. Optimisation de l'étape de lithographie électronique

Tel que mentionné en introduction de ce mémoire, il a été choisi, pour ce projet de recherche, d'utiliser la lithographie électronique afin de définir les réseaux sur les masques de phase en raison de la flexibilité qu'offre cette technique dans le design des RDB. Le principe d'utilisation ainsi que l'état de l'art dans l'exposition de réseaux sera présenté dans ce chapitre. L'optimisation du procédé de fabrication afin d'obtenir un contrôle précis des dimensions des lignes exposées sera également exposé. Les différentes stratégies d'exposition pour réduire les erreurs de raccord de champs seront également référencées et testées avec notre système d'exposition.

III.1. Historique

L'idée d'utiliser des électrons au lieu de la lumière afin d'exposer une résine est apparue en 1959. En effet la polymérisation d'une couche d'hydrocarbure de siloxane sur les échantillons dans les microscopes électroniques de l'époque était une conséquence directe et indésirable du faisceau d'électrons. Ainsi, Buck *et al.* [30] du *Massachusetts Institute of Technology* furent les premiers à utiliser cet effet à des fins de lithographie. Les premières machines à lithographie électronique (EBL pour *electronic beam lithography*) étaient des microscopes électroniques reconvertis.

Dans le but d'obtenir de meilleures résolutions, les systèmes EBL ont connus des améliorations constantes au fil des ans et ainsi, de nombreuses versions commerciales sont maintenant disponibles [31].

III.2. Principe

La lithographie électronique consiste en une exposition localisée d'une résine sensible aux électrons. Tout équipement EBL consiste en une colonne électronique sous vide qui va permettre de focaliser les électrons sur le substrat. La résolution de l'exposition dépend en partie de la taille du faisceau d'électrons. Plusieurs types de machines électroniques sont disponibles, chacune

établissant un compromis entre la haute résolution offerte par la lithographie électronique et une vitesse d'exposition aussi élevée que possible.

Dans le cadre de ce projet, un VB6 UHR EWF (*Vector Beam 6 Ultra High Resolution Extra Wide Field system*) de la compagnie Raith (anciennement Vistec) a été utilisé afin d'exposer les RDB sur un masque de phase. L'outil est de type *vector scan* à faisceau gaussien, ce qui signifie que le faisceau d'électrons balaye uniquement les zones à exposer. Avec un tel système, il est possible d'appliquer aux électrons une tension d'accélération comprise entre 20 et 100 keV [32]. Une tension de 100 keV est usuellement utilisée au LMN permettant de définir avec une grande résolution les motifs voulus. En effet, à cette énergie, les électrons incidents n'exposent que très peu la résine en passant à travers. En fait ces électrons incidents interagissent avec les atomes de la résine et du substrat pour créer des électrons secondaires, diffusés et rétro-diffusés qui contribuent globalement à « déposer » une énergie suffisante pour modifier localement la résine. Sur la figure 21, on peut observer une simulation de Monte Carlo de l'exposition d'une résine (épaisseur 500nm) sur un substrat de silicium avec des électrons incidents à une énergie de 30 keV et 100 keV [33].

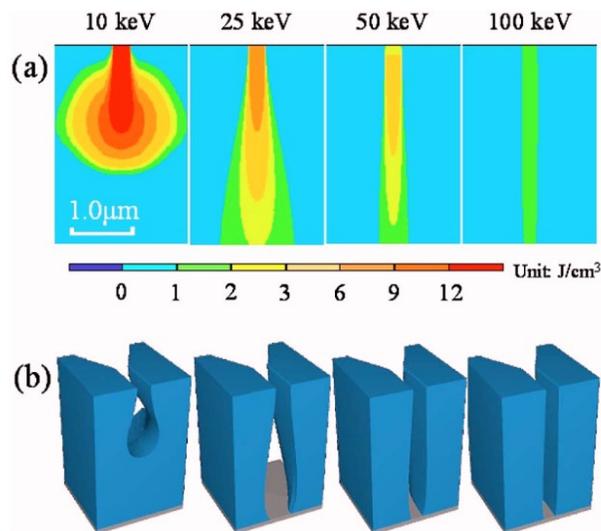


Figure 21: Simulation de Monte Carlo de la distribution énergétique déposée par des électrons de différentes énergies dans de la CAR (pour Chemical Amplified Resist) générique à une dose de $5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (a) et l'effet attendu sur les profils de résines [33].

On remarque que l'énergie déposée par des électrons incidents accélérés à 100kV est distribuée très localement et précisément comparativement aux électrons de 10kV. La figure 21b montre

qu'une exposition plus localisée est possible avec une énergie de 100 kV et qu'ainsi, une meilleure résolution est atteinte.

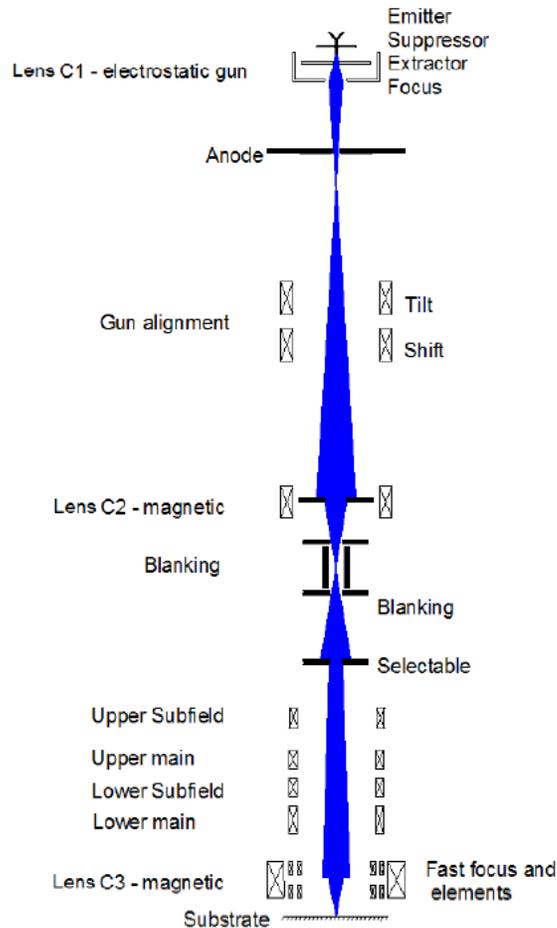


Figure 22: Représentation schématique de la colonne d'accélération du système d'exposition électronique VB6 UHR-EWF

Le détail de la colonne électronique du VB6 UHR EWF est présenté sur la figure 22. Les électrons sont générés par une source à émission de champs assistée thermiquement. La source consiste en un filament de tungstène recouvert d'une couche d'oxyde de zirconium. Trois lentilles permettent de s'assurer que le faisceau est bien aligné sur l'axe optique de la colonne. La première lentille C1 est de type électrostatique et permet de concentrer les électrons en un faisceau bien défini. Les électrons sont alors accélérés par la cathode à la tension choisie par l'utilisateur (dans notre cas 100 keV). La deuxième lentille C2 est un condenseur magnétique. La combinaison de C1 et C2 forme une lentille de grossissement. Le point focal de C2 coïncide avec un autre élément de la colonne : le déflecteur électrostatique ou « *blanker* ». Celui-ci permet de défléchir le faisceau afin

d'arrêter « virtuellement » le faisceau (puisque'il est en fait seulement défléchi hors de l'axe de la colonne) lors des mouvements du support. Enfin, une dernière lentille C3 focalise le faisceau sur le substrat à exposer. Un ensemble de bobines magnétique situé entre les lentilles C2 et C3 permettent de régler et de corriger en tout temps l'astigmatisme du faisceau d'électrons lorsqu'il est défléchi. Le diaphragme (ou *selectable* sur la figure 22) est un dispositif permettant de limiter le diamètre du faisceau en éliminant les électrons qui sont trop en marge de l'axe optique de la colonne.

III.3. Les champs d'expositions

Les déflecteurs ne permettent pas de dévier indéfiniment le faisceau pour exposer la totalité du motif sur plusieurs centimètres. Ainsi, le motif en question est découpé en plusieurs champs qui seront exposés les uns après les autres. Le passage d'un champ à un autre se fait par translation du support. La précision du déplacement est cruciale afin de respecter la continuité du motif. Pour ce faire, le support est contrôlé par interférométrie laser afin d'obtenir des mouvements de stage avec une précision de ± 0.6 nm. À noter que cette résolution s'applique sur le positionnement des champs d'écriture et n'affecte en rien la résolution de motifs définis par lithographie électronique. La limite de champ maximale utilisable avec le VB6 est établie à 1300 μm . Afin de limiter les déformations liées au grand champ d'écriture, il est possible de diminuer la taille du champ, mais ceci implique plus de mouvement du support, ce qui rallonge la durée d'écriture. Par conséquent le choix de la taille du champ est un compromis entre la qualité de l'exposition et la durée d'écriture.

La déflexion du faisceau à l'intérieur d'un champ est effectué à relativement basse fréquence pour minimiser les distorsions. Pour atteindre une grande vitesse d'écriture, la déflexion du faisceau d'électrons doit se faire à plus haute fréquence. Comme présenté sur la figure 23, chaque champ est alors divisé en sous-champs (de quelques microns jusqu'à quelques dizaines de microns), dans lequel le faisceau est dévié par des déflecteurs beaucoup plus rapides et plus précis que ceux utilisés pour la définition des champs principaux. Dans la suite de ce chapitre, nous verrons que la taille du champ d'écriture est définie par l'utilisateur en fonction de nombreux paramètres.

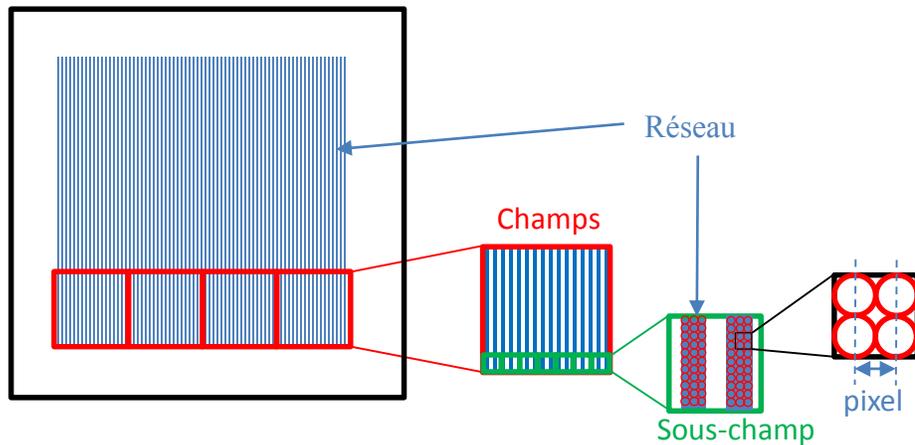


Figure 23: Procédé d'exposition de RDB par méthode électronique

III.4. La résolution et le courant

En lithographie électronique, le faisceau modifie la résine localement pendant un certain temps afin de délivrer suffisamment d'électrons pour exposer la résine et la rendre soluble (résine positive) ou insoluble (résine négative) dans un développeur défini. Le faisceau est alors déplacé pour exposer la suite du motif. Le déplacement en question représente le pixel utilisé pour l'écriture. On peut observer sur les images obtenues par microscopie électronique à balayage (MEB) (figure 24), l'effet de la distance entre deux expositions (i.e. pixel) sur le motif.

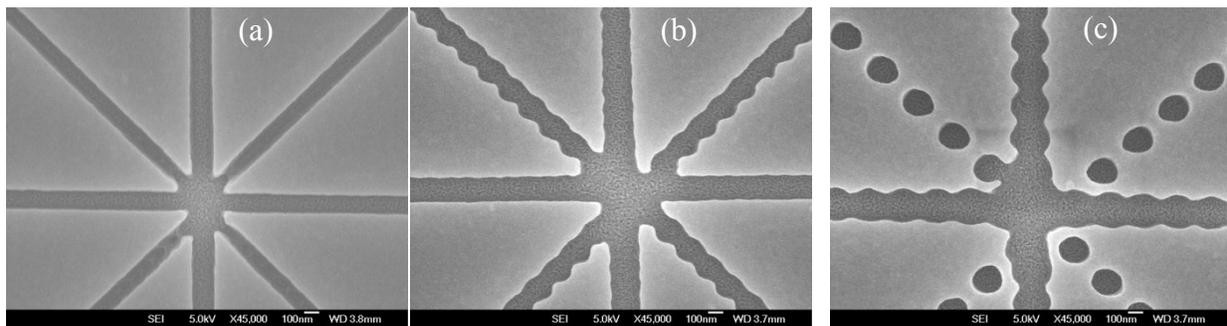


Figure 24 : Exposition ponctuelle avec un courant de 60 nA et avec une distance entre chaque exposition : (a) 40 nm (b) 125 nm et (c) 219 nm

On observe en effet que si cette distance est trop grande, la rugosité augmente jusqu'à perdre la continuité du motif lorsque cette distance dépasse la taille du faisceau d'électrons. Ceci démontre

qu'il faut prendre un compte la largeur du faisceau d'électrons lors de l'exposition. Celle-ci dépend de l'intensité du courant et du diaphragme utilisée. En effet, les électrons se repoussant mutuellement en raison des interactions coulombiennes, le faisceau s'élargit lorsque l'intensité du courant augmente. Comme mentionnée plus tôt, le diaphragme permet de limiter l'extension du faisceau. Sur la figure 25, on peut observer les courbes établies par Raith, l'équipementier du VB6, représentent l'évolution théorique de la taille du faisceau en fonction de l'intensité du courant.

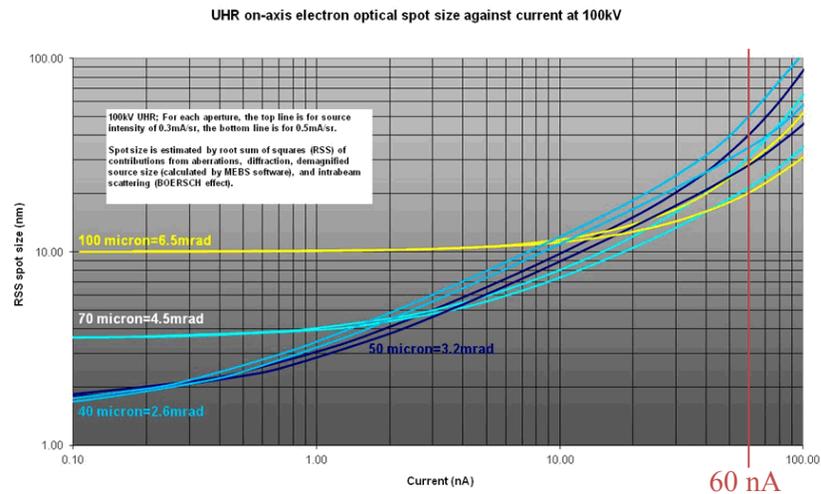


Figure 25: Largeur du faisceau en fonction du courant et diaphragmes utilisé [ref : manuel du VB6]

Afin d'optimiser la vitesse d'écriture, de large courant sont utilisés (typiquement 60 nA). On remarque sur la figure 25, alors que le choix d'une aperture de 70 μm ou 100 μm ne change pas de façon significative la taille du faisceau. Nous venons de voir qu'afin de diminuer la rugosité des motifs, il est important d'exposer avec un pixel au moins inférieur au rayon du faisceau. Comme présenté sur la figure 26, diminuer la taille du faisceau doit s'accompagner d'une diminution du pixel pour rencontrer cette condition. Ceci offre par le fait même, une rugosité de bord des motifs plus faible.

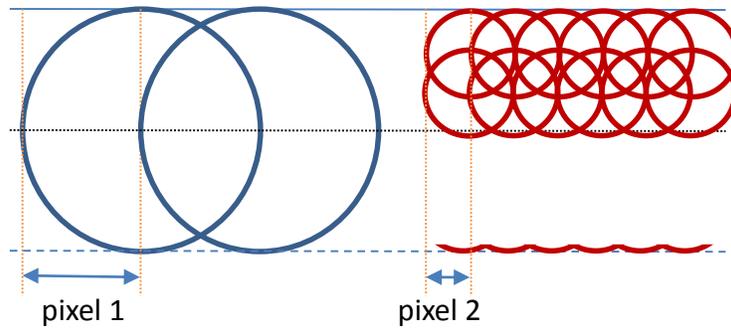


Figure 26 : Effet de la taille du faisceau sur la rugosité de lignes

L'effet combiné du pixel et du courant sur la rugosité de ligne d'un réseau exposé par lithographie électronique a pu être observé par microscopie électronique à balayage (figure 27)

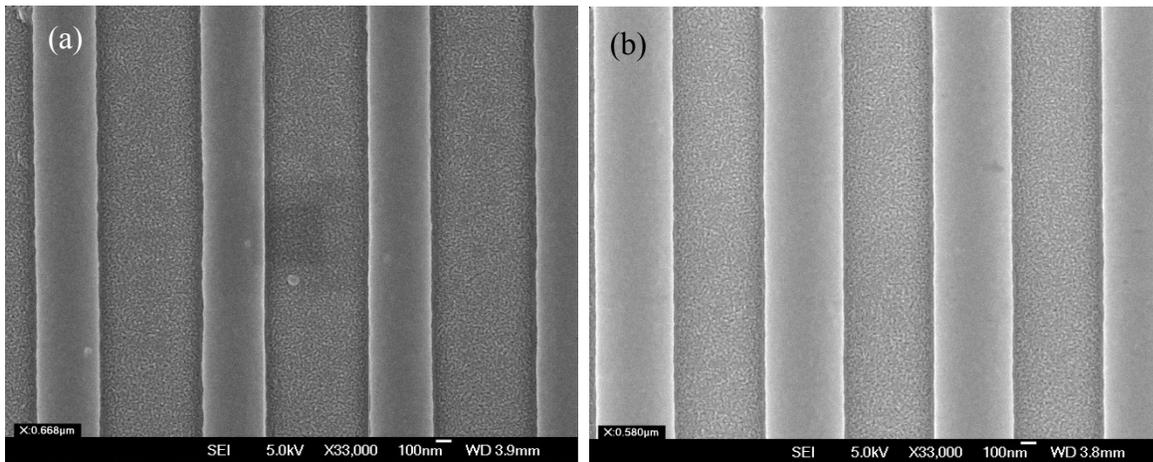


Figure 27: Réseaux exposés avec (a) un courant de 60 nA et un 'pixel de 40 nm et (b) un courant de 4 nA et un pixel de 10 nm

On observe sur ces images que les lignes sont légèrement plus rugueuses dans le cas d'un courant de 60 nA et un pixel de 40 nm (figure 27a) comparativement à une exposition obtenue avec un courant de 4nA et un pixel de 10 nm (figure 27b). On pourra constater toutefois dans la suite de ce mémoire que cette faible différence de rugosité n'a que très peu d'influence sur la qualité du RDB final sur fibre optique. Ainsi la décision du pixel à utiliser pour l'exposition des réseaux ne sera pas influencée par la rugosité de bord des motifs. On peut également remarquer sur ces images que les lignes exposées n'ont également pas les mêmes dimensions et cet aspect peut être directement relié à la taille du faisceau d'électrons qui est plus large pour les plus forts courants.

III.5. Les erreurs de raccords de champs

Dans ce paragraphe, nous résumons les différentes stratégies possibles pour minimiser les erreurs de raccords de champs lors de l'exposition par lithographie électronique de motifs nanométriques s'étalant sur plusieurs champs d'écriture.

Dans le cas d'une exposition idéale (figure 28), le champ principal d'écriture ne présenterait aucune distorsion et le porte-substrat se déplacerait de façon à aligner parfaitement le champ à exposer aux bordures du champ précédent. La résolution de ± 0.6 nm que nous offre le système d'exposition électronique permet de négliger les erreurs de positionnement dû au mouvement du porte-substrat.

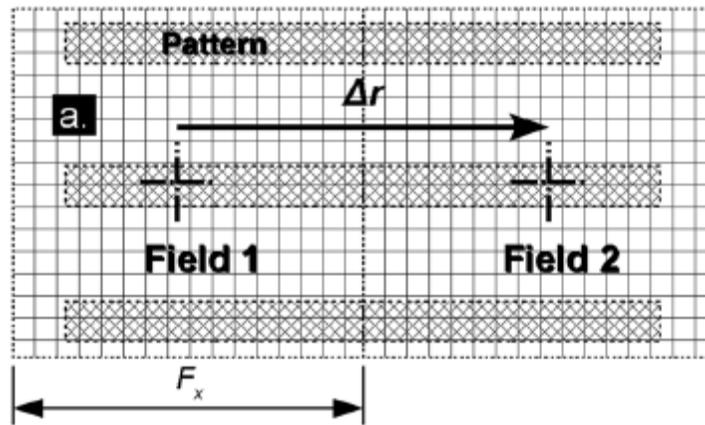


Figure 28: Exposition idéale sans erreurs de raccord de champ [35]

Cependant, on constate dans la pratique des erreurs de raccords de champs qui vont avoir des conséquences directes sur la qualité du réseau final sur fibre [34]. La figure 29 ci-dessous illustre ce type d'erreur.

Ces erreurs peuvent dégrader sévèrement les performances des dispositifs optiques. Des études [35-36] ont été menées pour en identifier leurs origines et proposer des méthodes possibles pour les supprimer.

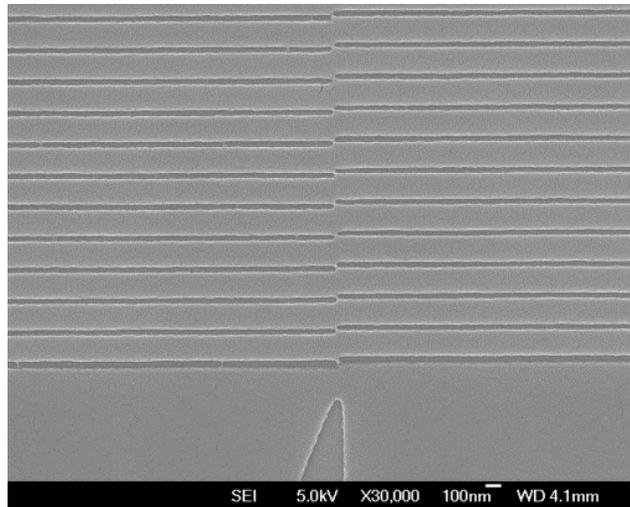


Figure 29: Exposition d'un réseau de lignes (30 nm de largeur) horizontales qui présente des erreurs de raccords à la frontière de 2 champs.

Au cours de ce travail de maîtrise, nous nous sommes inspirés de celles-ci pour l'exposition de nos RDB.

III.5.1. Origines des différents types d'erreurs

Les erreurs de champs ont plusieurs origines mais peuvent être classées en deux catégories: les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires.

Lors de l'exposition des zones situées aux extrémités du bloc, le champ d'écriture va être déformé dû aux fortes déflexions (figure 30). Une calibration est habituellement effectuée avant toute exposition afin de minimiser ces déformations mais ne permet pas de les supprimer entièrement pour les champs les plus grands (>1mm). Ces déformations se produisant pour chaque champ, il s'agit d'erreurs systématiques.

Une autre source d'erreurs systématiques possibles provient de l'inclinaison du substrat. Une des premières conséquences est une rotation du champ d'exposition. En effet, les électrons ne se propagent pas en lignes droites mais en spirale le long de l'axe optique de la colonne [37]. Ceci peut se résumer en une légère rotation du bloc qui va donc induire des lors des raccords des champs. Une autre conséquence de l'inclinaison du substrat est la déformation du bloc en forme de clef de voute ou *keystone error*.

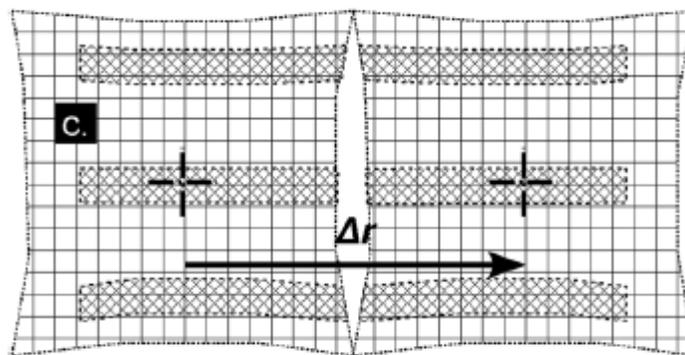


Figure 30 : Déformations du bloc d'exposition due aux déflexions trop importante du faisceau [35]

Comme présenté dans [37] et [38], si le substrat est (même légèrement) incliné, le champ va être déformé ainsi que les motifs à l'intérieur. Cependant le système d'exposition électronique adapte la distance focale du faisceau en mesurant systématiquement la hauteur au centre du champ exposé. Ainsi les erreurs dues à une inclinaison du substrat sont minimisées et peuvent être négligée dans notre cas.

Les sources d'erreurs aléatoires proviennent du déplacement thermique du substrat dû à sa thermalisation dans la chambre à vide du système de lithographie électronique. En effet celui-ci va se contracter ou se dilater et il en résulte un mouvement de translation. Des mesures effectuées sur le système du LMN a permis de montrer que ces effets devenait négligeables ~60 minutes après avoir placé le substrat dans la colonne.

Finalement, seules les erreurs de raccords de champs dues aux distorsions du champ d'écriture restent difficiles à corriger. Leurs impacts sur les caractéristiques optiques des RDB sur fibre sont présentés dans le paragraphe suivant.

III.5.2. Réduction des erreurs de raccord de champs

III.5.2.a. Diminution de la taille du bloc

Une des stratégies possibles est la réduction de la taille du champ. En effet, nous venons de voir que ces erreurs ou distorsions sont proportionnelles à la taille du champ d'écriture. Le principal inconvénient de cette technique est l'augmentation du temps d'écriture lié au plus grand nombres de champs d'écriture.

Des réseaux uniformes de 5 cm de longueur et 1 mm de hauteur ont alors été exposés avec plusieurs tailles de champs afin de quantifier cette stratégie pour notre système de lithographie électronique. On peut observer sur la figure 31, la réflexion optique de deux RDB en fonction de la longueur d'onde, exposé sur le masque avec un champ de 262 μm et 1200 μm .

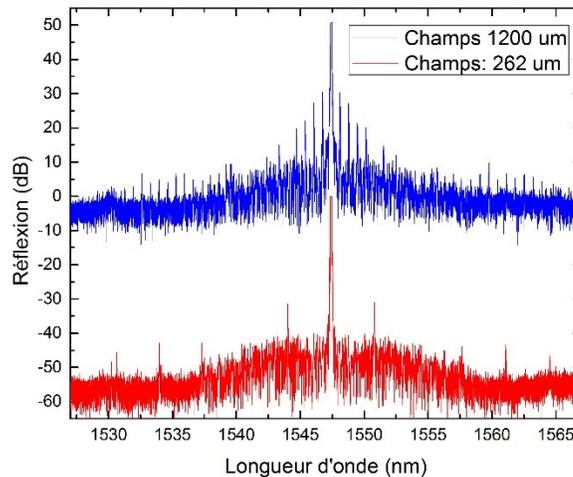


Figure 31: RDB de 5 cm de long exposés sur fibre optique avec un champ de 1200 μm et de 262 μm

Comme reportée dans la littérature [39], une réduction des erreurs de raccords de champs, se traduit par une nette amélioration de la réflexion. Les pics satellites autour de la réflexion de Bragg se trouvent en fait écartés du pic de réflexion central pour le plus petit champ de 260 μm . On constate dans le même temps une diminution de l'intensité des premiers pics satellites de 20 dB à 10 dB. Cependant, ceci s'accompagne comme attendu d'une augmentation de la durée d'écriture qui passe de 7 min avec des champs de 1200 μm à 45 min avec des champs de 260 μm .

Dans le cas d'une exposition de longs réseaux de 15 cm, cette stratégie s'avère relativement longue et donc coûteuse d'un point de vue commercial.

III.5.2.b. La stratégie de la superposition des champs d'écriture

La superposition de champs est une technique éprouvée [39-40] qui consiste à moyenniser les erreurs de raccord de champs sur plusieurs expositions superposées afin de diminuer leur impact sur le RDB final. Dans le cas, par exemple, de trois superpositions (figure 32), il s'agit d'exposer chaque champ à un tiers de la dose optimale et de se déplacer d'un tiers de la taille du champ. Au final les

motifs obtiendront la dose optimale mais les erreurs de raccord de champs seront moyennées sur plusieurs champs.

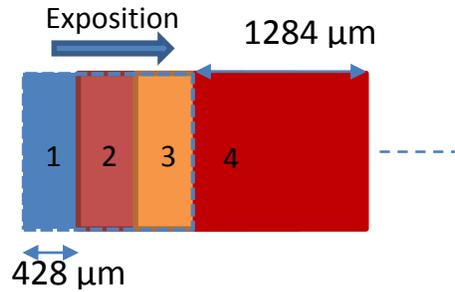


Figure 32: Principe d'exposition avec la stratégie de superposition

Afin d'obtenir un RDB de bonne qualité, plusieurs réseaux de 5 cm de long et 1 mm de hauteur ont été exposés avec un nombre de superpositions différent. Les paramètres suivants ont été utilisés lors de l'exposition :

Nombre de superposition	Taille du champ (μm)	Déplacement (μm)	Nombre de déplacements	Temps d'exposition (min)
0	1284*1000	1284	42	41
2	1284*1000	642	80	43
3	1284*1000	428	118	45
4	1284*1000	321	158	47

Tableau 3: Temps d'exposition pour des réseaux de 5 cm par 1 mm de large avec les stratégies de superposition : Échantillon 1, pas de superposition sont écrit avec 2, 3 ou 4 superpositions, respectivement.

Le nombre de déplacements augmentent avec le nombre de superposition, augmentant légèrement par le même fait le temps d'exposition. On peut observer sur la figure 33 la réflexion optique de ces RDB en fonction de la longueur d'onde.

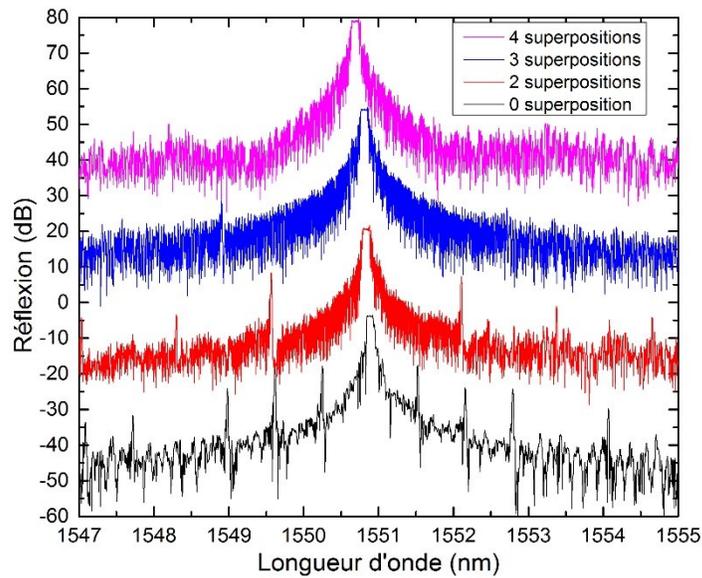


Figure 33: Réflexions de RDB sur fibre de 5 cm en fonction des différents nombres de superpositions

On constate une diminution importante des pics satellites avec l'augmentation du nombre de superpositions. Trois superpositions permettent ainsi de supprimer efficacement les pics satellites. Cette stratégie a été privilégiée pour l'écriture de nos RDB puisqu'elle se prête bien à l'exposition de réseaux à pas variable. En effet, l'augmentation linéaire de la période est extrêmement faible (quelques picomètres). Ceci est trop petit pour être incorporé dans le design initial du réseau et par le système de positionnement du VB6. Ainsi, le pas a été intégré durant l'exposition en changeant légèrement et successivement l'échelle du motif à exposer en utilisant l'électronique analogique utilisée pour la déflection du faisceau d'électrons définissant le champ d'écriture. Il est alors possible de procéder à de fins ajustements dans la taille du champ avec un incrément minimal de 0.5 ppm, jusqu'à un maximum de 3%. La combinaison de la technique de superposition de champ de 1284 μm avec cette incrémentation permet de moyenner l'augmentation de la période le long du réseau.

Le résultat sera alors un réseau à pas variable « par section » (ou step chirped grating) plutôt qu'un réseau à pas variable purement linéaire. L'exposition d'un réseau à pas linéaire continu nécessiterait d'utiliser un champ d'écriture égale à une période, soit 1.07 μm , et conduirait d'une part à un temps d'exposition excessivement long (25h pour 5 cm de longueur) et d'autre part nous

limiterait à une variation de période minimale de 5 nm/cm. R. Kashyap, a démontré dans [27] qu'un réseau à pas variable par section se comporte comme un réseau à pas variable continu tant que le nombre de sections, pour une longueur de réseau donné, supérieure à une constante/unité de pas. En tout temps durant ce travail, cette condition a été respectée avec notre méthode de superposition.

III.6. Contrôle de la largeur des lignes des réseaux

L'exposition électronique détermine les dimensions critiques du réseau et une attention particulière doit donc être portée sur cette étape de lithographie pour s'assurer du contrôle de la largeur de lignes du réseau et donc du ratio largeur sur période « d ». Pour rappel, nous avons vu dans le premier chapitre que nous avons une tolérance de ± 54 nm sur la largeur des lignes pour maintenir une puissance lumineuse inférieure à 2% dans l'ordre 0. Dans ce qui suit, nous allons résumer le travail entrepris pour viser cette exigence lors de l'exposition d'un réseau par lithographie électronique.

L'incertitude sur la période du réseau peut être considéré nulle puisque la précision de la lithographie électronique est définie par la grille (~1 nm) utilisée lors de l'écriture des motifs et par la précision de la translation du support (< 1 nm). Une attention plus particulière doit donc être portée sur la dimension latérale des lignes définie dans la résine.

III.6.1. Choix de la résine

La résine représente le support sur lequel le RDB est inscrit sur le masque de phase avec des électrons. Le contrôle précis des lignes (et par conséquent du ratio d) du réseau se joue à ce niveau de la fabrication. Les résines sensibles aux électrons sont principalement des composés polymères organiques. L'exposition de ces résines à des électrons a pour effet de modifier localement leurs propriétés chimiques et physiques. Dans le cas de résines dites « positives », les électrons brisent les liaisons chimiques entre les molécules et rendent cette partie de la résine plus facile à dissoudre dans le développeur (solution aqueuse ou organique). Les résines dites « négatives » vont au contraire générer des liaisons entre les molécules ce qui va rendre cette partie plus résistante au développeur, alors que la partie non-exposée sera dissoute.

Chaque résine ayant des propriétés chimiques différentes, il est nécessaire d'adapter le processus et le type de développement pour chacune d'entre elles. Le choix du type de résine a utilisé dépend de la résolution des motifs à exposer et du procédé de fabrication qui suit l'exposition. Dans le contexte de ce projet, l'emploi d'une résine positive était requis pour l'ouverture des lignes du réseau à graver dans le Quartz (voir figure 9, chapitre I).

Le *polyméthacrylate de méthyle* (PMMA) a été l'un des premiers matériaux utilisés comme résine pour la lithographie électronique [41]. Il s'agit d'une résine positive qui peut être exposée avec une dose d'exposition moyenne de $\sim 600 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ à 100 keV pour briser les longues chaînes du polymère. Bien que la PMMA permet une très bonne résolution ($< 5 \text{ nm}$), elle possède une faible résistance aux procédés plasma qui peuvent habituellement suivre en nanofabrication. Ceci limite donc son utilisation pour notre application.

Il existe commercialement, plusieurs autres types de résines, telles que les résines chimiquement amplifiées (ou CAR, pour *Chemically Amplified Resist*). Ces résines sont principalement développées pour la lithographie optique, mais sont également sensibles aux électrons. Elles permettent d'obtenir de très bonnes résolutions avec de faibles doses d'exposition. Dans ce cas, l'énergie d'exposition permet de générer un acide. Un recuit post-exposition va catalyser une réaction en chaîne qui va alors rendre la partie exposée soluble. Ce type de résine est particulièrement résistante à la gravure par plasma et ont une petite taille moléculaire ($\sim 1 \text{ nm}$). Cependant, elles sont instables dans le temps, sensible à l'humidité et l'acide peut diffuser sur plusieurs nanomètres dans les parties non-exposées rendant le contrôle des dimensions des motifs à exposer parfois difficile.

Notre choix pour ce projet s'est orienté sur une autre résine commerciale basé sur le mécanisme de rupture de chaînes polymérique. Il s'agit de la résine positive ZEP 7000 du Zeon Chemical (Japon). La ZEP7000 est un copolymère constitué de α -chlorométhacrylate et de α -méthylstyrène et fait partie d'une « famille » de résines ZEP du fabricant qui exhibent une très grande résolution ainsi qu'une sensibilité élevée dépendamment de la méthode de développement [41]. Elles ont également l'avantage d'être beaucoup plus résistantes aux plasmas que la PMMA ce qui les rend plus appropriées à notre application. Il sera démontré que selon le procédé de développement de résine choisie, le contrôle des dimensions diffère et peut donc être optimisé pour mieux correspondre aux exigences recherchées.

III.6.2. La dose d'exposition

La dose d'exposition correspond au nombre d'électrons nécessaire pour exposer la résine. Elle s'exprime en $\mu C \cdot cm^{-2}$. La dose limite la vitesse d'exposition du motif puisque plus la dose est élevée, plus la durée d'écriture est longue. La relation entre la dose D , le courant du faisceau d'électrons I , la fréquence de balayage F et la taille du pixel BS s'exprime analytiquement de la façon suivante

$$D = \frac{I}{F \cdot BS^2} \quad (III.1)$$

Il est important de ne pas dépasser la fréquence d'exposition maximum du système qui est pour le VB6 UHR EWF : $F_{max} = 50 \text{ MHz}$. La dose est imposée par le type de résine et de développeur utilisés. Une optimisation est possible pour optimiser la durée d'écriture en variant les valeurs de pixels et l'intensité du faisceau d'électrons.

III.6.3. Le contraste

Il est nécessaire de pouvoir évaluer la résolution et la sensibilité aux électrons d'une résine afin de pouvoir comparer les différents procédés de développement. Pour y parvenir, le même motif est exposé sur un échantillon avec différentes doses. On mesure alors l'épaisseur de résine restante post-développement que l'on normalise ensuite par rapport à l'épaisseur de résine initiale D_i .

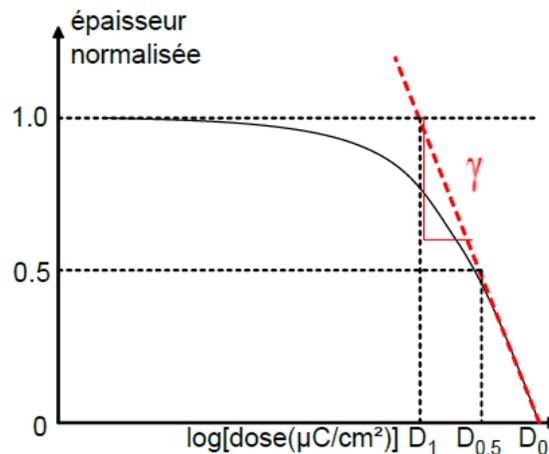


Figure 34: Courbe de contraste dans le cas d'une résine positive [d'après 41]

On peut alors établir les courbes comme sur la figure 34 qui représentent l'épaisseur normalisée en fonction de la dose utilisée.

L'intersection de la tangente à l'origine avec la droite horizontale $y=1$ permet de déterminer la dose de saturation D_1 et permet ainsi d'obtenir le contraste γ selon la formule suivante [42]:

$$\gamma = \left| \log\left(\frac{D_1}{D_0}\right) \right|^{-1} \quad (\text{III.2})$$

Une grande valeur de γ est souvent recherchée car cela traduit la capacité d'obtenir des profils extrêmement droits dans la résine et un bon contrôle des dimensions. D'autre part, une valeur faible de D_1 est intéressante car elle détermine la dose strictement minimale pour l'exposition du motif, soit sa sensibilité. Des résines sont continuellement développées afin d'atteindre une faible dose de saturation et réduire ainsi la durée d'exposition tout en maximisant γ .

III.7. Optimisation de la lithographie électronique

Dans le cadre de ce projet, des substrats vierges de Quartz de 2.5 mm d'épaisseur normalement prévus pour lithographie optique et donc recouverts de 105 nm d'une couche anti réfléchive de chrome puis de 300nm à 400 nm de ZEP7000 ont été directement commandés chez un fournisseur (HOYA corporation, USA).

III.7.1. Choix du développeur pour la ZEP7000

Le choix du procédé de développement a une grande influence sur la qualité de l'exposition. Le développeur va dissoudre toute la résine mais préférentiellement la partie exposée par les électrons dépendamment du développeur utilisé. Il faut noter que si on laisse le masque dans le solvant plus longtemps que nécessaire, la résine va être gravée plus que nécessaire et les dimensions des lignes vont augmenter. Il est ensuite nécessaire de rincer l'échantillon de façon à s'assurer qu'il ne reste pas de résidu dans les motifs.

Le développeur commercial recommandé par le fabricant de la ZEP7000 est le ZED500. Il s'agit d'un mélange organique de 3-pentatone et de diéthyle malonate. Ce développeur a été mis au point pour l'industrie des photomasques afin d'obtenir un développement rapide et une forte sensibilité de la résine. Cependant, il a été observé qu'un contrôle précis des motifs était rendu

difficile due à cette grande sensibilité de la résine. Or, comme présenté dans le chapitre II, le contrôle des dimensions est essentiel pour notre application. Un autre développeur, le ZEDN50, composé de n-amyl acetate a alors été testé.

Le tableau 4 récapitule les deux procédés de développement possibles. On remarque que le temps de développement du ZEDN50 est trois fois plus long que celui du ZED500. Ceci signifie que la vitesse de dissolution est plus lente et qu'un contrôle plus précis des dimensions est possible. Le rinçage du masque consiste en une plongée rapide dans du MIBK (*méthylisobutylcétone*) et d'un rinçage à l'eau déionisée afin d'éliminer toute résine qui aurait pu se redéposer sur les réseaux.

Développement :	Développeur	Rinçage
#1	1 min ZED500	1 min MIBK + 2 min H ₂ O
#2	3 min ZEDN50	30s MIBK + H ₂ O

Tableau 4: Procédé de développement possible de la ZEP7000

Comme on peut le constater sur la figure 35, le développement avec le ZED500 est possible avec des doses beaucoup plus faibles. La dose de saturation est en effet de $90 \mu C. cm^{-2}$ ce qui permet d'obtenir une exposition plus rapide que dans le cas de la ZEDN50 (*Dose Saturation* = $160 \mu C. cm^{-2}$). Cependant la ZEDN50 nous permet d'obtenir un contraste $\gamma(ZEDN50) = 9.5$ alors que qu'on obtient $\gamma(ZED500) = 3.5$ pour l'autre développeur. Ceci confirme le choix d'utiliser la ZEDN50 comme développeur pour la ZEP7000.

Le contrôle plus précis des dimensions se traduit également par un contraste élevé. Comme on a pu le voir, le contraste traduit l'impact d'un changement de dose dans la résine. Par conséquent un contraste élevé implique que la limite entre la partie exposée et non-exposée de la résine sera plus marquée. Ceci conduit également à des profils de résine droits (figure 36b) qui permettent un transfert rigoureux des motifs dans la suite du procédé de fabrication.

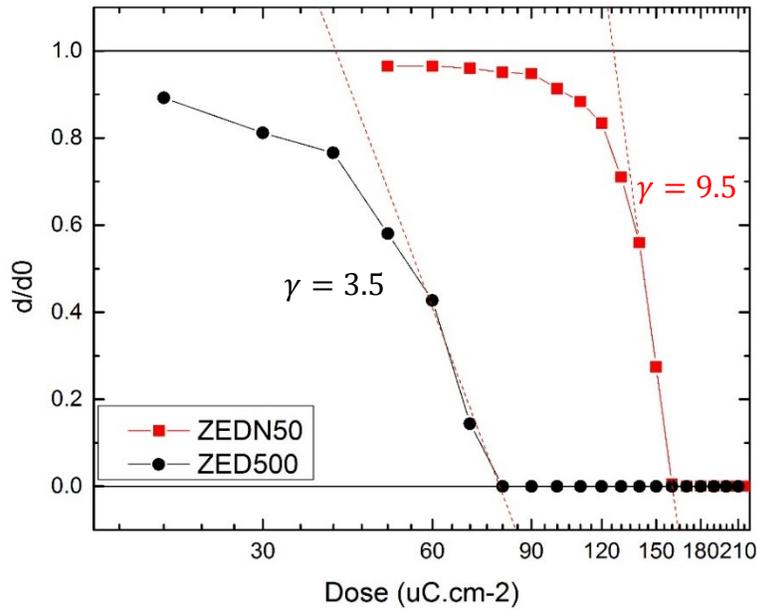


Figure 35: Mesure de l'épaisseur normalisée en fonction de la dose afin de déterminer le contraste

On observe effectivement un contrôle bien plus important des dimensions des largeurs de lignes exposées. Une augmentation de seulement 20 nm est observée lors de l'utilisation du développeur ZEDN50 comparativement à l'augmentation de 100 nm constaté pour le développement avec le ZED500. Ainsi, le ZEDN50 sera préférentiellement employé pour le développement de la résine.

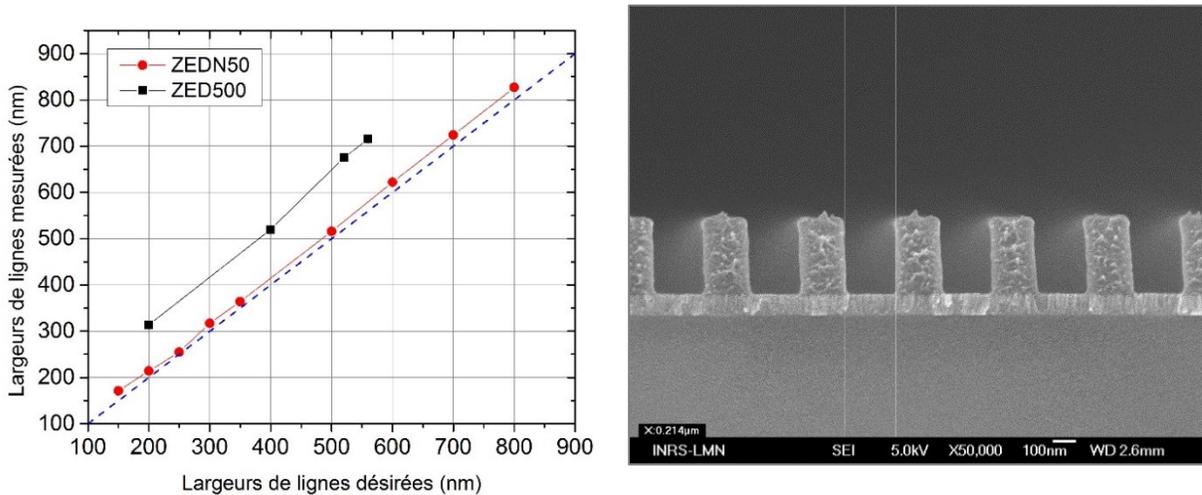


Figure 36:(a) Courbe de calibration pour la linéarité des dimensions. La dose utilisée pour les développeurs ZED500 and ZEDN50 sont respectivement 110 $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ et 220 $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$, (b) Profils de résines post-développement avec la ZEDN50 (pour des réseaux avec une période de 400 nm)

III.7.2. Influence du courant

On a pu voir sur la figure 36 que le développement induit un élargissement des lignes. Ceci est principalement dû à la taille du faisceau d'électrons utilisé que l'on peut compenser en exposant des lignes plus petites. La Figure 25 indique que la taille du faisceau varie avec l'intensité du courant. Ceci a donc une influence directe sur les dimensions des motifs à exposer. On peut observer sur la figure 37 les dimensions de lignes exposées de réseaux exposés avec différents courants en fonctions de la largeur de ligne visée.

Pour ne pas surcadencer le système, il a fallu adapter le pixel utilisé au courant comme présenté dans le paragraphe III.2.1. Pour cette raison, on remarque que l'évolution des largeurs de lignes exposées avec un pixel de 40 nm n'est pas strictement linéaire. Le système n'expose que des lignes dont les dimensions sont un strict multiple du pixel utilisé. Si ce n'est pas le cas la ligne sera exposé avec le plus proche multiple de la dimension voulue.

On remarque donc l'effet du courant sur les largeurs des lignes. Celles-ci sont d'autant plus larges que le courant est élevé. Ceci correspond relativement bien à l'augmentation théorique de la taille du faisceau pour le diaphragme de 70 μm (utilisé lors de ces tests) présenté par la figure 28.

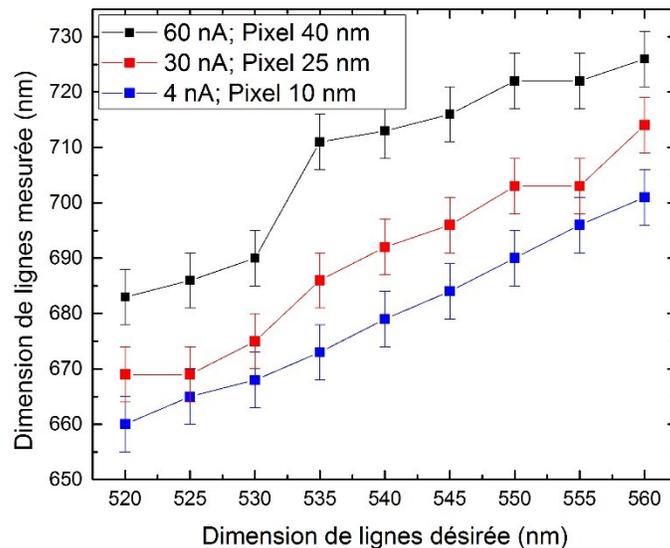


Figure 37: Dimensions de lignes obtenues pour différentes valeurs de courant et de pixel et développé avec le ZED500

L'utilisation d'un pixel de petite taille (10 nm) permet un contrôle linéaire des dimensions. Cependant ceci implique d'utiliser un faible courant et donc une exposition du réseau de plusieurs heures. A l'inverse un gros pixel permet une exposition rapide mais comporte de sérieux inconvénients. Les dimensions des lignes ne varient pas linéairement selon la dimension souhaitée et on a pu voir dans la partie III.4 que ceci implique une certaine rugosité de bord. Ainsi, une taille de pixel, de 30 nm, située entre ces deux extrêmes, nous a semblé être un bon compromis et permettant un bon contrôle des dimensions et l'utilisation d'un courant relativement élevé.

Afin de pouvoir exposer des réseaux avec différentes périodes pouvant aller de 300nm à 1700nm, il a donc été choisi de fixer le courant à 20 nA et un pixel entre 25 et 35 nm. Ces deux paramètres permettent d'exposer la résine avec une dose de $200 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ à une cadence de 8.2 MHz (<50MHz).

III.8. Conclusion

Dans cette partie, on a pu se familiariser avec la lithographie électronique et les différents paramètres influençant la qualité des motifs exposés. L'accélération des électrons jusqu'à 100 keV permet une grande résolution lors de l'exposition.

Cependant, les déformations du faisceau dues aux déflexions nécessaires imposent l'utilisation de champs d'exposition, eux même divisés en sous-champs. La division des motifs larges (supérieur à 1 mm) implique l'apparition d'erreurs de raccord de champs lors du passage de l'un à l'autre par translation du support qui vont alors dégrader les performances des dispositifs optiques finaux. Les différents types d'erreurs de raccord de champs répertoriés dans la littérature ont été présentés. Le système d'exposition utilisé dans cette maîtrise (VB6-UHR-EWF) permet de corriger une grande partie de ces erreurs. Seuls celles dues aux déformations du faisceau lors de l'exposition de champs de l'ordre du millimètre constituent réellement un problème. Pour minimiser leurs impacts, plusieurs stratégies d'écriture ont été testées. La technique de superposition des champs d'écriture s'est révélé être la plus efficace, de par la diminution drastique des pics satellites observés de part et d'autre de la réflexion de Bragg et de par une faible augmentation du temps d'écriture. Il a pu être vérifié qu'il existe un lien direct entre ces erreurs et l'intensité des pics satellites. Ainsi, il serait potentiellement possible d'utiliser les RDBs exposés par lithographie électronique comme moyen d'évaluer les performances du système d'exposition.

L'impact du choix de la résine et du type de développement choisi sur la qualité de l'exposition a pu être également observé. La résine ZEP7000 associée à un développement avec le ZEDN50 permet d'obtenir un contraste élevé de 9.5. L'utilisation d'un faisceau d'intensité autour de 20nA et d'un pixel compris entre 25 et 35 nm permet la définition précise des RDBs dans la résine tout en limitant la rugosité de bords des motifs.

Chapitre IV. La gravure par plasma

IV.1. Historique

En microélectronique, la gravure consiste en un transfert d'un motif défini par lithographie dans un matériau sous-jacent. Il s'agit ensuite de mettre en contact le matériau avec un réactif pour créer des espèces chimiques volatiles ou solubles selon le type de gravure et ainsi le graver peu à peu. Dans tous les cas, une partie du matériau est protégé par un masque qui ne se grave pas ou peu, avec les espèces utilisées.

Les premières gravures historiques sont celles dites « chimiques » où l'échantillon est plongé dans une solution. Dans ce cas le matériau est gravé chimiquement et des vitesses de gravure élevées sont atteignables. Il est cependant difficile de contrôler les profils de gravure et cette méthode engendre des déchets chimiques.

Par la suite, sont apparues les gravures dites « sèches » ou par plasma [43] qui sont réalisées par un mélange d'espèces réactives d'un gaz excitées par un champ électromagnétique. Dans ce cas, il est plus facile de contrôler les profils de gravure et d'obtenir une gravure unidirectionnelle (anisotrope).

Les dimensions des motifs diminuant au fil des ans (loi de Moore [44]), l'anisotropie est devenue une propriété de plus en plus recherchée. Ainsi la gravure par plasma s'est imposée naturellement. Depuis la première démonstration en 1975 de cette technique, de nombreuses recherches ont été menées en vue d'améliorer les réacteurs. Les premières machines [45] utilisaient une électrode RF dans une chambre à vide afin d'initier le plasma de façon capacitive à une fréquence d'excitation de 13.56 MHz. Il s'agit de réacteurs RIE (*Reactive-ion-etchers*).

À partir de 1979, la nécessité de découpler l'énergie des ions de leurs densités afin de mieux contrôler le plasma est apparue. L'une des méthodes possibles est l'utilisation d'un champ magnétique pour générer le plasma par induction [46]. Ainsi un réacteur ICP-RIE (*inductive coupled plasma*) permet de contrôler indépendamment l'énergie et la densité des ions et autorise un contrôle précis de la gravure.

IV.2. Principe

Durant cette maîtrise, deux réacteurs ICP-RIE (Plasmalab system 100) du LMN ont été utilisés afin de graver le masque de chrome et le substrat de Quartz. Comme présenté dans la figure 38, le substrat est maintenu en place par une clamp et maintenu à la température voulue par un flux d'hélium.

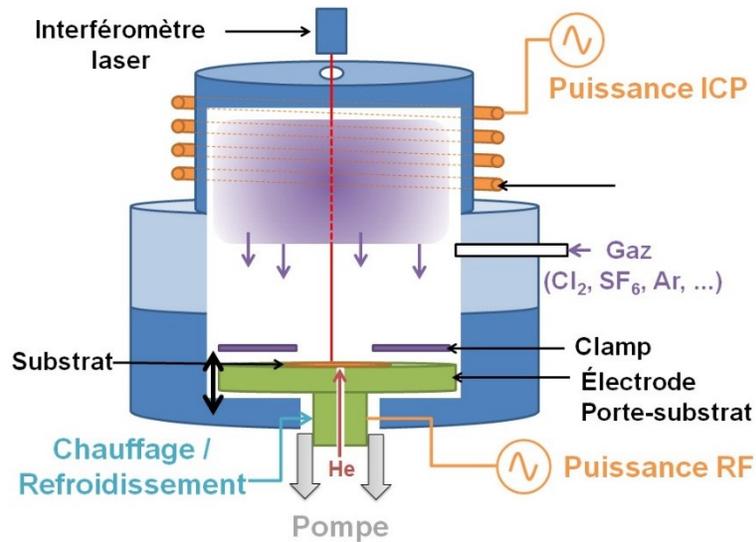


Figure 38: Schéma d'un réacteur de gravure ICP-RIE

Une pompe à vide turbomoléculaire combinée à une pompe primaire permet d'atteindre de faibles pressions de l'ordre de quelques millitorr. Les gaz contenant les réactifs pour la gravure sont alors introduits dans la chambre.

Un champ magnétique produit par les bobines enroulées autour de la chambre va fournir l'énergie nécessaire pour produire le plasma par induction électromagnétique. Il est possible de contrôler directement la densité des ions et leurs degrés de dissociation en fonction de la puissance ICP fournie et ainsi d'influencer directement la composante chimique de la gravure.

Le porte-substrat sert également d'électrode pour l'excitation RF, les parois du réacteur étant connectées à la terre. Ce signal RF fixé par convention à 13.56 MHz, est appliqué à l'électrode afin de générer un champ électrique qui va attirer les ions vers le substrat. L'énergie cinétique fournie aux ions du plasma est directement liée à la puissance fournie et permet de contrôler la composante physique de la gravure.

La gravure peut être suivie in-situ par un système d'interférométrie laser. Il s'agit d'observer l'évolution de la puissance réfléchiée par la réflexion d'un faisceau laser à 675 nm sur l'échantillon. Lors de la gravure d'un matériau réfléchissant (métal par exemple), une chute de la puissance lumineuse réfléchiée indique lorsque le matériau est totalement gravé. Pour une couche mince de matériau transparent, le laser va réfléchir partiellement aux interfaces couche mince/air et couche mince/substrat. Une cavité Fabry-Pérot est ainsi créée et la puissance lumineuse réfléchiée par l'échantillon va dépendre de la distance entre les deux interfaces, et donc de l'épaisseur de la couche mince. Il devient alors possible de suivre la gravure du matériau et d'obtenir précisément la profondeur désirée.

IV.3. Anisotropie

L'anisotropie [47] est liée à la vitesse de gravure verticale V_v et latérale V_L . Ceci correspond respectivement à la quantité de matière gravée dans les deux directions en fonction du temps d'exposition au plasma. Celle-ci s'exprime typiquement en nm/min. On peut alors définir l'anisotropie de la gravure en fonction de ces deux paramètres :

$$A = 1 - \frac{V_L}{V_v} \quad (\text{III.3})$$

On obtient ainsi A qui tend vers 1 pour une gravure anisotrope, et A=0 pour une gravure isotrope. Afin d'obtenir une gravure anisotrope, certaines gravures peuvent avoir une composante chimique qui va déposer une couche de passivation (chaines de polymères) sur toutes les surfaces disponibles. Il devient ainsi possible d'inhiber la gravure latérale tout en promouvant la gravure verticale grâce au bombardement ionique.

Comme présenté sur la figure 39, il est également possible d'obtenir des gravures avec différents angles de gravure θ . Comme nous pourrions le voir dans la suite de ce mémoire, ceci peut être dû à une passivation chimique des parois trop forte.

On définit la sélectivité de gravure par le ratio de la vitesse de gravure du masque sur la vitesse de gravure du substrat. Ceci traduit l'efficacité du masque à protéger le substrat. En général, une sélectivité élevée est recherchée afin de pouvoir graver profondément le substrat. De plus, ceci implique une gravure latérale du masque faible pour un transfert rigoureux dans le motif.

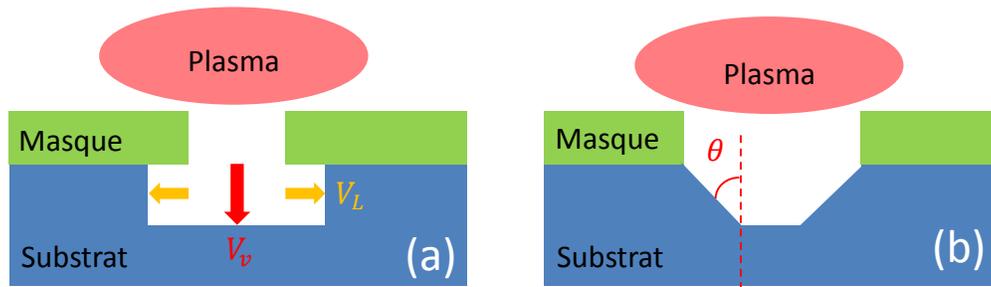


Figure 39: Principe de gravure d'un substrat avec un masque par plasma avec : (a) le cas d'une gravure dans les directions verticales et latérales; (b) le cas d'une gravure chimique non équilibrée

IV.4. La gravure du chrome

Le transfert des motifs dans la couche de chrome de 105 nm permet la définition d'un masque dur nécessaire à la gravure subséquente plus profonde du Quartz. En effet graver directement le Quartz n'est pas possible du fait de la sélectivité trop faible de la résine. Dans le cas de la gravure de chrome avec un masque de ZEP7000 d'épaisseur 300nm, on obtient une sélectivité de ~ 1 (soit un taux de gravure identique pour le chrome et la résine) ce qui permet une bonne définition des motifs de chrome.

IV.4.1. Principe de la gravure

La couche d'oxyde de chrome se formant naturellement au contact de l'air doit être gravée avant d'atteindre et graver la couche de chrome pur. Ces deux gravures sont essentiellement basées sur une chimie chlorée selon les deux formules suivantes [48, 51] :

- La gravure d'oxyde de chrome: $CrO_{x(s)} + (2 - x)O^*_{(g)} + 2Cl^*_{(g)} \rightarrow CrO_2Cl_{2(g)}$
- La gravure du chrome: $Cr_{(s)} + 2O^*_{(g)} + 2Cl^*_{(g)} \rightarrow CrO_2Cl_{2(g)}$

Comme on peut le voir sur la figure 40, un plasma composé d'un mélange de chlore et d'oxygène va permettre d'apporter les espèces réactives au contact de la couche à graver. Il en résulte une espèce volatile CrO_2Cl_2 qui va être ensuite évacuée lors du pompage de la chambre.

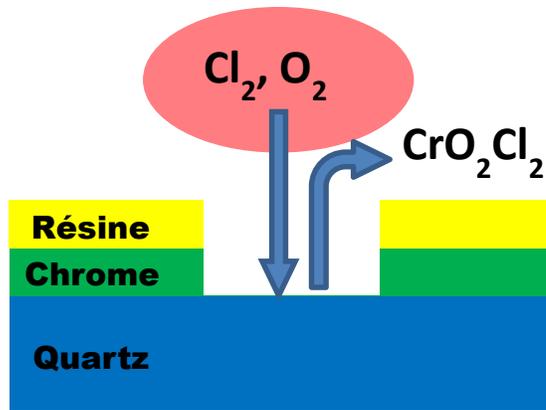


Figure 40: Principe de la gravure par plasma du chrome avec un masque de résine

IV.4.2. Évolution des dimensions critiques en fonction de la période

La « recette » de gravure utilisée au départ de ce projet a été développée au LMN pour la gravure de masque de photolithographie. Les conditions de celle-ci sont les suivantes : 8 sccm d'oxygène, 42 sccm de chlore et de 50 sccm d'hélium, le tout à une pression de 12 mTorr. Une puissance ICP de 1200 W et une puissance RF de 3 W sont appliquées et permettent d'obtenir une vitesse de gravure typiquement autour de 50 nm/min.

Afin de vérifier toute la latitude du procédé de fabrication, des réseaux avec des périodes variant de 300 nm à 1700 nm ont été exposés sur les substrats de Quartz recouverts de chrome et de ZEP7000 reçu du fournisseur HOYA. Les lignes ont été exposées par lithographie électronique selon les conditions définies au chapitre précédent et développées avec la ZED500. Les largeurs de lignes et profile ont ensuite été systématiquement observés par microscopie électronique à balayage après gravure de chrome. La figure 41 ci-dessous trace la variation de la largeur de lignes après gravure du chrome, en fonction de la largeur attendue (« dessinées » avec un biais de 100 nm en moyenne pour compenser l'élargissement dû au développeur).

Comme on peut le constater, la largeur des lignes après gravure du chrome suit les dimensions attendues sur une grande plage de dimensions (de 300 nm à 720 nm). On constate toutefois un certain écart pour les petites dimensions (< 300 nm). On observe sur la figure 42 une image MEB en coupe d'un réseau de Bragg avec une période de 300 nm après gravure du chrome.

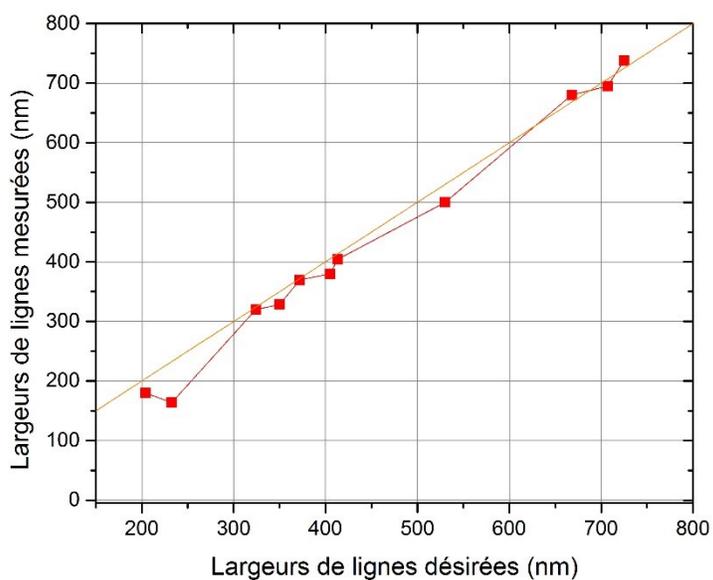


Figure 41: Dimensions de lignes mesurées après les étapes de gravures du chrome par MEB

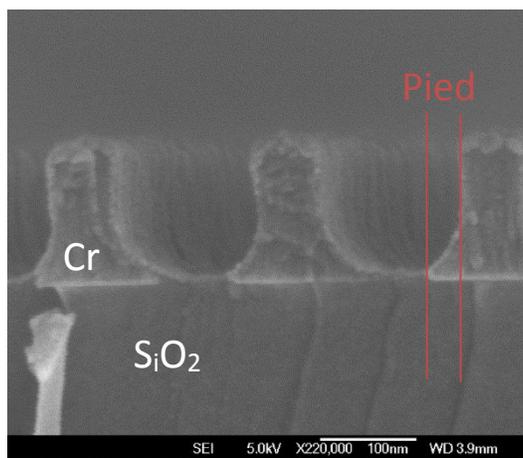


Figure 42: Image MEB en coupe de lignes de période 300 nm après gravure de chrome

On constate alors qu'il reste des « pieds » au fond des tranchées gravées de chrome. On comprend que ces pieds de chrome vont masquer une partie du Quartz à graver et affecter les dimensions finales des motifs de Quartz. Nous avons pu observer que ces pieds apparaissent en fait pour toutes les dimensions, mais une surgravure de 50% permet de les supprimer pour des dimensions supérieures à 350 nm. Une explication possible de ce phénomène est liée à une quantité insuffisante de réactif pour atteindre les motifs les plus petits. En effet, les espèces nécessaires à la gravure

peuvent également être absorbées par la résine [51], ce qui peut limiter la gravure des dimensions les plus faibles.

IV.4.3. Effet de la puissance RF

Pour tenter de remédier à ce problème, une augmentation de la puissance RF a été appliquée lors de la gravure afin d'obtenir un flux ionique plus élevé et permettre aux espèces réactives d'atteindre le chrome. La figure 43a montre l'évolution des largeurs des lignes comparativement aux dimensions mesurées après le développement de la résine pour trois différentes puissances RF : soit 3, 10 et 20W. Toutes les mesures ont été effectuées au fond des tranchées.

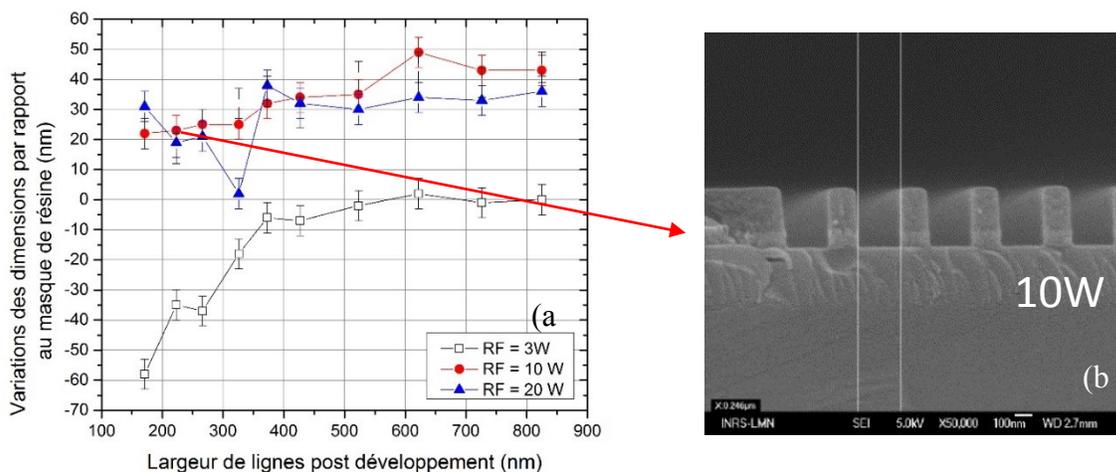


Figure 43: (a) Évolution des dimensions pour différentes valeurs de la puissance RF (b) image MEB d'une gravure de chrome avec une puissance RF de 10W (période : 400 nm)

Pour une puissance RF initiale de 3W, on observe effectivement dans ce cas, un écart dans les dimensions obtenues pour des dimensions inférieures à 400 nm en raison des pieds de chrome. On peut par contre observer qu'une faible augmentation de la puissance RF jusqu'à 10W permet de supprimer efficacement les pieds de chrome et d'obtenir une variation des largeurs de lignes quasi constante pour toutes les dimensions. Une augmentation supplémentaire de la puissance RF, jusqu'à 20 W, n'apporte pas d'amélioration notable du point de vue des dimensions. On constate, dans tous les cas, qu'il n'est pas possible de supprimer complètement la faible dépendance de la vitesse de gravure (ARDE pour *Aspect Ratio Dependand etching*), qui se traduit par un écart de 20 nm entre les plus petites et les grandes dimensions.

L'autre impact observé durant ces expériences est une diminution de la sélectivité. D'une sélectivité originelle de 1, elle diminue à 0.8 pour une puissance de 10 W. Pour une puissance de 20 W, l'inspection au MEB montrent qu'il ne reste quasiment plus de résine.

Par conséquent, pour la suite de notre procédé, nous nous sommes limités à une puissance RF de 10 W pour la fabrication des masques de phase nécessaire à notre projet.

IV.5. La gravure du Quartz

La gravure du chrome effectuée, il est nécessaire ensuite de transférer les motifs dans le Quartz du substrat. Comme on a pu le voir dans la partie simulation, obtenir un masque de phase de bonne qualité demande de respecter certaines exigences :

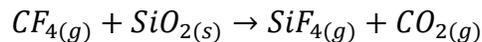
- Des profils droits
- Une profondeur exacte de $248 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$
- Un rapport largeur de ligne sur période de 0.5 ± 0.05

Les substrats en Quartz ont une épaisseur de 2.5 mm et n'ont donc pas de couche pour arrêter la gravure. Il a alors été choisi de diminuer la vitesse de gravure en dessous de 10 nm/min afin de bien contrôler la profondeur finale.

IV.5.1. Principe de la gravure

De nombreuses études [49-50] se sont intéressées à la gravure du Quartz (SiO_2) afin d'obtenir une gravure rapide et anisotropique.

Un plasma d'espèces fluorées (dans notre cas CF_4) permet de graver chimiquement le SiO_2 selon le procédé suivant [51]:



Comme on présente sur la figure 44, les composés volatiles que sont le SiF_4 et le CO_2 vont être évacués lors du pompage de la chambre.

Comme on a pu le voir, une gravure chimique est par définition isotrope et ne permet donc pas à elle seule d'obtenir des profils de gravures droits. Deux mécanismes permettent d'obtenir une gravure anisotrope : il s'agit du bombardement ionique et de la chimie de passivation.

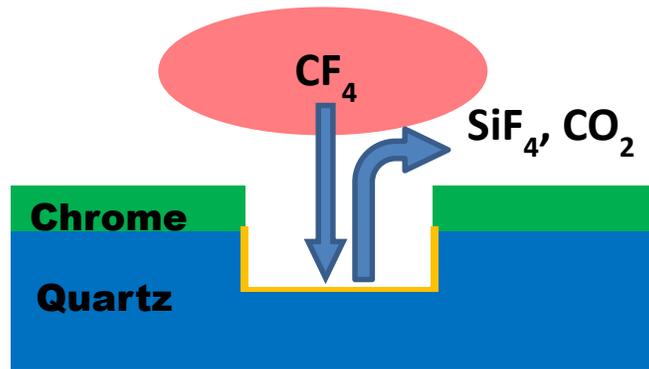


Figure 44: Principe de la gravure par plasma du Quartz avec un masque de chrome. La ligne jaune représente la couche de polymère fluorées qui s'absorbe sur les parois et les passive.

Le bombardement est lié directement à l'énergie des ions. Puisqu'il est possible de contrôler l'énergie et la densité des ions, on peut augmenter la puissance RF afin d'obtenir une vitesse de gravure verticale supérieure à la vitesse de gravure latérale.

Le second mécanisme est la passivation des parois due à une déposition d'une fine couche de fluoro-polymères (ligne jaune sur la figure 44). Ce phénomène a été l'objet d'études [52-53] afin de comprendre sa nature et sa formation lors de la gravure. Cette couche est composée d'un mélange de carbone et de fluor et peut se révéler très résistante à la gravure. Cette passivation se produit sur toutes les surfaces disponibles, mais le bombardement ionique étant unidirectionnel, les fonds de tranchées sont débarrassés de cette couche de passivation et peuvent donc être gravés. Une déposition de polymère fluorée bien équilibré permet ainsi d'obtenir une gravure anisotrope mais devient difficile à contrôler lorsque le ratio Fluor/Carbone est réduit (comme dans le cas du C_4F_8). Une molécule plus simple a alors été choisie (CF_4) dilué dans l'hélium.

La combinaison de ces deux phénomènes permet d'obtenir une gravure latérale très faible sans stopper la gravure verticale.

La recette initiale fournie par Oxford (le fabricant des graveurs ICP-RIE) puis adaptée au besoin du LMN était composée de 3sccm de CF_4 et de 97 sccm d'Hélium (dilution de 3%) à 4 mTorr. Une puissance ICP de 2750 W combinée à une puissance RF de 100 W permet d'obtenir une gravure avec des profils de gravure droits. Une vitesse de gravure de 80 nm/min était alors obtenue, ce qui ne permet pas un contrôle précis de la profondeur gravée.

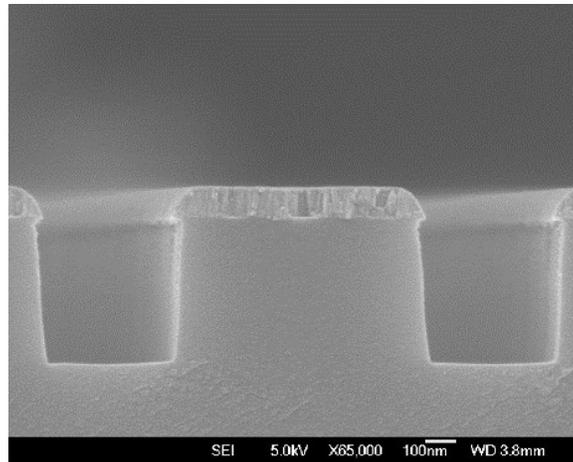


Figure 45: Image MEB d'une gravure de Quartz avec un masque de chrome avec une dilution 3%

Comme on peut le voir sur la figure 45, on obtient une gravure avec un certain angle (105°). On observe également une légère gravure sous le masque de chrome (~ 10 nm).

Notre objectif a donc été de diviser par 10 la vitesse de gravure tout en améliorant la verticalité des parois. Pour cela, une des possibilités consisterait à baisser la température du substrat. Pour une température cryogénique du substrat, la composante de gravure chimique spontanée diminue considérablement et la vitesse de gravure est alors essentiellement contrôlée par le bombardement ionique, ce qui favorise l'anisotropie [54]. Toutefois il n'a pas été tenté de modifier la température du substrat dans ce projet compte tenu des dimensions des masques à graver. En effet, il est difficile de s'assurer de l'uniformité de la température sur un large masque en Quartz d'épaisseur 2.5 mm, un matériau dont les propriétés thermiques sont plutôt médiocres. Ainsi, nous avons opté plus sur une variation des paramètres plasma pour tenter de diminuer la vitesse de gravure.

IV.5.2. Influence de la puissance ICP

La puissance ICP permet de contrôler la densité des ions dans le plasma indépendamment de leurs énergies. Par conséquent, la diminuer devrait diminuer la quantité de radicaux et donc réduire la vitesse de gravure. On a pu toutefois mettre en évidence que la vitesse de gravure est que très faiblement affectée par ce paramètre comme en témoigne la figure 46. Pour ces expériences, les paramètres dilution, puissance RF, pression sont restés inchangés, seule la puissance ICP a été réduite de 2750 W à 1000 W. La figure 46b montre le profil de gravure observé par microscopie électronique pour une gravure effectuée avec une puissance ICP de 1000 W.

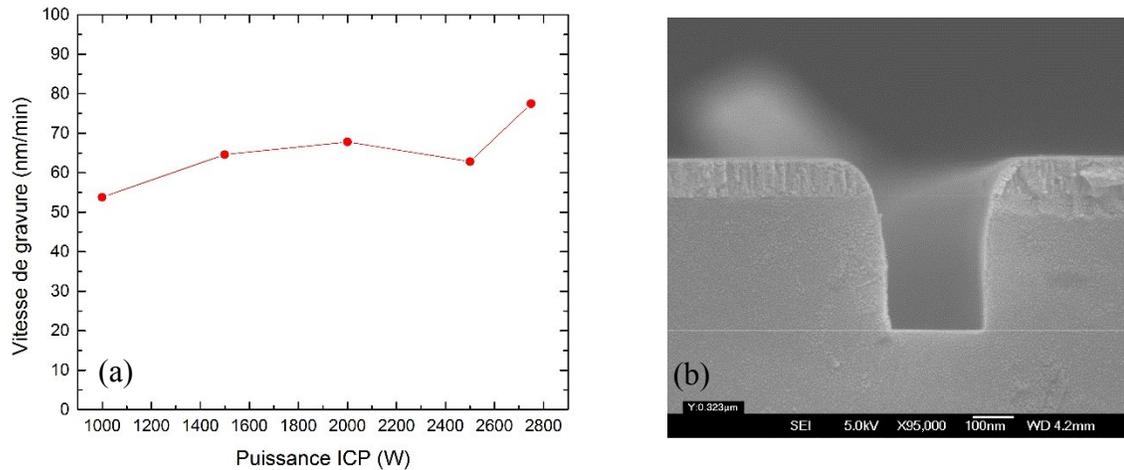


Figure 46: (a) Évolution de la vitesse de gravure en fonction de la puissance ICP, à 3% de CF4 et à puissance RF constante, (b) Image MEB de la gravure du Quartz avec une puissance ICP de 1000 W

On observe sur la figure 46a que la vitesse de gravure diminue effectivement, mais que faiblement, puisque la vitesse de gravure passe de ~ 75 nm/min à ~ 55 nm/min lorsque la puissance ICP chute de 2750 à 1000 W, respectivement. On remarque de plus, sur la figure 46b, une érosion plus rapide du masque de chrome qui a pour conséquence de dégrader le profil de la gravure du Quartz. Cette érosion est due à un bombardement trop important. Il devint donc impératif de réduire l'énergie des ions.

IV.5.3. Influence de la puissance RF

La contribution du bombardement étant directement lié à la puissance RF appliquée, la diminution de ce paramètre s'est imposée naturellement. Le but étant d'obtenir la vitesse de gravure la plus faible possible, la puissance RF a été drastiquement diminuée en gardant une puissance ICP minimale de 1000 W et une dilution toujours fixée à 3%. Ainsi, on peut observer sur la figure 47a, l'évolution de la vitesse de gravure pour différentes valeurs de la puissance RF et sur la Figure 47b, le profil de gravure correspondant pour une puissance RF de 20 W.

Tel qu'attendu, on observe une diminution quasi-linéaire de la vitesse de gravure de ~ 55 nm/min à ~ 25 nm/min lorsque la puissance RF est diminuée de 100 à 20 W, respectivement. On remarque également que le masque de chrome est beaucoup moins érodé, ce qui améliore nettement les

profils de gravure. La vitesse de gravure de 25 nm/min atteinte est toutefois encore trop élevée pour l'application visée.

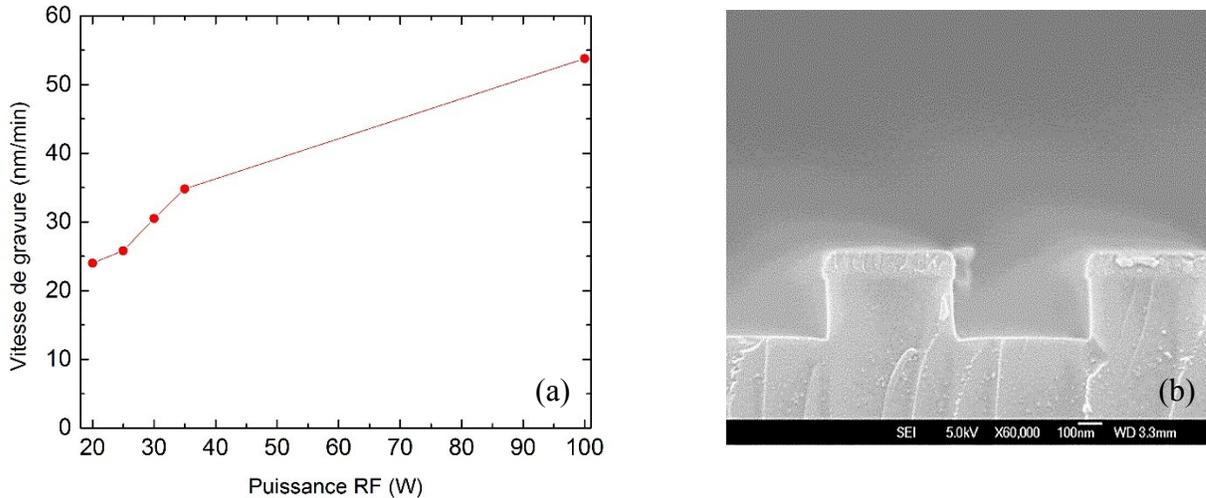


Figure 47: (a) Évolution de la vitesse de gravure en fonction de la puissance RF à 3% de CF_4 et avec une puissance ICP à 1000W, (b) Image MEB de la gravure du Quartz avec une puissance RF de 20 W

IV.5.4. Influence de la dilution de CF_4

La diminution de la puissance ICP et RF ne permettant pas de diminuer effectivement la vitesse de gravure, il a été tenté d'augmenter la dilution du CF_4 dans l'hélium. Afin de passer outre la précision des débitmètres de l'outil de gravure limitant la dilution possible de CF_4 , une bouteille avec un mélange de CF_4 dilué dans l'hélium à 1% a été installée afin d'obtenir une dilution plus élevée. L'ajout d'hélium dans la chambre de réaction, nous a ainsi permis d'atteindre une dilution minimale de CF_4 de 0.5 %. La figure 48a ci-dessous rapporte la vitesse de gravure en fonction de la dilution de CF_4 dans l'hélium. Alors que la proportion de CF_4 diminue, moins d'espèces réactives sont présentes dans la chambre. La conséquence directe est une diminution drastique de la vitesse de gravure. On observe qu'il est alors possible d'atteindre des vitesses de gravures inférieures à 10 nm/min pour une dilution inférieure à 1%.

La figure 48b illustre le profil de gravure du Quartz obtenu pour une dilution de 0.5%. On constate que pour cette condition de dilution, l'anisotropie de gravure est respectée, avec des profils verticaux et une sous-gravure (ou gravure latérale) négligeable.

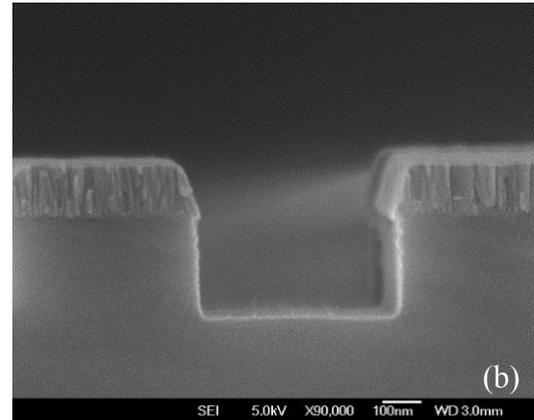
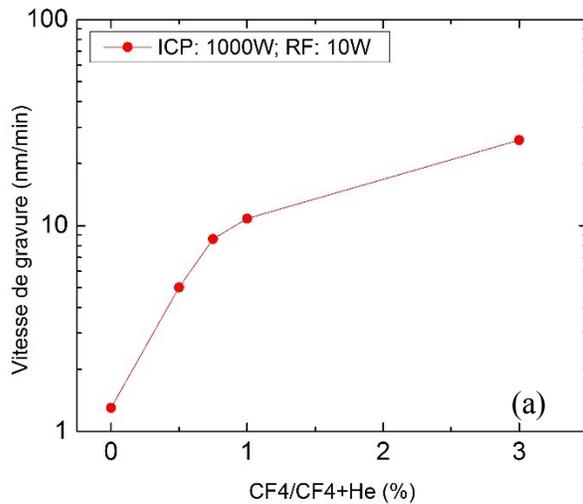


Figure 48: (a) Évolution de la vitesse de gravure en fonction de la dilution (b) Image MEB de la gravure du Quartz à une dilution de 0.5%, une puissance ICP de 1000 W et une puissance RF de 10W

Une gravure a été effectuée avec un plasma composé uniquement d'hélium. Une vitesse de gravure très faible est alors atteinte due à une gravure purement physique du Quartz. La faible masse de l'hélium explique la faible vitesse de gravure observée mais ne peut être employé due à l'angle des parois (figure 49). Ces angles sont dus aux rebonds des ions sur les parois du masque qui vont alors graver le Quartz dans une direction préférentielle.

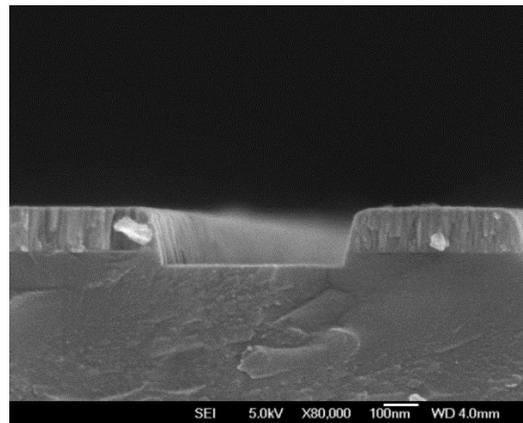


Figure 49: Gravure de Quartz à 1.4 nm/min à l'hélium pur

Ainsi, la dilution à 99.5% dans l'hélium sera utilisée pour la gravure des réseaux dans les masques de phase utilisés par la suite.

IV.5.5. Contrôle des dimensions

Les conditions optimales de gravure définies, nous avons souhaité vérifier la latitude de ce procédé pour une grande plage de dimensions nanométriques. Ainsi un masque comportant des réseaux de différentes périodes a été exposé, gravé puis caractérisé par microscopie à force atomique. On peut voir sur la figure 50 les dimensions des lignes après gravure du Quartz en fonction de celles initialement visées.

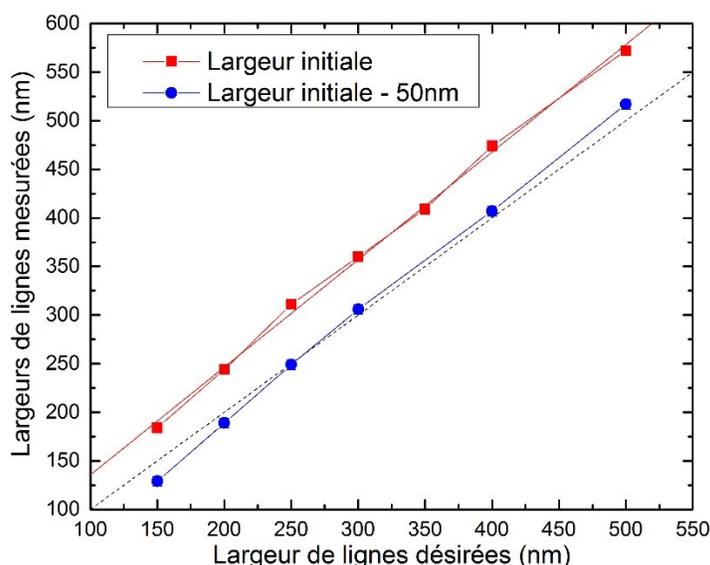


Figure 50: Largeurs des lignes mesurées après gravure du Quartz en fonction de celles désirées.

On observe sur cette figure une bonne réponse linéaire (courbe en rouge), ce qui traduit l'excellente latitude du procédé développé. Les lignes sont toutefois systématiquement plus larges de ~50nm que les dimensions désirées. Cette différence est liée à un élargissement successif des motifs lors du développement, de la gravure du chrome puis du Quartz. Il peut toutefois facilement être compensé en exposant des lignes plus petites. Ainsi des lignes exposées avec un biais négatif de 50 nm permettent d'obtenir finalement des réseaux avec la largeur voulue (courbe bleue).

La gravure effectuée, les masques sont plongés dans un plasma d'oxygène afin de supprimer la couche de fluorocarbène. Une gravure humide (CR-7S10) permet alors d'enlever la couche de chrome et de garder uniquement les motifs gravés dans le quartz. Plusieurs masques de phase ont ainsi pu être fabriqués et caractérisés optiquement, tel que décrit dans le chapitre suivant.

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, la technique de gravure par plasma a été détaillée. On a pu voir que cette technique permet de graver une multitude de matériaux. Les différents paramètres régulant ce type de gravure que sont la puissance ICP, la puissance RF, la température, la pression et la concentration des gaz utilisée lors de la création du plasma expliquent les possibilités offertes par cette technique de gravure.

La gravure du masque de chrome pour des RDB avec des périodes variant de 200 nm à 1600 nm a mis à jour une diminution de la vitesse de gravure pour des motifs avec des dimensions inférieures à 350 nm. Une légère augmentation de la puissance RF a permis de limiter grandement la diminution de la gravure du chrome et de pouvoir ainsi graver des RDB tout en gardant fidèlement les dimensions de ceux-ci.

L'optimisation de la gravure du Quartz a permis de remplir les critères pour la fabrication de masques de phase de hautes performances. La diminution successive de la puissance ICP et de la puissance RF a permis de réduire la vitesse de gravure à environ 25 nm/min. Une dilution des espèces réactives (dans notre cas du CF_4) avec de l'hélium jusqu'à 0.5% permet d'obtenir une vitesse de gravure de 5 nm/min tout en gardant des profils verticaux ce qui permet de contrôler précisément la profondeur des motifs. De plus, le contrôle des dimensions est également vérifié grâce à verticalité des parois combinée à un faible taux de gravure du masque de chrome ($\sim 0.5 \text{ nm/min}$), permettant d'obtenir des dimensions fidèles des largeurs de lignes et ainsi garantir d'excellentes performances optiques.

Les masques de phases ainsi fabriqués ont été utilisés pour exposer des RDB sur fibre optique.

Chapitre V. Exposition de RDB sur fibres optiques

Dans ce chapitre, les performances des masques de phases fabriqués en termes de puissance optique dans les différents ordres diffractés seront présentées. Par la suite, nous présentons le montage expérimental utilisé pour l'inscription des RDB dans les fibres optiques, puis les performances optiques de réseaux à pas variable. Leurs réponses optiques seront également comparées avec la simulation présentée dans le chapitre II. Nous concluons ce chapitre par une démonstration de la versatilité de notre procédé de fabrication de masque de phase, par la réalisation d'un réseau à pas variable avec décalage de phase intégré en son centre.

V.1. Mesure des performances des masques de phase

Suite à notre travail d'optimisation du procédé de microfabrication de masques de phase, il est essentiel d'évaluer les performances de ceux-ci en termes d'efficacité de diffraction afin de faire le lien avec ses dimensions critiques (largeur de ligne, profondeur). Pour cela, un montage expérimental a été mis en place au LMN afin d'évaluer les performances des masques de phases avant toute exposition sur fibre. Des réseaux uniformes de 5 mm x 5 mm ont également été exposés sur différents masques spécifiquement pour ces mesures. Ce montage consiste en un laser à excimère (KrF) de longueur d'onde 248 nm, similaire à celle utilisée lors des expositions sur fibres diffracté à travers le masque. Le faisceau laser passe préalablement à travers un diaphragme afin de contrôler la taille du faisceau (<5 mm) et divers atténuateurs pour limiter la puissance lumineuse. Une caméra CCD placé à l'arrière du masque a permis d'obtenir une évaluation qualitative de la puissance diffractée dans chaque ordre (figure 51).

Comme on peut le voir sur la figure 51, les différents ordres sont en effet bien diffractés et la puissance est majoritairement distribuée dans les ordres ± 1 .

Afin de s'assurer que les dimensions critiques ciblées des masques sont bien celles qui offrent les meilleures performances, le montage présenté précédemment a permis de mesurer les puissances diffractées dans les ordres 0 et ± 1 .

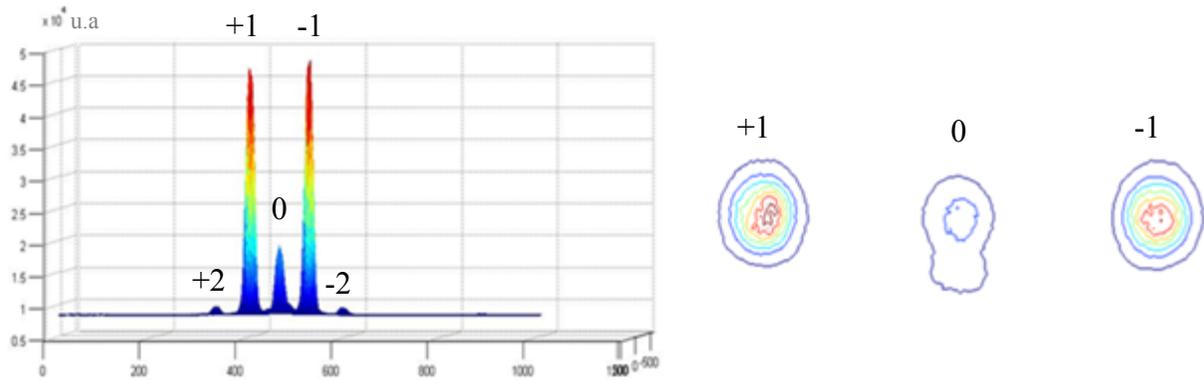


Figure 51: Intensité dans les différents ordres de diffraction évaluée avec une camera CCD

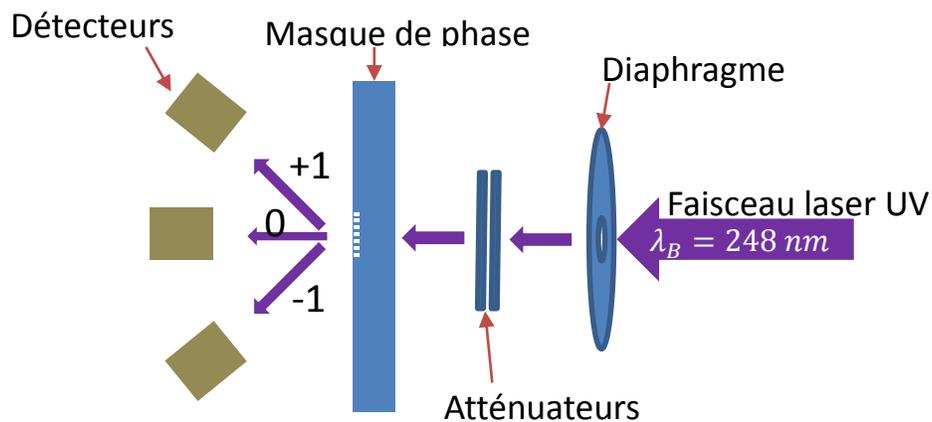


Figure 52: schéma du montage utilisé pour la mesure des performances des masques de phases

On peut effectivement observer sur la figure 51 que le faisceau est effectivement bien diffracté majoritairement dans les ordres ± 1 . On peut également observer les ordres ± 2 et l'ordre 0 sur cette figure. Afin d'obtenir une évaluation plus quantitative des puissances diffractées, un détecteur de puissance ont été privilégiés pour mesurer la puissance laser diffractée dans les ordres principaux, soit 0 et ± 1 (Figure 52).

Par la suite, les performances de plusieurs masques fabriqués à l'INRS ont ainsi pu être évaluées et comparées avec les valeurs estimées par la simulation présentée dans la section II.1. Les résultats obtenus sont regroupés dans le graphe de la figure 53, qui représente la puissance lumineuse théorique et expérimentale dans les ordres 0 et ± 1 en fonction de la profondeur des motifs.

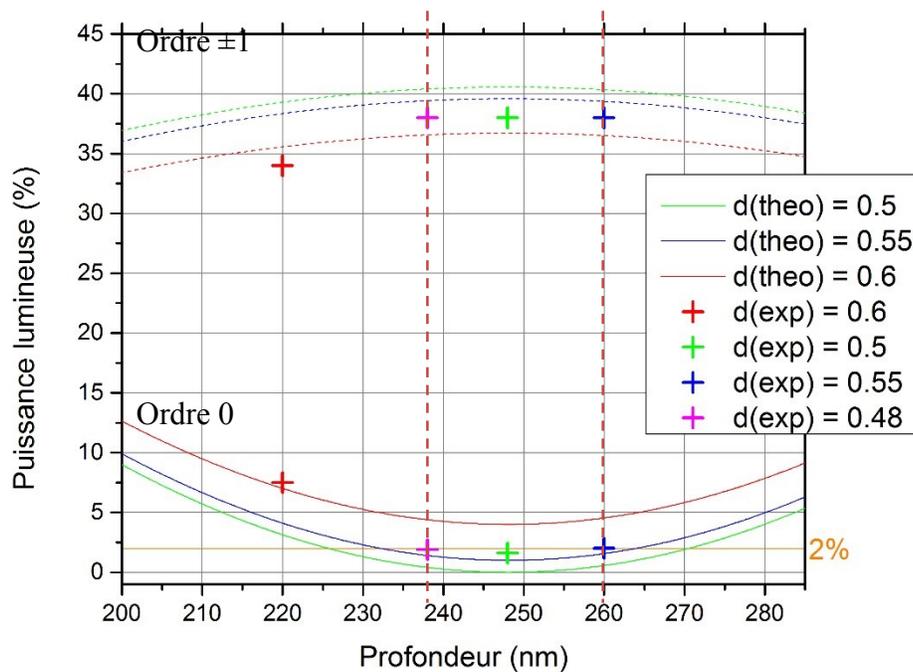


Figure 53: Comparaison des valeurs théoriques avec celles mesurées sur des masques de phases

On observe que les puissances obtenues dans les différents ordres suivent assez bien les valeurs prédites par la simulation. Le minimum de 2% dans l'ordre 0%, qui constitue notre objectif, est atteint pour des profondeurs entre 240 et 260 nm selon le ratio largeur de ligne sur période obtenu. Ceci permet d'estimer la latitude du procédé et de vérifier que la profondeur visée est de 248 ± 20 nm avec une tolérance de ± 50 nm pour la largeur de ligne. Tel qu'attendu, un minimum de 1.6% dans l'ordre 0 est atteint pour un réseau d'une profondeur de 248 nm et avec un ratio largeur de ligne sur période de 0.5. Ces tolérances sont parfaitement en accord avec les prédictions relevées au chapitre II, permettant une exposition optimale de RDB sur fibre optique.

V.2. Exposition de RDB sur fibre optique

Les performances des masques de phases validées, il a été possible de transférer les RDB sur fibre optique. Dans un premier temps, des RDB uniformes ont été exposés par notre partenaire industriel, O/E Land inc., afin de tester les différentes stratégies d'écriture pour minimiser les

erreurs de raccord de champs tel qu'exposé dans le chapitre III. Nous avons ensuite exposé des RDB à périodes variables au Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) de l'université Laval à Québec, en collaboration avec la professeure Sophie Larochelle. Ceci nous a permis d'optimiser le transfert sur fibre optique de ces réseaux plus complexes, en modifiant les différents paramètres de l'exposition. De plus, des stratégies d'apodisation ont alors pu être également essayées.

Le montage d'écriture des RDB est sensiblement équivalent chez nos deux partenaires, et consiste en un laser à excimère UV avec une longueur d'onde à 248 nm, d'un système de balayage de faisceau et d'un montage d'alignement de la fibre et du masque. Le masque et la fibre sont maintenus immobiles et parallèles pendant que le faisceau expose la fibre en parcourant le réseau gravé du masque. La force du réseau de Bragg ainsi exposé dépend de l'énergie (mJ/mm) déposée dans la fibre. Cette énergie dépend elle-même de la puissance du laser (mW) et de la vitesse de balayage du réseau (mm/s). Le faisceau utilisé avait 0.5 mm de diamètre et il était possible de modifier la puissance de 1 mW à 60 mW grâce à un polarisateur.

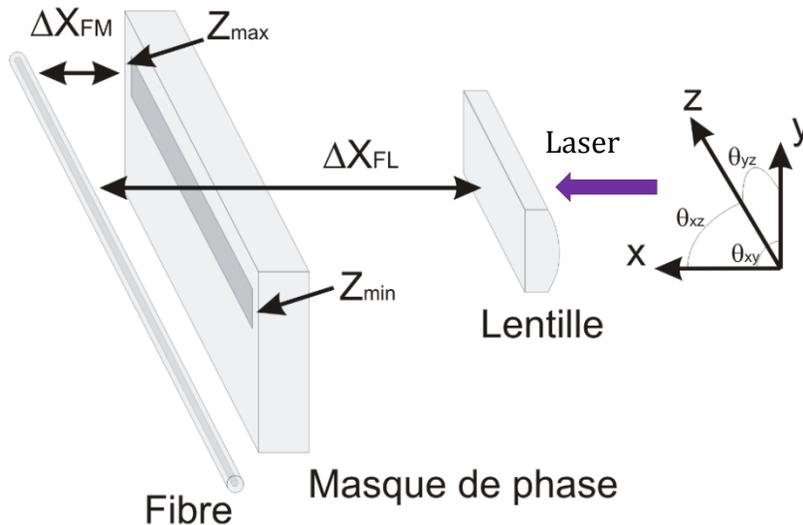


Figure 54: Schéma du montage utilisé pour l'exposition de RDBs sur fibre optique par la méthode de masque de phase au COPL (courtoisie COPL)

Comme on peut le voir sur le schéma du montage (Figure 54), l'alignement de la fibre (diamètre du cœur : 8 μm) avec le réseau du masque (15 cm) et le faisceau laser est une étape délicate et cruciale. En effet, un mauvais alignement a des conséquences directes sur les performances optiques des RDB ainsi exposées. De ce fait, plus les réseaux sont longs, plus l'alignement est ardu.

V.2.1. Caractérisation optique des RDB

La caractérisation des RDB sur fibre optique a été effectuée en utilisant le système OVA (*Optical Vector Analyser*) 5000 LP du fabricant LUNA. Ce système dispose de deux ports sur lesquels est connectée la fibre à analyser. De la lumière composée de longueurs d'onde comprises entre 1525 nm et 1610 nm est alors envoyée dans la fibre avec une résolution de 1.6 pm. Avec ce dispositif, on peut obtenir de nombreuses données, dont la réflexion, la transmission et le temps de retard. Avant toute mesure, il est indispensable de procéder à la calibration de l'appareil en réflexion et en transmission. Un travail d'optimisation est nécessaire afin de minimiser les pertes qui ont lieu au niveau des connexions en améliorant l'alignement de la fibre avec le connecteur. Toutes les mesures de bande passantes sont évaluées à -3dB de la valeur maximale de la réflexion. La dispersion est alors évaluée en effectuant une régression linéaire sur le temps de retard le long de la bande passante ainsi mesurée.

V.2.2. Optimisation de l'exposition de RDB avec un pas variable

L'énergie d'exposition s'est rapidement révélée un paramètre important lors du transfert de RDB à pas variable sur la fibre optique. Nous avons déjà démontré son importance pour les réseaux uniformes au chapitre II. Sur la figure 55, nous rapportons les réponses optiques théoriques et expérimentales d'un RDB avec un pas de 0.048 nm/cm mettant en évidence l'influence de l'énergie sur les caractéristiques optiques des RDB ainsi exposé. On peut observer sur cette figure, l'évolution du temps de retard, de la puissance réfléchiée et transmise en fonction de la longueur d'onde de RDB sur fibre optique exposée avec le même masque de phase, mais à deux énergies différentes (50 et 10 mJ/mm).

Lors de la diminution de l'énergie d'exposition de 50 à 10 mJ/mm, une diminution de la réflexion est constatée de par l'augmentation de la transmission des RDB de 40 dB. À haute énergie, une saturation du temps de retard est également constatée rendant toute mesure de la dispersion invalide. De plus, on note que la bande passante diminue de 0.67 nm à 0.36 nm lors de la diminution de l'énergie.

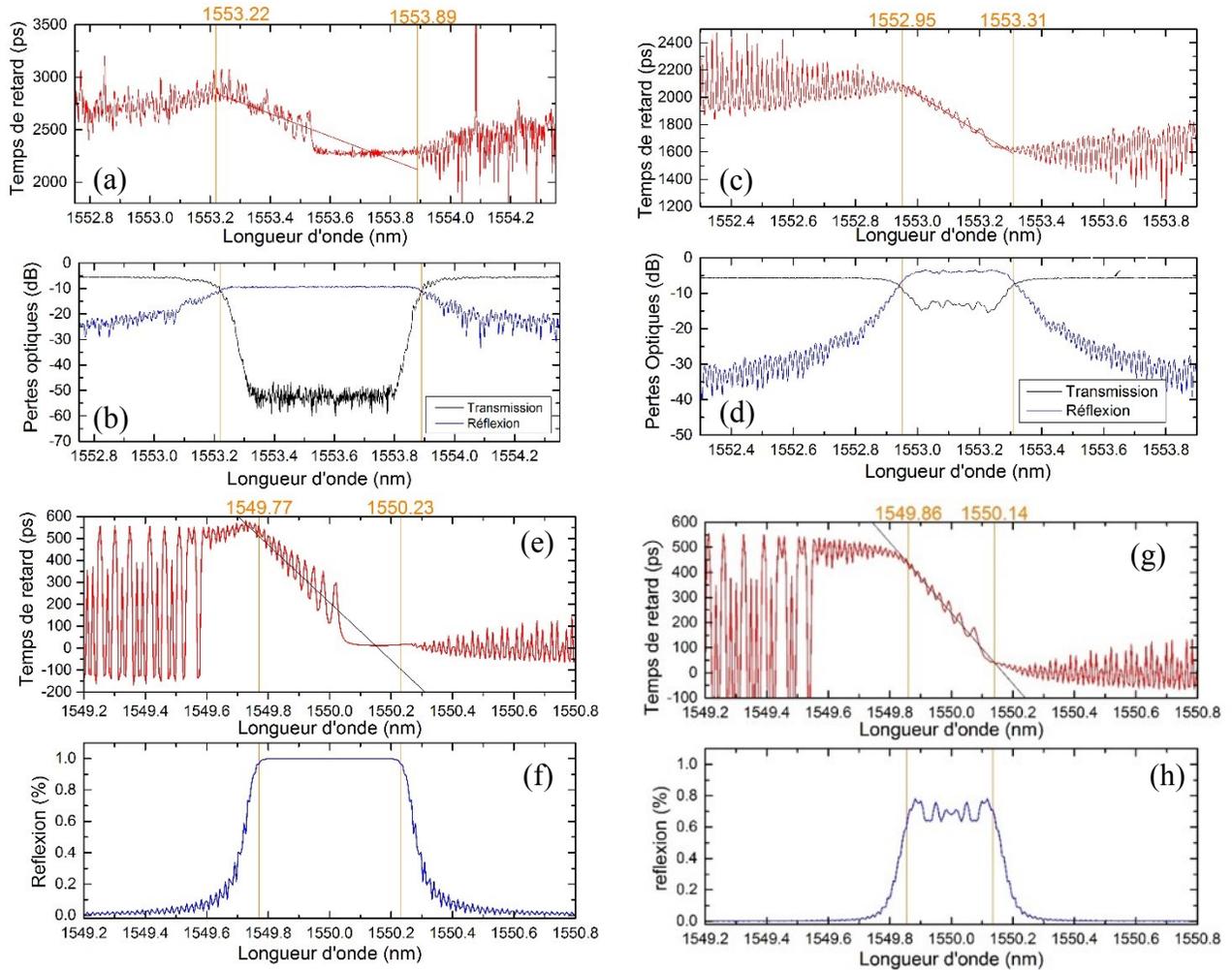


Figure 55: Temps de retard, réflexion et transmission expérimentaux de RDB sur fibre optique de 5cm de long et avec un pas de 0.048 nm/cm. Mesures expérimentales pour un RDB exposé avec une énergie de 50 mJ/mm (a,b) et 10 mJ/mm (c,d). Résultats obtenus par la simulation Matlab avec $\Delta n = 2e^{-4}$ (e, f) et $\Delta n = 5e^{-5}$ (g, h)

On remarque que ces observations peuvent être reproduites aussi par simulation. Cette saturation a déjà été observé dans une moindre mesure [55]. Nous avons vu au chapitre II que l'énergie utilisée lors de l'exposition est corrélée directement au changement d'indice de réfraction Δn du RDB. Les propriétés optiques de RDB semblable ont été simulées avec le code Matlab, avec la diminution de Δn de $2e^{-4}$ à $5e^{-5}$ pour simuler une diminution de l'énergie de 50 à 10 mJ. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène peut être l'effet d'un Δn trop fort sur un RDB à faible pas variable en considérant son effet sur un RDB uniforme. On a pu effectivement voir avec la figure 17 que lors de l'augmentation de Δn , une augmentation de la bande passante est observé. Ceci signifie qu'une période permet de réfléchir plus de longueurs d'ondes. Si l'on transpose cet effet

dans le cas de réseaux à pas variable, chaque section va alors réfléchir une bande passante dont la taille dépend directement de Δn . Ainsi pour des valeurs trop importantes de Δn et pour des sections avec des périodes proches (faible pas du RDB), chaque longueur d'ondes va être réfléchié complètement et uniformément, conduisant à un temps de retard constant. Cet effet est observée pour les longueurs d'ondes les plus élevées puisque les longueurs d'ondes sont réfléchies complètement par le début du réseau et sont donc inaffectés par le reste du réseau.

Ainsi, l'énergie d'exposition a dû être adaptée au pas du réseau afin d'éviter toute saturation dans le temps de retard. La figure 56 ci-dessous détaille les différentes énergies utilisées pour les différents réseaux à pas variable compris entre 0.0125 et 6 nm/cm.

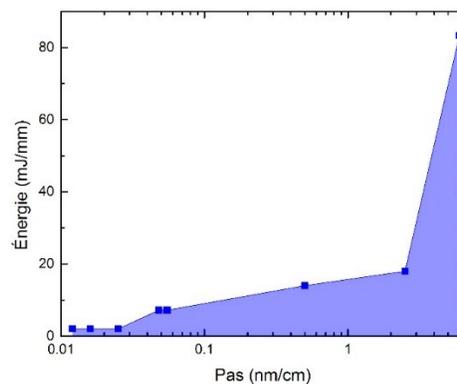


Figure 56: Énergie utilisée lors de l'exposition de RDB avec différents pas de réseaux

Ce graphique ne représente cependant pas les valeurs optimales de l'énergie lors de l'exposition de RDB, mais seulement l'énergie maximale. Une approche systématique serait nécessaire pour cerner avec précision l'énergie nécessaire à utiliser pour différents pas de réseaux. On remarque toutefois que l'énergie nécessaire pour inscrire un RDB à pas variable diminue avec la diminution du pas du réseau. Fait intéressant, nous n'avons pas trouvé d'observations/d'études similaires dans la littérature.

L'optimisation de l'exposition effectuée, il nous a été alors possible d'étudier l'influence de la longueur des réseaux pour différents pas.

V.2.1. Évolution de la dispersion et de la bande passante en fonction du pas du réseau

Divers RDB de 5 cm de long ont alors été exposés avec des pas variant de 6 nm/cm à 0.0125 nm/cm. La dispersion et la bande passante de ces réseaux ont pu être évaluées et comparées aux résultats prévus par la simulation. Les résultats sont reportés sur la figure 57. Ces résultats sont comparés à la plus haute valeur connue de dispersion d'un RDB exposé par masque de phase obtenu par lithographie électronique référencé dans la littérature [18], à savoir 1311 ps/nm.

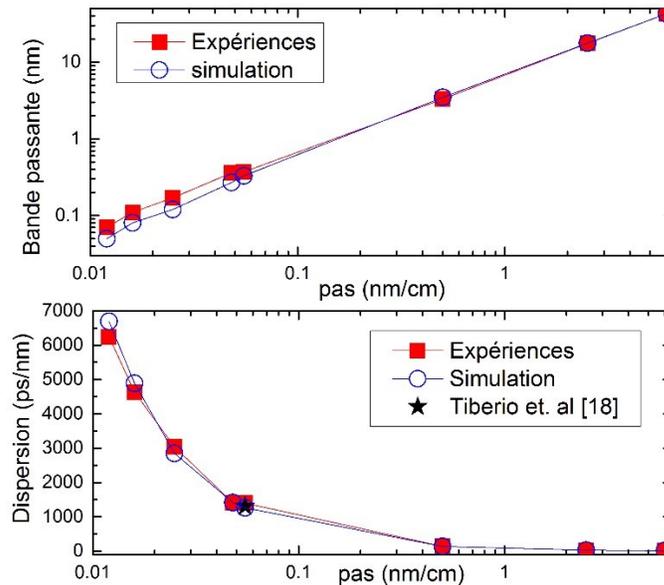


Figure 57: Bande passante et dispersion de RDB sur fibre de 5 cm de long avec différents pas de réseau

Comme prévu par la simulation, une augmentation de la dispersion ainsi qu'une réduction de la bande passante sont constatées lorsqu'on diminue le pas du réseau. Une dispersion maximale de 6200 ± 120 ps/nm est obtenue avec une bande passante de 0.07 nm pour un pas de 0.0125 nm/cm, tandis qu'une dispersion de 11.5 ps/nm et une bande passante de 50 nm sont obtenus pour un pas de réseau de 6 nm/cm. On peut noter également, que l'on obtient une dispersion de 1402 ps/nm pour un pas de réseau de 0.055 nm/cm, ce qui rejoint la valeur mesurée de 1311 nm/cm pour un réseau semblable dans la littérature [18]. On constate également un léger écart entre les valeurs théoriques et expérimentales de la dispersion et de la bande passante pour des pas de réseau inférieurs à 0.05 nm/cm. Nous pensons que ceci peut être en partie dû au fait que le changement d'indice de réfraction utilisé dans la simulation n'est pas exactement semblable à celui expérimentalement.

V.2.2. Variation de la longueur du réseau

Afin d'élargir la bande passante, l'exposition de réseaux plus longs est nécessaire, tel que décrit par l'équation II.32. Des réseaux de 10 cm et 15 cm avec notre plus petit pas de réseau ont alors été exposés afin d'obtenir des bandes passantes plus larges. On peut voir sur la figure 58 l'évolution de la réflexion, de la transmission et du temps de retard en fonction de la longueur d'onde de RDB de longueur 5, 10 et 15 cm avec un pas de 0.0125 nm/cm.

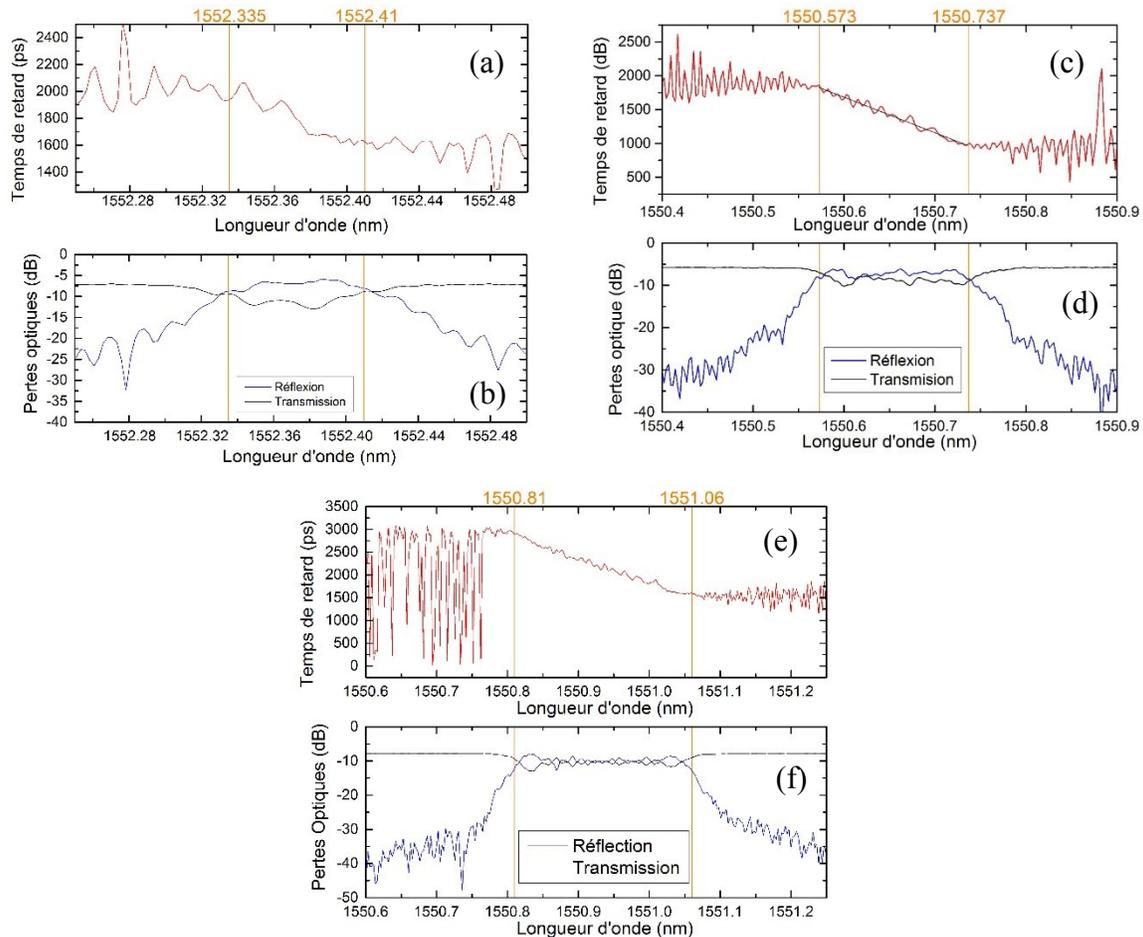


Figure 58: Temps de retard et réflexion d'un RDB sur fibre de 5cm (a, b) 10cm (c, d) et 15 cm (e, f) de long et avec un pas de 0.0125 nm/cm

Chaque réseau a été inscrit sur fibre optique avec la même énergie, à savoir 2 mJ/mm. Les valeurs de dispersions et de bandes passantes correspondant à chacun de ses réseaux sont présentées sur la figure 59 suivante, ensemble avec les valeurs théoriques obtenues par nos simulations.

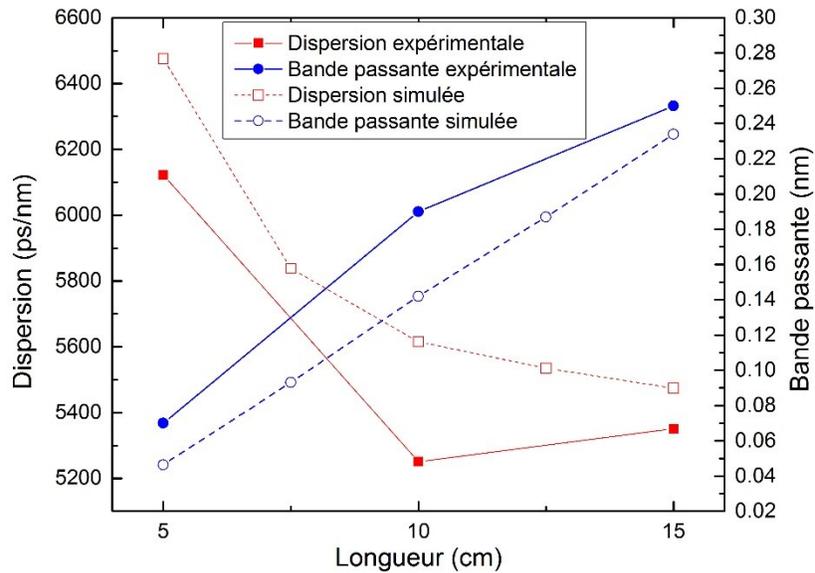


Figure 59: Évolution de la dispersion et de la bande passante expérimentale et théorique pour des RDB avec un pas de 0.0125 nm/cm et des longueurs variant de 5 à 15 cm

On observe tout d'abord une bonne corrélation entre la simulation et l'expérience. Dans les deux cas, la dispersion diminue rapidement d'environ 1000 ps/nm entre les réseaux de 5 et 10 cm pour se stabiliser ensuite pour des réseaux de 15 cm. Pour un RDB de 5 cm, la bande passante étant extrêmement faible (0.07 nm expérimentalement et 0.05 nm par simulation), il est possible que la valeur obtenue pour la dispersion soit sur évaluée par la régression linéaire. On note aussi une croissance presque linéaire de la bande passante en fonction de la longueur du réseau, tel qu'attendu selon l'équation II.32.

Ces résultats montrent toutefois que nous avons été en mesure d'atteindre notre objectif de réaliser un RDB avec une dispersion supérieure à 5000 ps/nm. Pour cela, il a fallu implémenter un pas linéaire extrêmement faible de 0.0125 nm/cm le long d'un réseau de 15 cm de long. La bande passante résultante d'un tel réseau est de 0.22 nm.

V.2.3. Apodisation

On a pu voir dans la partie simulation qu'il est possible de supprimer efficacement les oscillations dans le temps de retard en appliquant une apodisation lors de l'exposition.

Il est possible d'appliquer une fonction d'apodisation lors du transfert du RDB sur la fibre. Pour ce faire le support du masque peut vibrer latéralement à une certaine fréquence (30 kHz). En changeant l'amplitude de la vibration, il est alors possible de transmettre plus ou moins d'intensité lumineuse. L'amplitude dépendant directement de la période du réseau, il est nécessaire de trouver au préalable l'amplitude de vibration nécessaire pour supprimer au maximum l'intensité lumineuse transmise. Il devient alors possible d'appliquer n'importe quelle fonction analytique d'apodisation via l'amplitude de vibration du masque.

Tel que décrit dans le chapitre II, la fonction tangente hyperbolique suivante a été appliquée lors de l'écriture de RDB de longueur 10 cm et un pas de 0.0125 nm/cm :

$$f(z) = \tanh\left(\frac{2az}{L}\right) \quad 0 \leq z \leq \frac{L}{2}$$

$$f(z) = \tanh\left(\frac{2a(L-z)}{L}\right) \quad \frac{L}{2} \leq z \leq L$$

On peut observer sur la figure 60, le temps de retard d'un tel RDB sans et avec apodisation (pour deux valeurs du paramètre a) .

On observe effectivement une nette diminution des oscillations du temps de retard lors de l'application de l'apodisation lors de l'exposition. On observe toutefois assez peu de différences pour les deux valeurs du coefficient a choisie : a= 10 étant la valeur communément utilisée lors d'apodisation au COPL et a=4 étant celle reportée comme optimale dans [29].

Les valeurs de dispersions et de bandes passantes correspondantes pour ces réseaux ont été mesurées et répertoriées dans le tableau 5. Les erreurs standards de chaque régression linéaire utilisée pour évaluer la dispersion sont également présentées dans ce tableau.

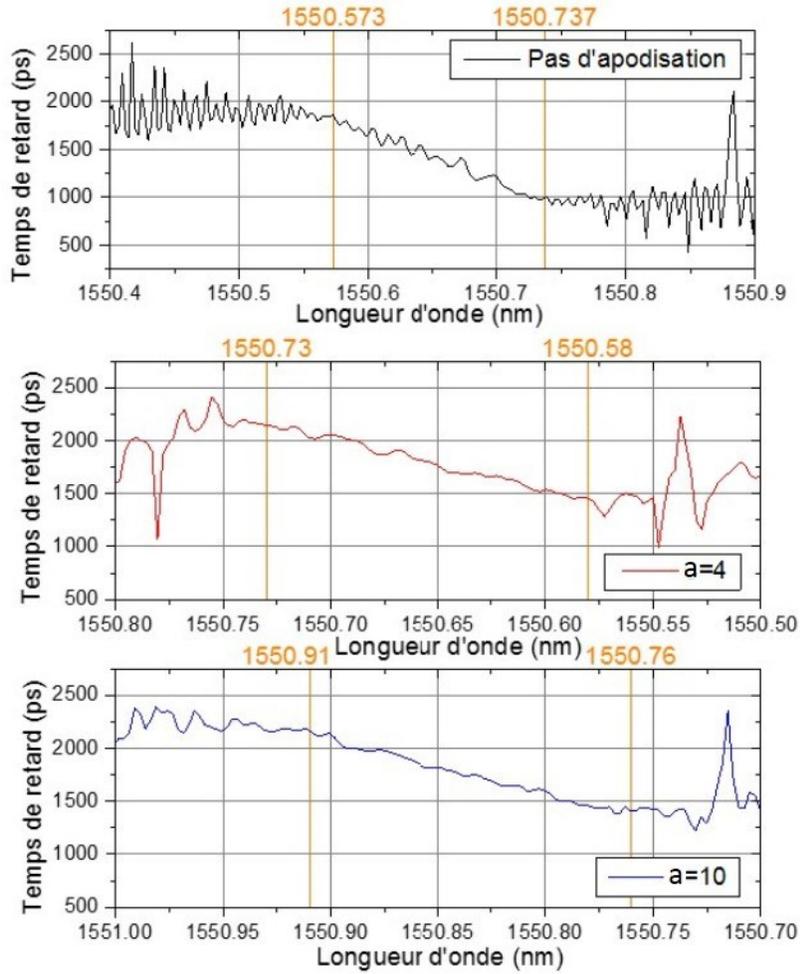


Figure 60: Temps de retard de RDB sur fibre exposé avec le même masque que celui utilisé pour le RDB de la figure 57c/d sans apodisation (a) et en appliquant une apodisation avec (b) a=4 et (c) b=10

Apodisation	Dispersion (ps/nm)	Bande passante (nm)
pas d'apodisation	5221 ± 124	0.19
a=4	4805 ± 69	0.15
a=10	4781 ± 74	0.15

Tableau 5 : Dispersion et bande passante des RDB de 10 cm de long et avec un pas de 0.0125 nm/cm présenté sur la figure 60

On constate une diminution des erreurs standards sur le temps de retard (de 124 à ~70 ps/nm) lors de l'apodisation, ce qui traduit le fait que les oscillations du temps de retard sont beaucoup moins importantes que lors d'une exposition classique. On observe également une réduction significative (~500 ps/nm) de la dispersion et de la bande passante. Cet effet a effectivement reporté dans la littérature [29] mais n'avait pas été anticipé par notre code Matlab. En revanche, cet effet a été retrouvé en effectuant des simulations dans un autre logiciel, Optigrating, disponible au COPL. Il est donc possible que l'intégration de l'apodisation dans le code Matlab soit incomplète. Il sera donc nécessaire de modifier le code Matlab afin d'inclure ce phénomène. Celui-ci semble dû au fait que l'apodisation réduit la contribution des extrémités du RDB (due à la diminution de Δn) qui donnent naissance aux effets de dispersions non-linéaires et aux oscillations du temps de retard [28].

V.2.4. RDB à décalage de phase

Afin de démontrer la versatilité de la fabrication de masque de phase à l'aide de la lithographie électronique et de la robustesse de notre procédé de fabrication, un RDB à pas variable avec un décalage de phase au centre du réseau a été exposé en collaboration avec le Prof. Azaña de l'INRS. Ce RDB de longueur 10 cm et avec un pas variable de 2.5 nm/cm possède un décalage de $\pi/2$ (i.e 267.5 nm) au centre. Ce type de RDB peut être utilisé comme transformeur de Hilbert sur fibre optique [56] où un contrôle précis des dimensions est essentiel.

On peut observer l'évolution de la réflexion et du temps de retard en fonction de la longueur d'onde de ce RDB sur la figure 61.

On observe effectivement l'effet du décalage de phase dans les caractéristiques optiques du réseau. La position du pic dépendant précisément de l'amplitude du décalage de phase et de sa position sur le réseau, ceci démontre la précision qu'il est possible d'atteindre dans le design du réseau. Cependant la grande transmission constatée (Fig 61b) montre que la réflexion de ce réseau est extrêmement faible due à une puissance lumineuse initiale insuffisante.

Une exposition avec une énergie plus élevée devrait permettre d'obtenir une réflexion plus forte avec les mêmes caractéristiques. Des mesures optiques plus adaptées à l'application visée sont également en cours pour valider la réponse de ce RDB.

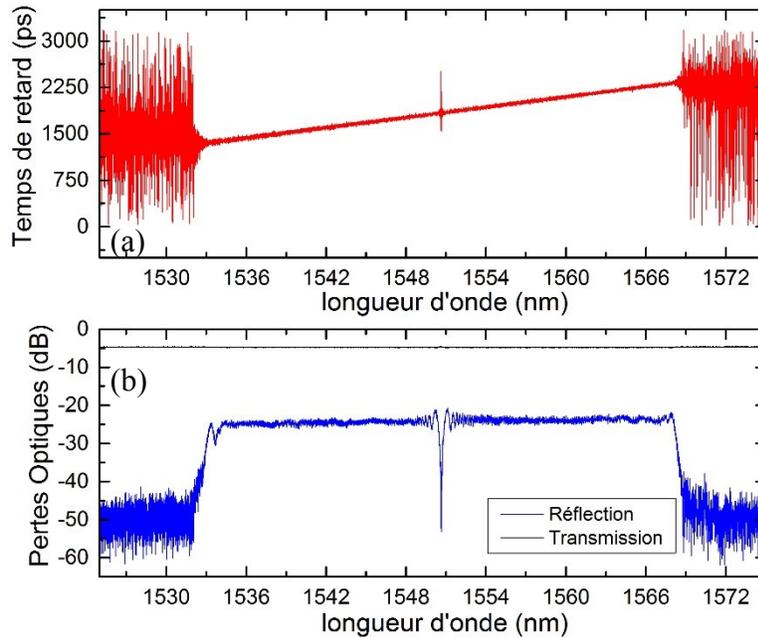


Figure 61: Temps de retard (a), réflexion et transmission (b) d'un RDB de longueur 10 cm, avec un pas de 2.5 nm/cm et avec un décalage de phase de 267.5 nm au centre

V.3. Conclusions

Dans ce chapitre, les performances des masques de phase ont été comparées aux valeurs théoriques simulées dans le chapitre II. Une puissance minimale de 1.6%, combiné à 40% de puissance lumineuse dans les ordres ± 1 , a été effectivement obtenue. Ceci a permis alors de confirmer tout le travail d'optimisation effectué lors de la mise au point du procédé de fabrication des masques de phases.

Il a alors été possible d'exploiter les capacités de notre système d'exposition électronique en testant différentes périodes uniformes et non-uniformes. L'exposition de RDBs à faible pas variable a permis de mettre en évidence l'importance de l'énergie du laser utilisée. En effet, une énergie trop élevée implique une réflexion quasi totale de la lumière, mais également une saturation du temps de retard. Il a fallu alors adapter l'énergie utilisée lors de l'exposition au pas du réseau à exposer. Ainsi un pas faible (< 1 nm/cm) impose de réduire l'énergie afin d'éviter le phénomène de saturation. Une dispersion supérieure à 5000 ps/nm avec une bande passante de 0.22 nm a été ainsi obtenue en réalisant un RDB de longueur 15cm et avec un pas de 0.0125 nm/cm. À notre

connaissance, il s'agit de la plus grande dispersion obtenue par la technique de masque de phase réalisé par lithographie électronique.

Afin de démontrer la versatilité de notre procédé de fabrication, un réseau à été réalisé avec un décalage de phase de $\pi/2$ au milieu du réseau. Ce type de réseau demande une grande précision dans la position et la valeur du décalage aisément atteinte par la lithographie électronique.

Chapitre VI. Conclusion

La demande toujours croissante en termes de débit de données dans le domaine des télécommunications pousse la technologie actuelle à ses limites. Les Réseaux de Bragg (RDB) sont des éléments indispensables pour la gestion des différentes longueurs d'ondes dans les fibres optiques. Ceux-ci peuvent également être utilisés comme senseurs extrêmement sensibles de température, pression et même d'éléments chimiques en raison de la grande sensibilité de la lumière réfléchie aux caractéristiques du réseau (période, indice de réfraction effectif, ...). Lors du transport de la lumière sur de longues distances (plusieurs milliers de kilomètres), on se heurte inévitablement à la dispersion chromatique. Les différentes longueurs d'ondes ne se déplaçant pas à la même vitesse dans la silice, le signal est déformé ($17 \text{ ps}/(\text{nm}/\text{km})$ pour les fibres optiques utilisées). Il est possible de rétablir le signal par des RDB de quelques centimètres de long, eux-mêmes hautement dispersifs. Ce projet a donc pour but de pousser au maximum les capacités dispersifs de ces RDB ($>5000 \text{ ps}/\text{nm}$) fabriqué par la méthode des masques de phases, tout en gardant une bande passante raisonnable. Lors de cette maîtrise, il a donc fallu pousser à leurs limites les technologies de microfabrication de masques de phase, notamment la lithographie électronique et la gravure par plasma. Des études approfondies ont été effectuées sur chaque étape de fabrication, afin de fabriquer des masques de phase en Quartz de haute qualité.

Tout d'abord, afin de guider la fabrication, un code de simulation sur Matlab a permis de simuler la distribution de la puissance optique dans les différents ordres lors de la diffraction d'un laser UV à travers un masque de phase. Trois paramètres cruciaux ont ainsi été dégagés: le rapport largeur de ligne sur période, la profondeur des motifs dans le Quartz ainsi que la verticalité des parois. Des tolérances ont pu être dégagées afin d'obtenir une puissance maximale de 2% dans l'ordre 0. Ainsi une profondeur de $248 \pm 20 \text{ nm}$ et une largeur de ligne de $535 \pm 50 \text{ nm}$ devront être visée pour la fabrication. Il est également crucial que les parois des motifs soient verticales afin de pouvoir appliquer la théorie utilisée pour l'estimation de la puissance dans les différents ordres. Un autre code Matlab a été développé afin de simuler les propriétés optiques de RDB uniformes et non-uniformes. Les influences de la différence d'indice de réfraction, de la longueur sur la bande passante de RDB uniforme a pu être vérifié. La comparaison avec les divers résultats disponibles dans la littérature a permis de valider ce code Matlab. Il a alors été possible d'intégrer un pas linéaire

dans le réseau et d'observer ses conséquences dans le temps de retard et la bande passante des réseaux de Bragg sur fibre optique. Tout ceci a permis de guider le travail d'exposition de RDB sur fibre optique en ajustant l'énergie utilisée en fonction du pas variable de la période des réseaux. On a pu alors réaliser qu'il était possible d'obtenir des réseaux avec une dispersion supérieure à 5000 ps/nm pour un pas de 0.0125 nm/cm.

La première optimisation du procédé de microfabrication a été réalisée lors de l'étape de lithographie électronique. L'exposition et le développement de la résine positive ZEP7000 ont été optimisés afin d'obtenir un bon contrôle des dimensions. Deux développeurs ont été testés, l'un permettant une sensibilité élevée ($80 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$), mais avec un faible contraste ($\gamma=3.5$), le second avec une sensibilité plus faible ($160 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$), mais avec un fort contraste ($\gamma=9.5$). Ce dernier a été choisi, car mieux adapté à l'application visée, soit le contrôle des dimensions et des profils de la résine. La lithographie électronique étant reconnue pour ces défauts majeurs au niveau des raccords de champs d'écriture, un effort particulier a été mis pour minimiser ceux-ci. Une stratégie de superposition des champs (jusqu'à 4 superpositions) a démontré son efficacité en supprimant presque totalement les pics satellites.

La résine n'étant pas assez résistante à la gravure par plasma du Quartz, il a fallu utiliser un masque intermédiaire dur de chrome, pour le transfert des motifs dans le Quartz. Le transfert rigoureux des motifs dans le chrome, par un plasma composé de chlore, d'oxygène et d'hélium, a alors été étudié. La puissance RF s'est avéré le paramètre critique de cette étape, pour contrôler efficacement les profils de gravure du chrome. En augmentant la puissance RF à 10 W, il a été possible de fabriquer des réseaux avec des périodes de 300 nm à 1700 nm, permettant ainsi de fabriquer des RDB pour une large gamme de longueurs d'onde.

Afin d'obtenir un contrôle fin de la profondeur gravée du Quartz et ainsi satisfaire aux tolérances définie par nos simulations, nous avons cherché à diminuer la vitesse de gravure du Quartz au minimum. Ceci a été rendu possible en diminuant dans un premier temps la puissance ICP et la puissance RF appliquée au plasma afin de diminuer la réactivité du plasma avec le Quartz. L'influence seule de ces deux paramètres n'a cependant pas été suffisante pour atteindre la vitesse de gravure désirée. Ainsi un mélange spécial de gaz contenant 1% de CF_4 dilué dans l'hélium a permis de diminuer drastiquement le nombre d'espèces réactives et d'obtenir ainsi des vitesses de gravures encore plus faible, de l'ordre de 7 nm/min. L'optimisation du procédé de fabrication a

permis d'obtenir des masques de phase avec des rapports largeur de ligne sur période et des profondeurs dans les tolérances estimées lors de la simulation. La chimie de passivation lors de la gravure du Quartz permet une gravure anisotrope et permet de réaliser des réseaux avec des profils droits.

Les performances des masques de phase ont pu être évaluées grâce à un montage mis en place au LMN. Grâce à un détecteur de puissance, chaque ordre a pu être mesuré séparément et une estimation des performances des masques de phase a pu être effectuée. On a pu alors vérifier que les masques de phases avec les dimensions critiques requises permettent d'obtenir une puissance dans l'ordre 0 de 1.6% de la puissance initiale du faisceau.

Les performances des masques de phase validées, il a été possible de les utiliser pour le transfert des RDB sur fibre optique. L'implémentation d'une augmentation d'échelle par lithographie électronique de seulement 0.5 ppm combinée à la mécanique de superposition de l'exposition électronique permet d'atteindre des pas linéaires extrêmement faibles. Ainsi des RDB avec un pas variant de 6 à 0.0125 nm/cm ont pu être produits. Les valeurs de dispersions et de bandes passantes obtenues ont été comparées à celles prévues par la simulation et un bon accord a été trouvé. Un faible pas de 0.0125 nm/cm sur un RDB de 5 cm de long a permis d'atteindre une dispersion supérieure de 6200 ps/nm et une bande passante de 0.07 nm. L'augmentation de la longueur du RDB à 15 cm avec la même variation de la période entraîne une diminution de la dispersion jusqu'à 5251 ps/nm avec une bande passante de 0.25nm. Ainsi, l'objectif affiché d'obtenir une dispersion supérieure à 5000 ps/nm avec la plus grande bande passante possible a été rempli.

L'effet de l'apodisation avec la fonction tangente hyperbolique sur les oscillations du temps de retard a également été vérifié sur des RDB de 10 cm avec un pas de 0.0125 nm/cm. On constate une nette diminution des oscillations du temps de retard. Cependant, ceci entraîne également une diminution de la bande passante et de la dispersion. Ainsi, pour une dispersion initiale de 5251 ps/nm, celle chute environ à 4800 ps/nm. Une modification de notre code Matlab sera nécessaire pour tenir compte de ces observations.

La versatilité de notre système d'exposition électronique a pu finalement être mise à profit en exposant des RDB à pas variable et à décalage de phase. Ceci a permis aussi de démontrer la robustesse du procédé de fabrication des masques de phase développés lors de cette maîtrise.

Annexe 1:

Simulation de la puissance lumineuse diffractée par un masque de phase

```
clear all
close all
format long,

lambda = 248e-9; % longueur d'onde utilisée pour l'exposition (nm)
n=1.46;
Dn=0.46;

nd = 3001;
h = linspace(0,300e-9,nd);
nm = 100;
d = linspace(0,1,nm);

I0=zeros(100,3000);
I1=zeros(100,3000);
I2=zeros(100,3000);
I3=zeros(100,3000);

for i=1:nm % duty cycle
    for k = 1:nd % Profondeur (nm)

        phi=2*3.14*Dn*h(k)./lambda;

        I0(i,k)= 2*power(d(i),2)-2*d(i)+1+2*(d(i)-power(d(i),2))*cos(phi);
        I1(i,k)= 1/(power(3.14,2)*power(1,2)).*(1-cos(2*3.14*d(i).*1)).*(1-
cos(phi));
        I2(i,k)= 1/(power(3.14,2)*power(2,2)).*(1-cos(2*3.14*d(i).*2)).*(1-
cos(phi));
        I3(i,k)= 1/(power(3.14,2)*power(3,2)).*(1-cos(2*3.14*d(i).*3)).*(1-
cos(phi));

    end;
end;

c0 = {[h'], [I0']};
c1 = {[h'], [I1']};
c2 = {[h'], [I2']};
c3 = {[h'], [I3']};
```

Annexe 2:

Simulation des caractéristiques optiques de RDB sur fibre optique uniforme et avec un pas.

```
clear all
close all
format long,

N1=1.46;           % Non exposed optic fibers refractive index
N2=1.46002;       % Exposed optic fibers refractive index
Neff=(N1+N2)/2;   % average refractive index
DN=abs(N1-N2);    % Refractive index difference between
c = 3e8;          % vitesse de la lumière (m/s)

% Propriété du réseau

lambdaB=1550e-9; % longueur d'onde réfléchie (nm)
A=0.012e-9;      % Chirp on Phase Mask(nm/cm)
a = A/2;         % chirp on Optic Fiber

% Définition des blocs

L=100e-3;        % Longueur du réseau (m)
G0=lambdaB/(2*Neff) - a*L*100/2 ; % pas du réseau de bragg déterminé par la
relation de bragg (nm)
perBlock = 50;   % Nombre de période dans chaque bloc
lBlock = G0 * perBlock; % Longueur d'un bloc
z = 0:lBlock:L; % Discrétisation du longueur du réseau via un
vecteur z avec un pas dépendant du bloc\
nBlocks = length(z); % Détermination du nombre de blocs nécessaire

% Cas d'un réseau chirpé

ChirpTot = a*100*L ; %
Chirp Total à la fin du réseau %
G1 = G0.*ones(1,nBlocks); %
Vecteur donnant la valeur de la période du réseau pour chaque bloc
p=a*lBlock./1e-2; %
for k=1:nBlocks; %
Définition des périodes chirpés
    G1(k) = G0+(k-1)*p;
end;

% def longueur d'onde
```

```

bw = 60e-9; % Bandwidth
nLambda = 30000; % Nombre de
points pour la longueur d'onde
lambda = linspace(lambdaB-bw/2,lambdaB+bw/2,nLambda); % Définition du
vecteur pour la longueur d'onde

% Fonctions apodizations

a = 5;
    %tanh
alpha = 1;
beta = 1;
s = 4 ;
v=1;

% initialisation des vecteurs

X= repmat([1 0 0 1], size(lambda'));
R=zeros(1,nBlocks); % Coefficient de reflection
r=zeros(1,nBlocks);
Phase=zeros(1,nBlocks);
phase=zeros(1,nBlocks);
Ne = zeros(1,nBlocks);
f1 = zeros(1,nBlocks);
f2 = zeros(1,nBlocks);
f3 = zeros(1,nBlocks);

% ***** Boucle *****

for k=1:nBlocks; %longueur du réseau

    clc;
    PercentAnalysis = fix(100*k/(nBlocks-1)) % Pourcentage pour l'avancement
du programme

    % apodisation

    f1(k) = 0.5*(1+cos(3.14+2*3.14*k*1Block./L));
    f2(k) = 1/2*(1+tanh(beta*(1-2*power(abs((2*k*1Block./L)),alpha)))) ;
    if k*1Block <= L/2
        f3(k) = tanh(2*s*k*1Block./L);
    elseif k*1Block > L/2
        f3(k) = tanh(2*s*(L-k*1Block)./L);
    end;

    % re-initialisation

    DB = 0;
    G = 0;
    Y = 0;

    % Def paramètres

```

```

    B=2*pi*Neff./lambda;           % Def Beta
    DB=B-pi./G1(k);               % Def DeltaBeta
    K=pi*DN./lambda;              % Kappa rajouter une fonction f1/f2/f3 pour
effectuer une apodisation
    G=sqrt(power(K,2)-power(DB,2)); % Gamma
    Y=G.*lBlock;

    F11=(1i*G.*cosh(Y)+DB.*sinh(Y))./(1i*G); % Matrice de transfert
    F12=K./(1i*G).*sinh(Y);           % calculé pour chaque longueur
d'onde
    F21=-K./(1i*G).*sinh(Y);
    F22=-(-1i*G.*cosh(Y)+DB.*sinh(Y))./(1i*G);

    X11 = F11.'.*X(:,1) + F12.'.*X(:,3); % Multiplication pour chaque bloc
    X12 = F11.'.*X(:,2) + F12.'.*X(:,4);
    X21 = F21.'.*X(:,1) + F22.'.*X(:,3);
    X22 = F21.'.*X(:,2) + F22.'.*X(:,4);

    X =[X11 X12 X21 X22];

end;

r = (X(:,3)./X(:,4)).';
R = abs(r).^2;
%R = power(real(r),2)+power(imag(r),2);
for k=1:nLambda
    % if real(r(k)) < 0
    %     Phase(k) = 2*atan(imag(r(k))./(real(r(k))+3.14));
    % elseif real(r(k)) >= 0
    %     Phase(k) = 2*atan(imag(r(k))./(real(r(k))+power(R(k),1/2)));

    %Phase(k) = atan(imag(r(k))./real(r(k)));
end;

Phase = unwrap(angle(r));
GD = zeros(1,nLambda);

for k=2:nLambda-1;
    GD(k) = (-power(lambda(k),2)/(2*3.14*c)*(Phase(k+1)-Phase(k-1))./(lambda(k+1)-lambda(k-1)))*1e12;
end;

N=Neff+DN*f3;

figure(1)
plot(G1, '.')
axis([0 2000 520e-9 550e-9])
xlabel('position sur le réseau')
ylabel('Period')

figure(2)
plot(lambda,R, '-')

```

```

axis([1.54e-6 1.56e-6 0 1.1]);
xlabel('Wavelength')
ylabel('Reflection')

figure(3)
plot(lambda,GD,'-')
axis([1.545e-6 1.555e-6 -1500 500]);
xlabel('Wavelength')
ylabel('Group Delay')

figure(4)
plot(lambda,Phase,'-')
xlabel('Wavelength')
ylabel('Phase')

figure(5)
plot(lambda,imag(r),'-')
xlabel('Wavelength')
ylabel('Partie imaginaire')

figure(6)
plot(lambda,real(r),'-')
xlabel('Wavelength')
ylabel('Partie réelle ')

figure(7)
plot(z,N,'-')
xlabel('Position sur le réseau')
ylabel('Refractive index')

lambda2 = lambda(:)*1e9 ;

```


Références

- [1] B. Hirschowitz, L. Curtiss, C. Peters, H.O. Pollard, « *Demonstration of a new gastroscope, the fiberscope* », Gastroenterology, Vol. 35, No. 1, pp 50-53, (1958)
- [2] K.C. Kao and G.A. Hockham, « *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies* », IEEE Proceedings, Vol. 133, No. 3, pp 191-198, (1986)
- [3] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, and B. S. Kawasaki, « *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication* », Applied Physics Letters, Vol. 32, No 10, pp 647-649, (1978)
- [4] B.S. Kawasaki, K.O. Hill, D.C. Johnson and Y. Fujii, « *Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers* », Optics Letters, Vol. 3, No2, pp. 66-68, (1978)
- [5] K.O. Hill and G. Meltz, « *Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview* » Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, No. 8, pp 1263-1276, (1997)
- [6] T. Erdogan, « *Fiber Grating spectra* », Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, No. 8, pp 1277-1294, (1997)
- [7] H. Venghaus, A. Othonos, K. Kalli, D. Pureur and A. Mugnier, « *Wavelength Filters in Fibre Optic* », (Springer, Berlin, 2006)
- [8] R. Kashyap « *Fiber Bragg grating* », (Academic Press, San Diego, 1999)
- [9] K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D.C. Johnson, and J. Albert, « *Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion* », Optics Letters, Vol. 19, No. 17, pp 1314 -1316, (1994)
- [10] D. Gatti, G. Galzerano, D. Janner, S. Longhi , and P. Laporta, « *Fiber strain sensor based on a π -phase-shifted Bragg grating and the Pound-Drever-Hall technique* », Optics Express, Vol. 16, No 3, pp 1945-1950, (2008)
- [11] G.Metz, W.W. Morey and W. H. Glenn, « *Formation of Bragg gratings in optical Fibers by a transverse holographic method* », Optics Letters, Vol. 14, No. 15, pp 823-825, (1989)
- [12] R. Stubbe, B. Sahlgren, S. Sandgren, and A. Asseh, « *Novel technique for writing long superstructured fiber Bragg gratings*, » in proceedings of « *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications* », OSA Technical Series, Vol. 22, No 19, pp 1620-1622, (1995)

- [13] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert. « *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask* », Applied Physics Letters, Vol 62, No 10, pp 1035-1037, (1993)
- [14] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, and T. K. Gaylord, « *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings* », Journal of Optical Society of America, Vol.12, No. 5, pp. 1068–1076, (1995)
- [15] R. Kashyap, P.F. McKee, R.J. Campbell and D.L. Williams, « *Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings* », Electronics Letters, Vol 30, No 12, (1994)
- [16] R. Kashyap, H.G. Froehlich, A. Swanton, and D.J. Armes, « *Super-step chirped fiber Bragg gratings* », Electronics Letters, Vol. 32, No. 15, pp. 1394–1396, (1996)
- [17] M. Guy, J.R. Taylor, and R. Kashyap, « *Demonstration of the possibility of > 100 Gb/s transmission over 77 km of standard fiber using a superstep- chirped fiber grating dispersion compensator* », Optical Communication, Vol. 150, pp. 77–80, (1998)
- [18] R.C. Tiberio, D.W. Carr, M.J. Rooks, J. Mihailov, F. Bilodeau, J. Albert, D. Stryckman, D.C. Johnson, K.O. Hill, A.W. McClelland and B.J. Hughes, « *Fabrication of electron beam generated, chirped, phase mask.1070.11–1070.66 nm. for fiber Bragg grating dispersion compensator* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 16, No 6, pp 3237-3240, (1998)
- [19] J.D. Schwartz, Q. Zhuge, J.Azaña and D.V. Plant, « *1-D uniform and chirped electromagnetic bandgap structures in substrate integrated waveguides at 60 GHz* », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 54, No. 3, pp. 735-737, (2012)
- [20] Z. Xiong, G.D. Peng, B.Wu, and P.L. Chu, « *Effects of the Zeroth-Order Diffraction of a Phase Mask on Bragg Gratings* », Journal of lightwave Technology, Vol. 17, No. 11, pp 2361-2365, (1999)
- [21] R. Kitamura, L. Pilon, and M. Jonasz, « *Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature* », Applied Optics, Vol. 46, No. 33, pp 8118-8133, (2007)
- [22] P. Yue, W. Xiao-ming, H Du, E.Y.B Pun, P.S. Chung, « *On the Zero-Order Diffraction of Phase Mask* », Chinese Physics Letter, Vol.14, No. 11, pp 830-833, (1997)
- [23] A. Yariv, « *Coupled-mode theory for guided-wave optics* », IEEE Journal of Quantum Electronic, Vol. 9, No 9 pp. 919–933, (1973)
- [24] S. Ugale and V. Mishra, « *Fiber Bragg Grating Modeling Characterisation and Optimization with different index profiles* », International Journal of Engineering Science and Technology, Vol 2, No 9, pp 4463-4468, (2010)
- [25] A. Ikhlef, R. Hedara, M. Chikh-bled, « *Uniform Fiber Bragg Grating modeling and simulation used matrix transfer method* », IJCSI International Journal of Computer Science Issues, Vol. 9, Issue 1, No 2, pp 368-374, (2012)
- [26] M. Yamada and K. Sakuda, « *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach* », Applied Optics, Vol. 26, No. 16, pp 3474-3478, (1987)
- [27] R.Kashyap, « *Desing of step-chirped fibre Bragg gratings* », Optics Communications, Vol 136, pp461-469, (1997)
- [28] L. Poladian, « *Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings* », Physical Review, Vol 48, No 6, pp 4758-4767, (1993)

- [29] K. Ennser, M.N. Zervas and R.I. Laming « *Optimization of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Optical Communications* », IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 34, No. 5, pp 770-778, (1998)
- [30] D.A. Buck and K.R. Shoulders « *An approach to Microminiature Printed Systems* », Proceedings of the Eastern Joint Computer Conference, pp. 55–59, (1959)
- [31] P. Hahmann, O.Fortagne, « *50 years of electron beam lithography: Contributions from Jena (Germany)* », Microelectronic Engineering, Vol 86, pp 438–441, (2009)
- [32] D. Rio, « *Lithographie électronique à basse énergie : application au multifaisceaux* », Thèse de doctorat, CEA-LETI/MINATEC, (2010)
- [33] J. Zhou and X. Min Yang « *Monte Carlo simulation of process parameters in electron beam lithography for thick resist patterning* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 24, pp 1202-1209, (2006)
- [34] Y.Sheng, Y.Qiu, J.Wang « *Diffraction of a phase mask with stitching errors in fabrication of fiber Bragg gratings* », Optical Engineering Vol 43, No 11, pp 2570-2573, (2004)
- [35] A.L. Bogdanov, J. Lapointe and J.H. Schmid « *Electron-beam lithography for photonic waveguide fabrication: Measurement of the effect of field stitching errors on optical performance and evaluation of a new compensation method* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 30, No 3, pp 1-7, (2012)
- [36] D.J. Dougherty, R.E. Muller, P.D. Maker, and S. Forouhar « *Stitching-Error Reduction in Gratings by Shot-Shifted Electron-Beam Lithography* », Journal of lightwave Technology, Vol. 19, No. 10, pp 1527-1531, (2001)
- [37] S. Thoms, D.S. Macintyre « *Tilt-corrected stitching for electron beam lithography* », Microelectronic Engineering, Vol 84, pp 793–796, (2007)
- [38] M. Gnam, D.S. Macintyre, M. Sorel, R. M. De la Rue, and S. Thoms « *Enhanced stitching for the fabrication of photonic structures by electron beam lithography* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 25, No 6, pp 2034-2037, (2007)
- [39] T. Komukai, « *Group Delay Ripple Reduction and Reflectivity Increase in a Chirped Fiber Bragg Grating by Multiple-Overwriting of a Phase Mask with an Electron-Beam* », IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12, No. 7, pp 816-818, (2000)
- [40] J. Albert, S. ThCriault, F. Bilodeau, D.C. Johnson, K.O. Hill, P. Sixt, and M.J. Rooks « *Minimization of Phase Errors in Long Fiber Bragg grating Phase Mask Made by using Electron Beam Lithography* », IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 10, pp 1334-1336, (1996)
- [41] A.E. Grigorescu and C.W. Hagen, « *Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art* », Nanotechnology, Vol 20, No 29, pp 1-31, (2009)
- [42] K. Koshelev, M.A. Mohammad, T. Fito, K.L. Westra, S.K. Dew and M. Stepanova, « *Comparison between ZEP and PMMA resists for nanoscale electron beam lithography experimentally and by numerical modeling* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol. 29, No. 6, pp 1-9, (2011)
- [43] Hans W. Lehmann, « *Thin Film Process I: Plasma-Assisted Etching* », (John L. Vossen & Werner Kern, Academic Press, 1991)
- [44] Gordon E. Moore « *Cramming more components onto integrated circuits* », Electronics Magazine, Vol. 38, No. 8, pp 82-85, (1965)

- [45] T.C. Penn, « *Forecast of VLSI Processing-A Historical Review of the First Dry-Processed IC* », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 26, No 4, pp 641-643, (1979)
- [46] M.A. Lieberman & A.J. Lichtenberg, « *Principles of Plasma discharges and materials processing* », (JohnWiley & Sonc Inc., 1994)
- [47] V.C. Donnelly and A. Kornblit « *Plasma etching: Yesterday, today and tomorrow* », Journal of Vacuum Science & Technology A Vol 31, No5, pp 1-48, (2013)
- [48] H. Nakata, K. Nishioka, and H. Abe', « *Plasma etching characteristics of chromium film and its novel etching mode* », Journal of Vacuum Science & Technology Vol 17, No 6, pp 1351-1357, (1980)
- [49] B. Wu, « *Photomask plasma etching: A review* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 24, No 1, pp 1-15, (2006)
- [50] X. Li, X. Hua, L. Ling, G.S. Oehrlein, M. Barela and H.M. Anderson « *Fluorocarbon-based plasma etching of SiO₂: Comparison of C₄F₆/Ar and C₄F₈/Ar discharges* », Journal of Vacuum Science & Technology A, Vol 20 No 6, pp 2052-2061, (2002)
- [51] M. Schaepekens, G.S. Oehrlein and J.M. Cook « *Effect of radio frequency bias power on SiO₂ feature etching in inductively coupled fluorocarbon plasmas* », Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol 18, No 2, pp 848-855, (2000)
- [52] E.R. Fuoco and L. Hanley, « *Large fluorocarbon ions can contribute to film growth during plasma etching of silicon* », Journal of Applied Physics, Vol 92, No 1, pp 37-44, (2002)
- [53] G. Cunge and J.P. Booth, « *CF₂ production and loss mechanisms in fluorocarbon discharges: Fluorine-poorconditions and polymerization* », Journal of Applied Physics, Vol. 85, No. 8, pp 3952-3959, (1999)
- [54] M.D. Henry, « *ICP Etching of Silicon for Micro and Nanoscale Devices* », Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, (2010)
- [55] R. Kashyap, M.D.L. Rocha, « *On the group delay characteristics of chirped fibre Bragg grating* », Optics Communications, Vol 153, pp 19-22, (1998)
- [56] M.R. Fernández-Ruiz, L. Wang, A. Carballar, M. Burla, J. Azaña, and S. LaRochelle, « *THz-bandwidth photonic Hilbert transformers based on fiber Bragg gratings in transmission* », Optics Letters, Vol. 40, No. 1, pp. 41-44, (2015)