



**HAL**  
open science

# Etude et exaltation des effets non-linéaires d'ordre trois en optique intégrée.

Enguerran Delcourt

► **To cite this version:**

Enguerran Delcourt. Etude et exaltation des effets non-linéaires d'ordre trois en optique intégrée..  
Optique / photonique. Université de Rennes 1 (UR1), FRA., 2017. Français. NNT: . tel-02941233

**HAL Id: tel-02941233**

**<https://hal.science/tel-02941233>**

Submitted on 16 Sep 2020

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

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

**THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

pour le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*Mention : PHYSIQUE*

**Ecole doctorale Sciences de la Matière**

**Enguerran Delcourt**

Préparée au sein du laboratoire des Fonctions Optiques pour les  
Technologies de l'information (Foton) UMR n°6082

**Etude et exaltation  
des effets non-  
linéaires d'ordre trois  
en optique intégrée.**

**Thèse rapportée par :**

**Véronique BARDINAL**

Directrice de recherche au Laboratoire d'Analyse et  
d'Architecture des Systèmes

**Nicolas DUBREUIL**

Maître de conférences à l'Institut d'Optique

**et prévue à Lannion  
le 14 Décembre 2017**

devant le jury composé de :

**Véronique BARDINAL**

Directrice de recherche au Laboratoire d'Analyse et  
d'Architecture des Systèmes (LAAS)

**Nicolas DUBREUIL**

Maître de conférences à l'Institut d'Optique

**Christophe FINOT**

Professeur à l'Université de Bourgogne /  
*examineur*

**Monique THUAL**

Professeur à l'institut Foton / *examinatrice*

**Loïc BODIQU**

Maître de conférences à l'Université de Rennes 1 /  
*co-directeur de thèse*

**Joël CHARRIER**

Maître de conférences à l'Université de Rennes 1 /  
*directeur de thèse*



<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Contexte et état de l'art</b>	<b>3</b>
2.1	Contexte et applications . . . . .	6
2.2	Généralités d'optique non-linéaire . . . . .	8
2.2.1	Mélange à 4 ondes . . . . .	9
2.2.2	Démultiplexage temporel par mélange à 4 ondes . . . . .	12
2.2.3	Auto-modulation de phase . . . . .	13
2.3	Résonateurs en optique non-linéaire . . . . .	15
2.4	Plates-formes intégrées pour l'optique non-linéaire d'ordre 3 . . . . .	17
2.4.1	Silicium . . . . .	18
2.4.1.1	Structures droites . . . . .	20
2.4.1.2	Micro-résonateurs . . . . .	22
2.4.2	Silicium poreux . . . . .	23
2.4.3	Silicium amorphe hydrogéné . . . . .	24
2.4.4	Matériaux III-V . . . . .	25
2.4.4.1	AlGaAs : Le silicium de l'optique non-linéaire . . . . .	26
2.4.4.1.a	Structures droites . . . . .	26
2.4.4.1.b	Micro-résonateurs . . . . .	27
2.4.5	Nitride de silicium . . . . .	28
2.4.5.1	$Si_3N_4$ . . . . .	28
2.4.5.2	$Si_xN_y$ . . . . .	30
2.4.5.3	Hydex . . . . .	30
2.4.5.3.a	Structures droites . . . . .	30
2.4.5.3.b	Micro-résonateurs . . . . .	31
2.4.6	Verres de chalcogénures . . . . .	31
2.4.7	Matériaux organiques . . . . .	32
2.5	Conclusion . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Guides d'ondes à base de matériaux organiques : conception, réalisation, caractérisations optiques linéaires et non-linéaires</b>	<b>37</b>
3.1	Guides d'onde en matériaux organiques . . . . .	38
3.1.1	Chromophores : molécules non-linéaires . . . . .	39

3.1.2	PMMI . . . . .	40
3.1.3	PMATRIFE . . . . .	41
3.2	Structures des guides d'ondes . . . . .	41
3.3	Théorie électromagnétique de la propagation guidée . . . . .	42
3.4	Méthode de l'indice effectif . . . . .	45
3.5	Dimensionnement des guides organiques . . . . .	47
3.6	Procédés de fabrication des guides organiques . . . . .	49
3.6.1	Dépôt du PMATRIFE . . . . .	50
3.6.2	Dépôt de la silice . . . . .	52
3.6.3	Dépôt du PMMI . . . . .	52
3.6.4	Photolithographie . . . . .	54
3.6.4.1	Dépôt de la résine . . . . .	54
3.6.4.2	Insolation . . . . .	55
3.6.4.3	Développement de la résine . . . . .	56
3.6.5	Gravure sèche . . . . .	57
3.6.6	Dépôt du superstrat . . . . .	58
3.6.6.1	Dépôt du nitrure de silicium . . . . .	58
3.6.6.2	Dépôt du PMATRIFE . . . . .	59
3.7	Caractérisations optiques linéaires . . . . .	60
3.7.1	Mesure du diamètre de mode . . . . .	60
3.7.1.1	Champ lointain . . . . .	60
3.7.1.2	Champ proche . . . . .	61
3.7.2	Mesure de pertes . . . . .	63
3.7.2.1	Fabry-Perot . . . . .	63
3.7.2.2	Cut-back . . . . .	65
3.8	Caractérisations non-linéaires . . . . .	68
3.8.1	Auto-modulation de phase . . . . .	68
3.9	Conclusion . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Guides d'ondes à base de verres de chalcogénures : conception, réalisation, caractérisations optiques linéaires et non-linéaires</b>	<b>75</b>
4.1	Verres de chalcogénures . . . . .	77
4.1.1	Synthèse des verres de chalcogénure . . . . .	78
4.1.2	Effets dispersifs . . . . .	79
4.1.2.1	Dispersion matériau . . . . .	80
4.1.2.2	Dispersion de forme . . . . .	81
4.2	Dimensionnement des guides d'onde en verres de chalcogénure . . . . .	81
4.3	Procédés de fabrication des guides . . . . .	84
4.3.1	Dépôt de la couche guidante . . . . .	84
4.3.2	Photolithographie . . . . .	84
4.3.3	Gravure des verres de chalcogénures . . . . .	85
4.4	Caractérisations optiques linéaires . . . . .	86
4.4.1	Mesure du diamètre de mode . . . . .	87
4.4.2	Mesure des pertes par cut-back . . . . .	87
4.4.3	Pertes par diffusion . . . . .	88
4.5	Caractérisations optiques non-linéaires . . . . .	90
4.5.1	Résultats expérimentaux d'auto-modulation de phase . . . . .	90

---

4.5.2	Simulation de l'auto-modulation de phase . . . . .	92
4.5.2.1	Auto-modulation de phase et effets dispersifs . . . . .	92
4.5.2.2	"Chirp" . . . . .	94
4.5.2.3	Algorithme splitstep . . . . .	95
4.5.2.4	Confrontations des résultats expérimentaux et théoriques dans le cas de guides d'onde en verre de chalcogénure . . . . .	98
4.5.3	Mélange à 4 ondes . . . . .	99
4.6	Conclusion . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Effet non-linéaire d'ordre 3 dans des micro-résonateurs en verres de chalcogénures</b> . . . . .	<b>105</b>
5.1	Mélange à 4 ondes dans une structure résonante . . . . .	107
5.2	Approche qualitative du dimensionnement des résonateurs . . . . .	111
5.3	Approche quantitative du dimensionnement des résonateurs . . . . .	114
5.3.1	Calcul du coefficient de couplage . . . . .	114
5.3.2	Facteur d'amélioration . . . . .	119
5.4	Dimensionnement des résonateurs . . . . .	120
5.4.1	Taux de couplage . . . . .	120
5.4.2	Rayon . . . . .	121
5.4.3	Longueur de couplage . . . . .	124
5.4.4	Gap et largeur . . . . .	125
5.4.5	Synthèse . . . . .	126
5.5	Procédés de fabrication des résonateurs en verres de chalcogénure . . . . .	129
5.6	Partie expérimentale . . . . .	129
5.6.1	Caractérisations linéaires . . . . .	129
5.6.1.1	Taille de mode . . . . .	130
5.6.1.2	Pertes de propagation . . . . .	130
5.6.1.3	Fonction de transmission . . . . .	130
5.6.2	Caractérisations non-linéaires . . . . .	136
5.6.2.1	Simulation du mélange à 4 ondes . . . . .	137
5.6.2.2	Mélange à 4 ondes . . . . .	137
5.7	Conclusion . . . . .	145
<b>6</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b> . . . . .	<b>147</b>



## TABLE DES FIGURES

2.1	Différents types de mélange à quatre ondes avec (a) et (b) : $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$ , (c) et (d) : $\omega_1 = \omega_2$ . . . . .	9
2.2	Principe du mélange à 4 ondes en OTDM d'un signal à 40 Gbit/s vers 10 Gbit/s . . . . .	12
2.3	Exemples d'élargissement du spectre induit par SPM ayant un déphasage maximal de (a) $0, 5\pi$ et (b) $1, 5\pi$ . . . . .	14
2.4	Représentation schématique d'un résonateur en anneau . . . . .	15
2.5	Facteur de Mérite non-linéaire (équation 2.36) du silicium en fonction de la longueur d'onde [12–14] . . . . .	19
2.6	(a) Spectre de mélange à 4 ondes obtenu sur guide droit de silicium ( $h = 200nm$ , $w = 400nm$ , $P_p = 7 dBm$ , $L = 1, 58cm$ ) [39] (b) Evolution de l'efficacité de conversion du mélange à 4 ondes en fonction de la longueur d'onde dans un guide droit de silicium ( $h = 300nm$ , $w = 500nm$ et $L = 1, 8cm$ ) [40]. . . . .	20
2.7	(a) Image obtenue par MEB de cristaux photoniques en silicium [50], (b) Spectre de mélange à 4 ondes dans un guide en cristaux photoniques de silicium [50], (c) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour différents indices de groupe [50] . . . . .	21
2.8	(a) Image obtenue par MEB d'un micro-résonateur en SOI [54] (b) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour un micro-résonateur de rayon $R = 10\mu m$ (c) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour un micro-résonateur de rayon $R = 50\mu m$ . . . . .	22
2.9	Différentes configurations de dispositifs à base de résonateurs circulaires (a) Configuration CROW à 2 résonateurs (b) Configuration SCISSOR à 3 résonateurs . . . . .	23
2.10	(a) Image obtenue par MEB en vue de profil d'un guide en PSi [60] (b) Image obtenue par MEB d'un résonateur avec son guide d'accès [60] (c) Évolution de la puissance de l'idler en fonction de la puissance du signal [60]. . . . .	24
2.11	(a) Image obtenue par MEB d'un guide en a-Si-H [64] (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance crête de pompe [64] . . . . .	25
2.12	Indice non-linéaire de réfraction de AlGaAs en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE ou TM [68] . . . . .	26



2.13	(a) Image obtenue par MEB d'un guide d'AlGaAs recouvert de nitrure de silicium [70] (b) Comparaison des efficacités de conversion expérimental et théorique en fonction de la puissance de pompe [70] . . . . .	27
2.14	(a) Vue de dessus d'un micro-résonateur avec son guide d'accès (b) Vue de biais de la zone de couplage du micro-résonateur [72] . . . . .	27
2.15	Peigne de fréquences obtenu à partir d'un micro-résonateur en AlGaAs [72]	28
2.16	(a) Micro-résonateur en Nitrure de silicium avec son guide d'accès [27] (b) Spectre en sortie d'un résonateur de 20 $\mu m$ de rayon [27] . . . . .	29
2.17	Evolution de la puissance de l'idler en fonction de la longueur du guide spirale en $Si_3N_4$ . . . . .	29
2.18	Schéma d'un guide spirale. Insert : image obtenue par MEB de la vue de coupe d'un guide en Hydrex [89] . . . . .	30
2.19	(a) Micro-résonateur en hydrex (b) Spectre en sortie d'un résonateur de 135 $\mu m$ de rayon [93] . . . . .	31
2.20	(a) Image MEB de guides en verres de chalcogénures [102] (b) Cristaux photoniques en verres de chalcogénures [104] . . . . .	32
2.21	(a) Structure de la molécule de DDMEBT [106] (b) Guides fentes en silicium recouvert de matériau non-linéaire [106] . . . . .	33
3.1	Représentation de la structure du 4,6-bis[2-(4-N,N-Diphenylamino-phenyl)-vinyl]-pyrimidine choisie lors de cette étude . . . . .	40
3.2	Structure chimique du PMMI . . . . .	40
3.3	Structure chimique du PMATRIFE . . . . .	41
3.4	Différents types de guides d'ondes (a) guide plan (b) guide ridge (c) guide enterré (d) guide rib . . . . .	42
3.5	Schéma simplifié d'un guide plan . . . . .	43
3.6	Représentation des polarisations : (a) transverse électrique (TE) (b) transverse magnétique (TM). . . . .	45
3.7	Schéma de la décomposition d'un guide ridge pour l'utilisation de la méthode de l'indice effectif . . . . .	46
3.8	Schéma de la méthode de l'indice effectif pour un guide d'onde ridge : (a) 1ère étape : calcul de l'indice effectif de la région 2 correspondant à un guide plan dans la direction x, (b) 2ème étape : Calcul de l'indice effectif du guide d'onde plan dans la direction (y) en utilisant l'indice effectif calculé grâce à l'étape précédente comme indice de réfraction de la couche guidante. . . . .	46
3.9	Représentation schématique de la structure des guides organiques "dopés" par des chromophores . . . . .	47
3.10	Zone de propagation monomode (jaune) de la structure de la figure 3.9 pour du (a) PMMI non dopé par des chromophores (b) PMMI dopé à 10 % (c) PMMI dopé à 20 % et (d) PMMI dopé à 40 % . . . . .	48
3.11	Facteur de Mérite en fonction de la largeur et de la hauteur d'un guide ayant comme couche guidante du PMMI et comme couche de confinement du PMATRIFE (a) Sans dopage en chromophore (b) Avec un dopage à 10 % (c) Avec un dopage à 20 % (d) Avec un dopage à 40 %. . . . .	49
3.12	Photographie de la salle blanche (a) classe 100 (b) classe 10 000 . . . . .	50
3.13	Représentation schématique de la structure guidante désirée à la fin des différentes étapes de fabrication . . . . .	50

3.14	Représentation schématique du procédé de spin coating (a) dépôt du matériau (b) étalement par rotation (c) évaporation du solvant . . . . .	51
3.15	Représentation schématique de la structure à la fin du dépôt de la couche de confinement . . . . .	52
3.16	Représentation schématique de la structure après le dépôt de silice . . . . .	53
3.17	(a) Évolution de l'épaisseur du dépôt de PMMI en fonction de la vitesse de rotation pour différentes concentrations de solution (b) Évolution de l'épaisseur du dépôt de PMMI dopé par des chromophores en fonction de la vitesse de rotation pour différentes concentrations de chromophore et avec une matrice de PMMI d'une concentration égale à 130 g/L . . . . .	54
3.18	Représentation schématique de la structure après le dépôt de la couche guidante, de la silice et du promoteur d'adhérence . . . . .	55
3.19	Représentation schématique de profil de la structure à la fin de l'étape de photolithographie . . . . .	56
3.20	(a) Vue de dessus obtenue au microscope de guides en résine SPR 700 1.0 sans promoteur d'adhérence (b) Vue de dessus obtenue au microscope de guides en résine SPR 700 1.0 avec promoteur d'adhérence (HMDS) . . . . .	57
3.21	Représentation schématique de profil de la structure à la fin de la RIE . . . . .	58
3.22	Représentation schématique de profil de la structure après le dépôt de la couche de nitrure de silicium . . . . .	59
3.23	Vue de profil obtenue par MEB du guide intégré en polymères incorporant des chromophores . . . . .	60
3.24	Principe de mesure en champ lointain . . . . .	61
3.25	Représentation schématique du banc de caractérisation par la méthode de champ proche . . . . .	62
3.26	(a) Profil expérimental en sortie de guide ( $\omega_{exp} = 2,42 \mu m$ en $1/e^2$ ) (b) Profil théorique en sortie de guide ( $\omega_{th} = 2,28 \mu m$ en $1/e^2$ ) pour des guides de $1,5 \mu m$ de haut et $1,5 \mu m$ de large obtenu à l'aide du logiciel commercial (Olympios) . . . . .	62
3.27	Montage expérimental du banc de mesure de pertes par la méthode Fabry-Perot . . . . .	64
3.28	Interférogramme théorique pour (a) un coefficient de réflexion de 4 % et de 95 % d'une cavité de 1 mm de long et sans pertes et (b) pour un coefficient de réflexion de 4 %, avec des pertes de 0,1 et 5 dB/cm pour une cavité de 1 mm . . . . .	64
3.29	Interférogramme expérimental obtenu dans un guide ( $h = 1,5 \mu m$ , $w = 1,5 \mu m$ et $L = 1,1 cm$ ) incorporant (a) 40 % de chromophores, (b) 20 % de chromophores, (c) 10 % de chromophores et (d) non dopé . . . . .	65
3.30	Représentation schématique de la mesure de pertes par la méthode de cut-back . . . . .	66
3.31	(a) Evolution des pertes en fonction de la longueur de l'échantillon pour des guides non dopés ( $h=1,5 \mu m$ , $w=1,5 \mu m$ ), (b) Evolution des pertes de propagation en fonction du pourcentage massique de dopage en chromophore pour des guides intégrés organiques. . . . .	67
3.32	Evolution des pertes de volume en fonction du nombre de molécules par unité de volume pour des guides organiques intégrés pour différents diamètres d'agrégats. . . . .	68

3.33	Montage expérimental du banc de caractérisation de la SPM . . . . .	69
3.34	Déphasage maximal en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire pour une puissance crête de 30,2 W d'un guide de 2 cm ayant une aire effective $1\mu m^2$ et des pertes de propagation de 6,7 dB/cm . . . . .	69
3.35	Montage expérimental du banc de caractérisation de la SPM dans le cas d'une injection fibre à fibre . . . . .	70
3.36	Evolution du déphasage maximal en fonction de la longueur de la fibre en silice de type SMF-28 pour une puissance crête de 30,2 W . . . . .	70
3.37	(a) Représentation du spectre normalisé en entrée et en sortie d'un guide intégré organique de 1,1 cm dopé à 40 % massique par des chromophores pour une puissance crête de 30,2 W et (b) Spectres obtenus en sortie du guide intégré organique dopé à 20 % massique pour différentes puissances de pompe . . . . .	71
3.38	Evolution du $n_2$ du chromophore en solution en fonction de la longueur d'onde . . . . .	72
4.1	Diagramme ternaire du système vitreux $Ge - Sb - Se$ . . . . .	78
4.2	Absorption du Se6 et du Se2 en fonction de la longueur d'onde . . . . .	78
4.3	Evolution de l'indice de réfraction des verres de chalcogénures utilisés au cours de cette thèse . . . . .	79
4.4	(a) Évolution de l'indice et de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde (b) Évolution du $\beta_2$ du $Se_6$ en fonction de la longueur d'onde (c) Évolution du paramètre de dispersion (D) du $Se_6$ en fonction de la longueur d'onde . . . . .	81
4.5	Zone de propagation des guides de Se6 sur silice avec en rouge la zone de propagation monomode non réalisable en salle blanche et en verte, la zone de propagation monomode réalisable en salle blanche au sein du laboratoire Foton . . . . .	82
4.6	Evolution des pertes par désadaptation de mode en dB entre une fibre de $2\mu m$ de diamètre de mode et le mode fondamental d'un guide en fonction des dimensions des guides (largeur-hauteur). . . . .	83
4.7	Représentation schématique de la structure retenue ayant comme couche guidante le Se6 et comme couche de confinement la silice. Les indices de réfraction linéaires sont données pour $\lambda = 1550nm$ . . . . .	83
4.8	Représentation schématique des différentes étapes de la photolithographie (a) Dépôt de la résine (b) Insolation (c) Développement . . . . .	85
4.9	Images obtenues au MEB de guides en Se6 sur silice pour (a) $w = 500$ nm, $h = 400$ nm et (b) $w = 600$ nm, $h = 400$ nm . . . . .	86
4.10	Profil de mode (a) expérimental et (b) théorique . . . . .	87
4.11	Evolution des pertes à 1550 nm en fonction de la longueur de l'échantillon dans des guides de Se6 de 400 nm d'épaisseur et (a) 500 nm de large (b) 600 nm de large. . . . .	88
4.12	Evolution des pertes par diffusion de surface en dB/cm en fonction de la rugosité des guides de Se6 de (a) 500 nm de large et une épaisseur de 400 nm (b) 600 nm de large et une épaisseur de 400 nm. . . . .	90

4.13	Spectres d'auto-modulation de phase obtenus dans un échantillon ayant une épaisseur de 400 nm, une largeur de 600 nm et une longueur de 1,1 cm pour différentes puissances de pompe . . . . .	91
4.14	Évolution d'une impulsion dans un milieu pour différentes longueur de dispersion . . . . .	93
4.15	Évolution de l'amplitude et de l'intensité normalisée d'une impulsion pour différents paramètres de dispersion . . . . .	94
4.16	Evolution de l'élargissement temporel en fonction de la distance de propagation pour une dispersion normale ( $D = 1000 \text{ ps} \cdot (\text{nm} \cdot \text{km})^{-1}$ ) . . . . .	95
4.17	Maillage spatial d'un échantillon . . . . .	95
4.18	Effet du chirp et de la dispersion sur un spectre initial présentant un déphasage maximal de $4, 5\pi$ (courbe bleue) pour (a) $C = 5, \beta_2 = 0$ (b) $C = -5, \beta_2 = 0$ (c) $C = 0 \beta_2 > 0$ (d) $C = 0 \beta_2 < 0$ . . . . .	97
4.19	Spectres expérimentaux et théoriques d'auto-modulation de phase d'un guide présentant les paramètres suivants : $w = 600 \text{ nm}$ , $h = 400 \text{ nm}$ , $L = 1,1 \text{ cm}$ , $\alpha = 9,7 \text{ dB/cm}$ , $\beta_2 = 958 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $C = 0,7$ . . . . .	98
4.20	Evolution du déphasage maximal en fonction de la puissance moyenne de pompe. En bleu : le déphasage maximal correspondant au $n_2$ moyen des 7 spectres ( $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ) et en rouge, le déphasage maximal de chaque spectre à une puissance donnée . . . . .	99
4.21	Montage expérimental du banc de caractérisation du mélange à 4 ondes . .	100
4.22	Montage expérimental du banc de caractérisation du mélange à 4 ondes dans le cas d'une injection fibre à fibre . . . . .	100
4.23	(a) Spectre de mélange à 4 ondes obtenu dans un guide en verres de chalcogénure de 400 nm de haut, 600 nm de large et 1,1 cm de long à l'aide d'une pompe amplifiée à 14,5 dBm et (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe avec en bleu, les résultats théoriques et en rouge les résultats expérimentaux. Le désaccord de phase est ici calculé pour un signal et une pompe décalée de 1 nm . . . . .	101
4.24	Efficacité de conversion en dB en fonction de la hauteur et de la largeur du guide pour un décalage de longueur d'onde entre la pompe et le signal de 1 nm, un $n_2$ égal à $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , $\alpha = 9,7 \text{ dB/cm}$ , $P_p = 14,5 \text{ dBm}$ et $P_s = 3,5 \text{ dBm}$ . . . . .	102
4.25	Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal dans des guides de 400 nm de haut pour 600 nm de large avec un $n_2$ égal à $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , $\alpha = 9,7 \text{ dB/cm}$ , $P_p = 14,5 \text{ dBm}$ , $\lambda_p = 1550,2 \text{ nm}$ et $P_s = 3,5 \text{ dBm}$ . . . . .	103
5.1	(a) Principe de couplage de la pompe et du signal dans une structure résonante, (b) Représentation schématique en vue de dessus d'un hippodrome avec son guide d'accès, (c) Représentation schématique en vue de profil d'un hippodrome avec son guide d'accès. . . . .	108
5.2	Evolution du rapport $\eta_r/\eta_s$ d'un résonateur ayant un rayon de $10 \mu\text{m}$ , une longueur de couplage nulle et un FE de 3 en fonction de la longueur du guide droit pour des pertes de propagation de 2, 6 et 10 dB/cm. Les longueurs effectives d'un guide de 1 cm pour ces pertes de propagation sont respectivement de 8, 5,4 et 3,9 mm . . . . .	109

5.3	Evolution du rapport $\eta_r/\eta_s$ d'un résonateur ayant un rayon de $10 \mu m$ et une longueur de couplage nulle en fonction de la longueur du guide droit pour différents FE et des pertes de propagation fixées à 6 dB/cm . . . . .	110
5.4	(a) Représentation schématique en vue de profil de la structure des résonateurs avec guide d'accès, (b) Zone de propagation monomode d'un guide (zone hachurée) ayant comme couche guidante du Se6, comme couche de confinement du Se2 et l'air comme superstrat. . . . .	111
5.5	Evolution de $sinc^2\left(\frac{KL}{2}\right)$ en fonction du périmètre d'un anneau en Se6 ( $n = 2,88$ ) pour différents accords de phase et pour en bleu un désaccord de phase non-linéaire nul et en rouge un désaccord de phase non-linéaire de $1000 m^{-1}$ . . . . .	112
5.6	Représentation schématique en vue de profil d'un guide ainsi que les 5 zones d'indice $n_i$ pour $i=1$ à 5 nécessaires pour l'utilisation de la méthode de Marcatili. . . . .	114
5.7	Représentation de la grandeur $k_x A_2/\pi$ en fonction de l'indice de la couche guidante . . . . .	116
5.8	Représentation de la section de deux guides couplés . . . . .	117
5.9	Représentation schématique de la zone de couplage d'un résonateur en anneau	118
5.10	Evolution du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage pour des pertes de 0,5, 5 et 10 dB/cm dans un résonateur en anneau ( $L_c = 0 \mu m$ ) de rayon $10 \mu m$ . . . . .	120
5.11	Evolution du facteur d'amélioration en fonction du rayon pour des pertes de 0,5 dB/cm, 5 dB/cm et 10 dB/cm et une longueur de couplage nulle . . . . .	121
5.12	Evolution du produit du facteur d'amélioration et de l'accord de phase en fonction du périmètre pour des pertes de 0,5 dB/cm, 5 dB/cm et 10 dB/cm, une longueur de couplage nulle et un couplage critique . . . . .	122
5.13	Définitions des paramètres d'un guide courbe . . . . .	123
5.14	Evolution du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage pour un résonateur en hippodrome de rayon $10 \mu m$ , des pertes de propagation de 5 dB/cm et des longueurs de couplage de 0, 18, 30 et $48 \mu m$ . . . . .	124
5.15	Représentation du taux de couplage d'un guide d'accès vers un résonateur en Se6 ayant un rayon de $10 \mu m$ , une hauteur de 800 nm et une longueur de couplage de (a) $18 \mu m$ et (b) $48 \mu m$ en fonction du gap et de la largeur	126
5.16	Représentation de $FE^8 sinc^2(KL/2)$ en fonction du gap et de la largeur d'un résonateur en Se6 ayant un rayon de $10 \mu m$ , une hauteur de 800 nm et une longueur de couplage de (a) $20 \mu m$ , $\alpha= 5$ dB/cm et (b) $48 \mu m$ , $\alpha= 5$ dB/cm, (a) $20 \mu m$ , $\alpha= 10$ dB/cm et (b) $48 \mu m$ , $\alpha= 10$ dB/cm . . . . .	127
5.17	Images obtenues au MEB de résonateurs en Se6 sur Se2 pour ayant une largeur de 600 nm, un gap de 450 nm, une longueur de couplage de $10 \mu m$ et un rayon de $20 \mu m$ . . . . .	129
5.18	Profil de mode (a) expérimental et (b) théorique d'un guide en Se6 sur Se2 ayant les paramètres suivants : $w = 600$ nm, $h = 800$ nm . . . . .	130
5.19	Evolution des pertes à 1550 nm en fonction de la longueur de l'échantillon dans des guides de Se6 sur Se2 de 800 nm d'épaisseur et pour (a) 500 nm de large et (b) 600 nm de large . . . . .	131
5.20	Montage expérimental permettant la mesure de la fonction de transfert des micro-résonateurs . . . . .	131

5.21	Spectres de transmission expérimental de résonateurs en Se6 sur Se2 ayant les paramètres suivants : (a) $R = 20 \mu m$ , $L_c = 30 \mu m$ , $w = 600 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ (b) $R = 10 \mu m$ , $L_c = 30 \mu m$ , $w = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $g = 550 \text{ nm}$ (c) $R = 10 \mu m$ , $L_c = 20 \mu m$ , $w = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $g = 550 \text{ nm}$ . . . . .	132
5.22	Facteur de qualité théorique en fonction du gap et de la largeur pour des résonateurs ayant les paramètres suivants : $R = 10 \mu m$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha_c = 1$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ (a) $L_c = 20 \mu m$ et (b) $L_c = 30 \mu m$ . . . . .	134
5.23	Finesse théorique en fonction du gap et de la largeur pour des réonateurs ayant les paramètres suivants : $R = 10 \mu m$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha_c = 0,96$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ (a) $L_c = 20 \mu m$ et (b) $L_c = 30 \mu m$ . . . . .	135
5.24	Spectres de transmission expérimental et théorique d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec $L_c = 30 \mu m$ , $R = 30 \mu m$ , $w = 600 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ et $\alpha_c = 0,96$ . . . . .	136
5.25	Montage expérimental pour la caractérisation du mélange à 4 ondes . . . . .	137
5.26	(a) Spectres de transmission expérimental d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec $L_c = 30 \mu m$ , $R = 30 \mu m$ , $w = 600 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant . . . . .	138
5.27	(a) Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants : $R = 30 \mu m$ , $L_c = 30 \mu m$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ , $\alpha_c = 0,96$ , $P_p = 16,12 \text{ dBm}$ (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe du résonateur précédemment décrit . . . . .	139
5.28	(a) Spectres de transmission expérimental d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec $L_c = 30 \mu m$ , $R = 20 \mu m$ , $w = 600 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant . . . . .	140
5.29	(a) Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants : $R = 20 \mu m$ , $L_c = 30 \mu m$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ , $\alpha_c = 0,96$ , $P_p = 16,12 \text{ dBm}$ (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe du résonateur précédemment décrit . . . . .	141
5.30	Efficacité de conversion du mélange à 4 ondes en fonction de la longueur de couplage d'un résonateur ayant les paramètres suivants : $R = 30 \mu m$ , $w = 600 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ , $\alpha_c = 0,96$ , $P_p = 16,1 \text{ dBm}$ . . . . .	142
5.31	Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants : $R = 10 \mu m$ , $L_c = 20 \mu m$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,1 \text{ dB/cm}$ , $\alpha_c = 0,96$ , $P_p = 16,1 \text{ dBm}$ . . . . .	144
5.32	(a) Spectres de transmission expérimental d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec $L_c = 20 \mu m$ , $R = 10 \mu m$ , $w = 500 \text{ nm}$ , $g = 500 \text{ nm}$ , $h = 800 \text{ nm}$ , $\alpha = 6,1 \text{ dB/cm}$ , $P_p = 16,1 \text{ dBm}$ et $L = 0,48 \text{ cm}$ ; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant . . . . .	144



## LISTE DES TABLEAUX

2.1	Classification des interconnexions optiques [2]. *LAN : Local Area Network	7
2.2	Propriétés optiques à 1550 nm des plates-formes intégrées pour des effets non-linéaires d'ordre 3. . . . .	18
2.3	Tableau récapitulatif de l'état de l'état du mélange à 4 ondes en optique intégrée pour des structures résonantes (R) et non résonantes (NR). . . . .	35
3.1	Indice de réfraction du PMMI incorporant des chromophores . . . . .	40
3.2	Paramètres de dépôt du PMATRIFE par spin coating . . . . .	51
3.3	Paramètre de dépôt de la couche de silice par pulvérisation cathodique . . . . .	53
3.4	Paramètres de dépôt du PMMI par spin coating . . . . .	54
3.5	Paramètres de dépôt de la résine SPR-700 1.0 par spin coating . . . . .	55
3.6	Paramètres de gravure de la silice par RIE . . . . .	58
3.7	Paramètre de gravure du PMMI par RIE . . . . .	58
3.8	Paramètres de dépôt de la couche de nitrure de silicium par PVD . . . . .	59
3.9	Tableau récapitulatif des pertes de propagation mesurées par la méthode du cut-back et par la méthode Fabry-Perot pour différents dopages. . . . .	66
3.10	Comparaison du $n_2$ , du $\beta_{TPA}$ et fu FOM des guides dopés avec le silicium . . . . .	71
4.1	Composition et propriétés optiques du Se6 et du Se2 à 1550 nm . . . . .	79
4.2	Tableau récapitulatif des paramètres des configurations retenues . . . . .	84
4.3	Paramètres de dépôt de la résine S1805 par spin coating . . . . .	85
4.4	Paramètres de gravure du Se6 par RIE . . . . .	86
4.5	Tableau récapitulatif des paramètres nécessaires à la simulation de la SPM . . . . .	97
5.1	Tableau récapitulatif de la contribution des dimensions d'une structure résonante sur le taux de couplage, l'aire effective et le désaccord de phase. . . . .	113
5.2	Tableau récapitulatif présentant le taux de couplage critique pour différentes longueurs de couplage et pertes de propagation ( $R = 10 \mu m$ ) . . . . .	125
5.3	Tableaux récapitulatifs de l'efficacité de conversion théorique pour différentes géométries . . . . .	128
5.4	Tableau comparatif de l'intervalle spectral libre expérimental et théorique avec $n_g = 3,04$ . . . . .	132
5.5	Tableau récapitulatif du facteur de qualité théorique pour différentes structures et pertes de couplage . . . . .	134



5.6	Comparaison des taux de complage expérimental et théorique pour les différentes structures testées . . . . .	136
5.7	Tableau comparatif expérience théorie de l'augmentation de l'efficacité de conversion entre structure résonante et non résonante avec un guide d'accès d'une longueur de 1,1 cm . . . . .	142

Le développement de la micro-électronique a permis d'augmenter de façon significative la puissance de calcul des processeurs. Aujourd'hui, cette puissance est limitée par le débit à laquelle les informations sont transportées entre les différentes unités de calcul. Cette limitation provient majoritairement des interconnexions électriques. Pour dépasser ces limitations, il est nécessaires de procéder à un bouleversement technologique en faisant cohabiter, au sein d'une même puce, électronique et optique. Cette rupture technologique ne pourra avoir lieu qu'à la condition d'un développement à grande échelle. Dans ce contexte, l'utilisation de la photonique sur silicium et des procédés technologiques CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) employés dans l'industrie de la micro-électronique est primordiale. Le silicium est la plate-forme privilégiée pour les composants électroniques depuis plus de 20 ans avec l'utilisation de silicium sur isolant (SOI, Silicon On Insulator) et est compatible avec la photonique du fait de ses "faibles" pertes de propagation à 1550 nm. La photonique sur silicium est donc une technologie permettant le contrôle de la lumière au sein d'une puce ouvrant des perspectives allant des interconnexions optiques jusqu'aux capteurs optiques en passant par l'optique quantique. Le fort confinement de la lumière dans ces puces permet d'augmenter grandement les interactions lumière-matière faisant du silicium une plate-forme non-linéaire largement utilisée en optique intégrée. Depuis plus de deux décennies, les techniques de micro et nano-fabrication ont permis le développement de cette filière et l'intégration de la majorité des fonctions optiques. Les avancées de la photonique sur silicium ont formé un ensemble étendu et polyvalent de composants optiques servant de "boîtes à outils" à l'élaboration de fonction optique plus complexe.

Ce travail doctoral se situe dans ce contexte et il est plus précisément porté sur l'étude de nouvelles plate-formes optiques intégrées pour l'obtention d'effets non-linéaires du 3<sup>ème</sup> ordre efficaces. En effet, le silicium présente des limitations au niveau de l'efficacité des effets non-linéaires générés du fait de l'absorption à deux photons et de la génération de porteurs libres. Afin de contourner ces limitations, d'autres plate-formes à haut potentiel non-linéaire sur substrat de silicium, à savoir les matériaux organiques ainsi que les verres de chalcogénures, ont été étudiées.

---

Afin de comprendre les avantages et inconvénients des différentes plate-forme, le premier chapitre de ce travail doctoral présentera une compilation des matériaux et des structures intégrées ayant permis l'obtention d'effets non-linéaires de façon efficace et intégrée. Cet état de l'art introduira les deux effets non-linéaires observés lors de cette thèse : l'auto-modulation de phase et le mélange à 4 ondes. L'objectif de ce chapitre étant de déterminer les plates-formes utilisées dans nos futurs expérimentations, un accent particulier sera porté leurs propriétés linéaires (indice de réfraction linéaire, pertes de propagation) et non-linéaires (indice de réfraction non-linéaire, absorption à 2 photons). Le choix des plate-formes s'effectuera également en fonction de leur compatibilité avec nos moyens technologiques.

Dans le second chapitre, le haut potentiel des matériaux organiques sera exploré à travers des molécules push-pull (chromophores) intégrées dans une matrice de polymère. Par cela, les différentes étapes de conception et de fabrication de guides enterrés seront présentées pour ensuite réaliser des caractérisations linéaires en terme de taille de mode et de pertes de propagation. La suite de ce chapitre traitera des caractérisations non-linéaires, à savoir de la mise en évidence de l'auto-modulation de phase.

Le troisième chapitre sera consacré aux premiers travaux réalisés sur les verres de chalcogénures à base de sélénures. En particulier, ce chapitre permettra de présenter le dimensionnement des guides mais aussi les différentes étapes du procédé technologique ayant permis la réalisation de guides droits. Des caractérisations linéaires comparables aux chapitre 2 à savoir des mesures de taille de mode et de pertes de propagation seront effectuées. La suite des travaux expérimentaux concerneront l'observation des phénomènes d'auto-modulation de phase et de mélange à 4 ondes. Pour finir, un modèle complet de simulation de l'auto-modulation de phase permettant une estimation de l'indice non-linéaire des guides sera détaillé.

Le dernier chapitre sera dédié à l'étude de l'exaltation du mélange à 4 ondes dans des structures intégrées résonantes en verres de chalcogénures. Dans un premier temps, les intérêts des micro-résonateurs vis à vis des guides droits seront présentés. Une approche qualitative puis quantitative permettra d'établir un protocole de dimensionnement des résonateurs optimisant les effets non-linéaires. La suite du chapitre présentera les caractérisations linéaires (diamètre de mode, pertes de propagation et fonction de transmission). Des expériences de mélange à 4 ondes pour différentes géométries résonantes seront effectuées. Ces résultats seront ensuite comparés au modèle utilisé lors du dimensionnement des résonateurs.

## CHAPITRE 2

# CONTEXTE ET ÉTAT DE L'ART DES PLATES-FORMES EN OPTIQUE INTÉGRÉE POUR LA GÉNÉRATION D'EFFETS NON-LINÉAIRES DU 3<sup>ÈME</sup> ORDRE

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Contexte et applications</b>	<b>6</b>
<b>2.2</b>	<b>Généralités d'optique non-linéaire</b>	<b>8</b>
2.2.1	Mélange à 4 ondes	9
2.2.2	Démultiplexage temporel par mélange à 4 ondes	12
2.2.3	Auto-modulation de phase	13
<b>2.3</b>	<b>Résonateurs en optique non-linéaire</b>	<b>15</b>
<b>2.4</b>	<b>Plates-formes intégrées pour l'optique non-linéaire d'ordre 3</b>	<b>17</b>
2.4.1	Silicium	18
2.4.1.1	Structures droites	20
2.4.1.2	Micro-résonateurs	22
2.4.2	Silicium poreux	23
2.4.3	Silicium amorphe hydrogéné	24
2.4.4	Matériaux III-V	25
2.4.4.1	AlGaAs : Le silicium de l'optique non-linéaire	26
2.4.5	Nitride de silicium	28
2.4.5.1	$Si_3N_4$	28
2.4.5.2	$Si_xN_y$	30
2.4.5.3	Hydex	30
2.4.6	Verres de chalcogénures	31
2.4.7	Matériaux organiques	32
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>33</b>

---



Dans ce chapitre, nous allons introduire le contexte et quelques exemples d'applications de ce travail doctoral. Des rappels théoriques concernant les effets non-linéaires du 3<sup>ème</sup> ordre utilisés lors de cette thèse, à savoir le mélange à 4 ondes ainsi que l'auto-modulation de phase seront présentés. Ces rappels permettront d'établir les différentes problématiques pour l'obtention d'une bonne efficacité des effets non-linéaires en optique intégrée. Le but de cette première partie est également de comprendre les moyens permettant de surmonter ces problématiques à travers un bon choix de plate-forme et/ou une structuration plus ou moins complexe des guides. Ces bases étant rappelées, la génération de mélange à 4 ondes ainsi que ses limitations dans des structures résonantes seront ensuite présentées. Les caractéristiques des plates-formes couramment utilisées en optique intégrée pour la génération d'effets non-linéaires d'ordre 3 ainsi que les réalisations associées seront décrites. Pour finir, le choix des plates-formes utilisées lors de cette thèse sera effectué à partir d'un bilan des différentes plates-formes et des propriétés des matériaux associés.

## 2.1 Contexte et applications

Depuis l'invention du micro-processeur en 1971 avec ses 2300 transistors et les meilleures cartes graphiques actuelles, la densité des transistors a été multipliée par plus de 3 millions. Tandis que chaque élément logique individuel voit ses performances s'améliorer sans cesse, les puissances de calcul sont limitées par la communication entre les différents éléments. Un véritable goulot d'étranglement de l'information se produit entre chaque élément logique et limite l'efficacité du composant. La conduction des lignes métalliques aux fréquences des processeurs (5 GHz) est influencée par la résistance et l'impédance des lignes. Ainsi, si en micro-électronique, les performances en vitesse étaient autrefois simplement déterminées par le nombre de transistors, la longueur des interconnexions entre les éléments des circuits est aujourd'hui le facteur limitant en terme de temps de transport et de consommation énergétique. La densité accrue d'interconnexions tend à faire augmenter la résistivité des lignes. Ainsi en 1980, le temps de transport associé à une interconnexion de 1 mm était de 6 ps alors qu'il est de 250 ps pour une résolution de gravure de 35 nm [1]. La longueur des interconnexions variant selon les zones des processeurs, un phénomène de latence très pénalisant peut apparaître. Enfin, l'augmentation de la densité des interconnexions métalliques conduit à des perturbations électromagnétiques du signal d'une ligne à l'autre. L'augmentation de la résistivité et de la capacité des lignes entraînent aussi une plus grande consommation énergétique des interconnexions principalement due à l'effet Joule. Les solutions à l'étude pour repousser ces limites sont : l'utilisation de matériaux à plus faible résistivité, à plus faible constante diélectrique, les interconnexions 3D et surtout les interconnexions optiques. Les interconnexions optiques sont les plus prometteuses et sont déjà largement présentes à différentes échelles (tableau 2.1).

	Distance	Nombre de connexions	Utilisation de l'optique
Internet	$\approx km$	1	Fin 1980-Début 1990
LAN*	10-2000 m	1-10	Fin 1990
Rack à rack	$\approx 30m$	$\approx 100$	$\approx 2007$
Carte à carte	1 m	100-1000	2010-2015
Intra-carte	0,1-0.3 m	1000	2015
Intra-puce	0,1-10 mm	100000	>2015

Tableau 2.1 – Classification des interconnexions optiques [2]. \*LAN : Local Area Network

L'utilisation de la lumière au lieu d'un courant électrique pour la transmission de signaux possède des avantages physiques certains. Historiquement, Goodman [3] puis Miller [4] furent les premiers à mettre en évidence les avantages du lien lumineux par rapport au lien électrique pour la micro-électronique. Si les signaux optiques ou électriques sont tous deux des ondes électromagnétiques, la différence entre les deux provient de leur fréquence d'oscillation, respectivement entre  $10^{14}$  et  $10^{15}$  Hz pour l'optique et  $10^9$  à  $10^{11}$  Hz pour l'électronique. Les avantages sont nombreux : une plus grande bande passante, un délai de transport réduit, une plus faible consommation électrique et la possibilité d'utiliser plusieurs longueurs d'onde sur un même canal. Pour ces raisons, les communications optiques ont déjà largement remplacées les communications électriques pour les longues distances grâce aux fibres optiques. Des démonstrations de distribution optique entre processeurs [5] ou entre processeurs et barres mémoires [6] ont été réalisées. En ce qui concerne le niveau d'intégration intra-puce, de nombreuses études comparent les liens optiques et électriques [7]. Les distances critiques de rentabilité du remplacement électronique/optique sont toujours débattues. Néanmoins, les chercheurs s'accordent sur les avantages majeurs de l'optique par rapport à l'électronique, à savoir que les performances des systèmes optiques sont limitées par les composants optoélectroniques associés, dont les caractéristiques s'améliorent avec le degré d'intégration. Afin de pleinement exploiter le potentiel de la photonique sur silicium, il faut être capable de générer de la lumière à partir de dispositifs extrêmement compacts compatibles avec la plate-forme CMOS. Si le silicium permet la réalisation de fonctions passives compactes, son gap indirect rend la fabrication de fonctions actives (sources, modulateurs, détecteurs) complexes. Différentes stratégies ont été explorées visant à améliorer les propriétés d'émission de lumière du silicium comme l'intégration de nano-cristaux de silicium dans une matrice de silice, de boîtes quantiques en Germanium dans le silicium [8], des nanocristaux de silicium pouvant être dopés à l'Erbium [9]. Ces technologies sont néanmoins secondaires devant une technique plus largement utilisée : le collage de matériaux III-V sur substrat de silicium. Le premier laser hybride III-V sur silicium a été réalisé en 1996 par l'équipe de Wada et Kamijoh [10]. Il a fallu attendre 10 ans pour que d'autres démonstrations soient faites grâce à la maturité des technologies de photonique sur silicium et grâce aux efforts des équipes de recherche européennes (LETI, IMEC, INL, III-V Lab, INSA) et américaines (UCSB, Intel, Caltech). Ce verrou technologique étant levé, l'utilisation du silicium et de toute plate-forme compatible avec les installations CMOS pour la réalisation d'interconnexions optiques intra-puces peut être envisagée. La propagation d'un signal optique au sein d'une

puce étant possible, il est également nécessaire de développer les fonctions optiques nécessaires au traitement du signal dans leur version intégrée. Ces fonctions optiques sont principalement basées sur la génération d'effets non-linéaires d'ordre 3 tel que le mélange à 4 ondes permettant de convertir en longueur d'onde et de démultiplexer temporellement les signaux. L'objectif de cette thèse est donc de générer un mélange à 4 ondes efficace en optique intégrée. Afin de bien cerner les paramètres permettant cette génération, il est nécessaire de rappeler quelques généralités d'optique non-linéaire.

## 2.2 Généralités d'optique non-linéaire

Les phénomènes optiques que nous percevons dans notre vie quotidienne relèvent d'interactions entre la lumière et la matière. Les interactions classiques comme la diffusion, la réfraction, la réflexion s'effectuent dans le domaine de l'optique linéaire. Dans ce cas, l'intensité lumineuse transmise est proportionnelle à l'intensité lumineuse incidente. Cela n'est plus vérifié pour de fortes intensités lumineuses comme celles produites par les lasers. Dans ce cas, les propriétés optiques peuvent varier en fonction du carré (2<sup>ème</sup> ordre) ou du cube (3<sup>ème</sup> ordre) de l'intensité de l'onde incidente : il s'agit du domaine de l'optique non-linéaire. Un effet non-linéaire apparaît lorsque le champ électrique de l'onde électromagnétique est du même ordre de grandeur que le champ électrique formé par le dipôle proton-électron d'un atome ( $10^5$  à  $10^{10}$  V/m). Dans le vide, une onde électromagnétique est représentée par son champ électrique  $\vec{E}$  et son champ magnétique  $\vec{B}$ . Lorsque qu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu matériel homogène, les champs ont pour effet d'induire dans la matière une polarisation  $\vec{P}$ , une aimantation  $\vec{M}$  et une densité de courant  $\vec{J}$ . Dans la suite de ce paragraphe, un matériau diélectrique et non magnétique est considéré. Le seul effet induit par la lumière est alors de nature électrique et se traduit par une polarisation du matériau. Quand le champ  $\vec{E}$  devient trop élevé, la polarisation ne dépend plus linéairement du champ électrique (équation (2.1)). En effet, le moment dipolaire que prend un atome soumis à un champ électrique résulte de la force de Coulomb exercée par ce champ sur le nuage électronique et de la force de rappel exercée par le noyau chargé positivement. A cause d'une distribution de charge non uniforme dans le nuage électronique, cette force de rappel n'est pas strictement proportionnelle au déplacement du nuage électronique et la loi de polarisation n'est pas strictement linéaire. La polarisation dépend de la permittivité du vide ( $\epsilon_0$ ) et de la susceptibilité diélectrique du matériau ( $\chi$ ) de la façon suivante :

$$\vec{\mathcal{P}} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots \quad (2.1)$$

Pour observer des effets non-linéaires, il faut aussi que le champ ne soit pas trop grand afin de ne pas créer de déformations irréversibles dans le milieu avec par exemple, des réactions photochimiques ou le claquage optique. Tout milieu diélectrique présente une réponse non-linéaire à un champ électromagnétique intense. L'effet Kerr est la réponse non-linéaire de l'indice de réfraction  $n$  du milieu, modulée par l'intensité optique selon la relation suivante :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.2)$$



Où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire et  $I$  l'intensité optique. La relation 2.2 montre qu'un faible indice non-linéaire peut être compensé par une forte intensité optique pour l'obtention d'effets non-linéaires. Les effets non-linéaires peuvent être classés selon différents ordres dépendant de l'ordre de la polarisation non-linéaire. Si la susceptibilité diélectrique d'ordre 2 ( $\chi^{(2)}$ ) du matériau est élevée (matériaux non centro-symétrique) alors les effets non-linéaires observables seront le doublement, la somme et la différence de fréquences. Si la susceptibilité diélectrique d'ordre 3 ( $\chi^{(3)}$ ) est élevée la polarisation non-linéaire peut s'écrire selon l'équation 2.3.

$$\vec{\mathcal{P}}_{NL}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (2.3)$$

Dans ce cas, les effets non-linéaires observables sont les effets paramétriques, l'absorption à 2 photons, l'auto-modulation de phase, la diffusion Raman et Brillouin. L'objectif de cette thèse est de générer un effet paramétrique appelé mélange à 4 ondes en optique intégrée. Les effets non-linéaires sont proportionnels au  $n_2$  du matériau, à la puissance optique ainsi qu'à la longueur d'interaction. L'optique intégrée peut paraître un mauvais candidat pour la génération d'effets non-linéaires mais le choix de la plate-forme ainsi que la structuration du matériau peut permettre la génération d'effets non-linéaires de façon efficace en optique intégrée. Dans leur version intégrée, ces effets non-linéaires sont capables de réaliser des fonctions optiques couramment utilisées en traitement du signal, à savoir le démultiplexage temporel, le démultiplexage en longueur d'onde ou la conversion de longueur d'onde. Le domaine d'application est donc très vaste et s'étend des télécommunications optiques jusqu'aux interconnexions optiques intra-puce. Les équivalents massifs de ces fonctions existent bien sûr mais outre la réduction des dimensions des composants, l'optique intégrée permet également une réduction de leur consommation. Les paramètres importants permettant l'optimisation du mélange à 4 ondes sont introduits dans la section suivante.

### 2.2.1 Mélange à 4 ondes

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire qui fait interagir 4 ondes électromagnétiques. En réalité 3 ondes électromagnétiques aux fréquences  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$  en génèrent une 4<sup>ème</sup> à la fréquence  $\omega_4$ . Différents types de mélange à 4 ondes sont possibles et sont résumés ci dessous :

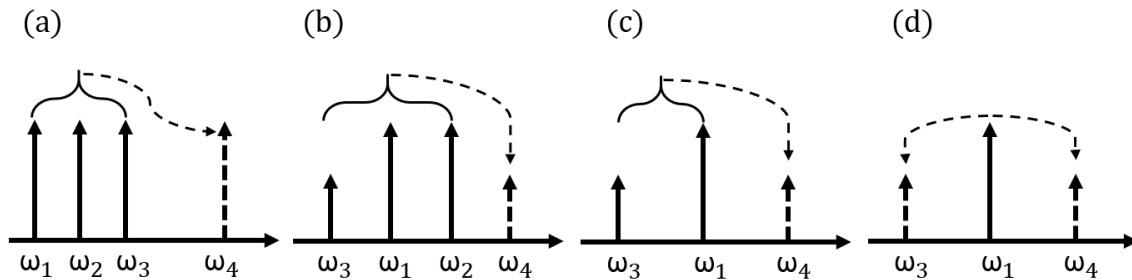


FIGURE 2.1 – Différents types de mélange à quatre ondes avec (a) et (b) :  $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$ , (c) et (d) :  $\omega_1 = \omega_2$

Ces ondes sont généralement d'intensité différentes, continues ou non. Il est communément admis d'appeler l'onde contenant l'information, le signal. Tandis que l'onde continue est appelée onde pompe. Par exemple, le cas de la figure 2.1 (b) correspond à l'interaction de deux pompes aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  avec un signal à la fréquence  $\omega_3$  qui mène à la création d'une nouvelle onde idler à la fréquence  $\omega_4$ . Dans le cas où les ondes pompes ont la même fréquence ( $\omega_1 = \omega_2$ ), le mélange à quatre ondes est qualifié de dégénéré (figure 2.1 (c)). Un mélange à 4 ondes efficace correspond à un transfert d'énergie efficace des ondes aux fréquences  $\omega_1, \omega_2$  et  $\omega_3$  vers  $\omega_4$ . Afin de comprendre les paramètres permettant d'optimiser cet effet, il est nécessaire d'introduire l'expression de la polarisation non-linéaire ( $\mathcal{P}_{NL}$ ) pour 4 ondes :

$$\mathcal{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 \mathcal{P}_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} + cc \quad (2.4)$$

avec  $\mathcal{P}_j$  contenant un des termes issus du produit des 4 champs. Par exemple,  $\mathcal{P}_4$  qui correspond à la polarisation induite par le champ associé à l'onde créée durant le processus peut être exprimé de la façon suivante :

$$\mathcal{P}_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 e^{i\theta_+} + 2E_1 E_2 E_3^* e^{i\theta_-} + \dots] \quad (2.5)$$

Avec  $\theta_+$  et  $\theta_-$  qui sont définis par :

$$\theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 + k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (2.6)$$

$$\theta_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (2.7)$$

Chaque terme décrit un phénomène physique bien particulier. Le premier terme décrit le champ créé durant le processus du mélange à 4 ondes qui interagit avec lui même pour créer de l'auto-modulation de phase. Les trois termes suivants voient l'enveloppe lentement variable des 3 ondes interagissant avec la 4<sup>eme</sup> onde. Il s'agit de la modulation de phase croisée. Les autres termes correspondent à la combinaison de fréquences des 4 ondes. Les différentes combinaisons de vecteurs d'onde et de fréquences sont contenues dans les expressions de  $\theta_+$  et  $\theta_-$ .  $\theta_+$  crée une onde à la fréquence  $\omega_4$  à partir des trois fréquences initiales  $\omega_1, \omega_2$  et  $\omega_3$ . Si les 3 ondes initiales sont à la même fréquence  $\omega_1$ , l'onde créée sera à la fréquence  $\omega_4 = 3 \omega_1$  (triplage de fréquence).  $\theta_-$  correspond à la création d'une onde (idler) à la fréquence  $\omega_4$  à partir de 2 pompes  $\omega_1$  et  $\omega_2$  et d'un signal  $\omega_3$ . La relation entre ces fréquences est définie par la loi de conservation de l'énergie de la façon suivante :

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 \quad (2.8)$$

Dans le cas de deux pompes dégénérées, la fréquence de l'idler est donnée par :

$$\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3 \quad (2.9)$$

$\theta_+$  et  $\theta_-$  décrivent à la fois les fréquences générées lors du mélange à 4 ondes mais aussi l'efficacité de la conversion via l'accord de phase (K) reliés de la façon suivante :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 \sin^2 \left( \frac{KL_{eff}}{2} \right) \quad (2.10)$$

Avec  $P_p$  la puissance de pompe,  $L_{eff}$  la longueur effective de l'échantillon définie par l'équation (2.11).

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}] \quad (2.11)$$

L est la longueur du milieu de propagation et  $\alpha$  sont les pertes de propagation. La formulation de l'efficacité de conversion la plus couramment utilisée car permettant son calcul directement à partir d'un spectre de mélange à 4 ondes est la suivante :

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{i,sortie}}{P_{s,entrée}} \quad (2.12)$$

Avec  $P_{s,entrée}$  et  $P_{i,sortie}$  étant respectivement la puissance du signal en entrée de l'échantillon et la puissance de l'idler en sortie de l'échantillon,  $\gamma$  est le paramètre non-linéaire défini selon l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (2.13)$$

Avec  $n_2$  l'indice non-linéaire de réfraction du matériau considéré,  $A_{eff}$  l'aire effective du mode dans la structure et  $\lambda$  la longueur d'onde. L'accord de phase introduit dans l'équation de l'efficacité de conversion (équation 4.30) résulte de la somme de l'accord de phase prenant en compte les effets dispersifs (accord de phase linéaire) du guide d'onde  $\Delta k_L$  et des effets non-linéaires  $\Delta k_{NL}$  selon l'équation (2.14)

$$K = \Delta k_L + \Delta k_{NL} \quad (2.14)$$

Une autre façon d'écrire l'accord de phase linéaire pour des pompes aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  est la suivante :

$$\Delta k_L = (\tilde{n}_3 \omega_3 + \tilde{n}_4 \omega_4 - \tilde{n}_1 \omega_1 - \tilde{n}_2 \omega_2) / c \quad (2.15)$$

Les indices  $\tilde{n}_1$  à  $\tilde{n}_4$  sont les indices effectifs de la structure guidante. Enfin,  $\Delta k_{NL}$  s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2) \quad (2.16)$$

$P_1$  et  $P_2$  sont les puissances des ondes 1 et 2. D'après l'équation (4.30), l'efficacité de conversion du mélange à 4 ondes est optimale quand  $K = 0$ . Pour cela, il faut qu'un terme de l'équation (2.14) soit négatif. La contribution du matériau  $\Delta k_L$  peut être exprimée à l'aide du décalage de fréquence entre la pompe et les ondes créées ( $\Omega$ ) mais aussi via la dispersion du matériau ( $\beta_2$ ) selon l'équation suivante :

$$\Delta k_L = \beta_2 \Omega^2 \quad (2.17)$$

Etant donné que l'accord de phase non-linéaire est toujours positif, une dispersion négative peut permettre d'avoir un  $K$  nul. Dans un cas dégénéré, une pompe à  $\omega_1$  crée deux fréquences  $\omega_3$  et  $\omega_4$  réparties symétriquement de part et d'autre de la pompe. Ce décalage est noté  $\Omega$ .

$$\Omega = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad (2.18)$$

L'onde ayant la plus basse fréquence est appelée onde Stokes et l'autre est appelée anti-Stokes. Cet effet non-linéaire est largement utilisé en traitement du signal car capable de générer de nouvelles longueurs d'onde sans dégradation de la phase de l'onde anti-Stokes. Le démultiplexage temporel peut se réaliser de façon optique et intégrée en utilisant le mélange à 4 ondes, son principe est décrit dans la section suivante.

### 2.2.2 Démultiplexage temporel par mélange à 4 ondes

Le mélange à 4 ondes est un effet non linéaire d'ordre 3 qui permet à la fois de faire de la conversion de longueur d'onde et du démultiplexage temporel. Une onde pompe de forte puissance et un signal haut débit sont envoyés dans un milieu non linéaire de façon synchrone. L'interaction de ces ondes avec le milieu non linéaire résulte en la création d'une nouvelle onde décalée en longueur d'onde avec la même information que le signal. De plus, la nouvelle longueur d'onde créée ayant le même débit que la pompe, un démultiplexage temporel de l'information est également réalisé. L'insertion d'une ligne de retard entre les deux ondes permet d'échantillonner l'ensemble du signal par la pompe. Ainsi le débit de la pompe détermine le débit en sortie du système.

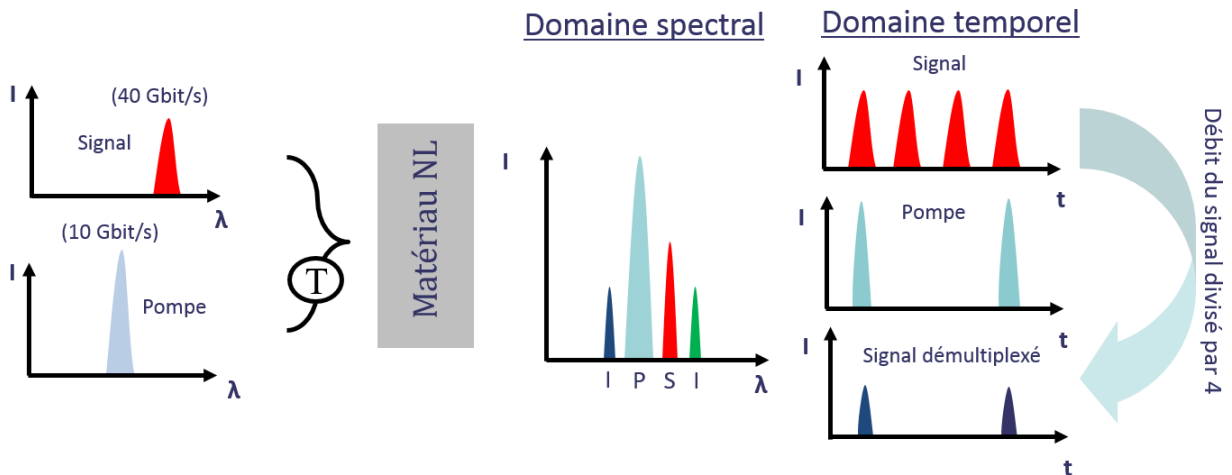


FIGURE 2.2 – Principe du mélange à 4 ondes en OTDM d'un signal à 40 Gbit/s vers 10 Gbit/s

La figure 2.2 montre le schéma typique d'une expérience de démultiplexage temporel basé sur ce principe. Le signal démultiplexé de cet exemple à un débit quatre fois inférieur

au signal à l'entrée du système. L'idler de gauche (bleu foncé) est généré avec deux photons de pompe et un photon de signal, tandis que l'idler de droite (vert) est généré avec deux photons de signal et un photon de pompe. L'idler représenté en vert a donc un champ égal à  $E_s^2 \cdot E_p$  tandis que le champ de l'idler en bleu foncé est égal à  $E_p^2 \cdot E_s$ . La phase du signal lors de sa retranscription sur l'idler vert est donc perdue. Il faut donc être prudent pour effectuer un démultiplexage temporel utilisant le mélange à 4 ondes de signaux ayant un codage sur la phase étant donné qu'un des deux idlers ne contiendra pas cette information. Cette technique souffre de la limitation due à un faible rapport signal à bruit du signal généré. En effet, l'efficacité de conversion du composant modifiera le rapport signal à bruit et donc le nombre d'erreur de transmission induit par le système. Cette limitation peut être fortement atténuée en augmentant l'efficacité du mélange à 4 ondes notamment par la maximisation du paramètre non-linéaire  $\gamma$ . Ce paramètre non-linéaire est défini par l'équation 2.13 et peut être optimisé avec le choix de la plate-forme ( $n_2$  élevé) ainsi qu'avec une structuration du matériau ( $A_{eff}$  faible). Le mélange à 4 ondes n'est pas le seul effet non-linéaire d'ordre 3. Si la puissance de pompe est suffisante, il peut être associé à l'auto-modulation de phase.

### 2.2.3 Auto-modulation de phase

Une seule onde est mise en jeu ici, d'où le nom d'auto-modulation de phase (SPM pour Self Phase Modulation). Une onde de forte puissance se propageant sous forme d'impulsion va induire une variation temporelle de l'indice de réfraction par effet Kerr. L'auto-modulation de phase est en quelque sorte l'analogie temporelle à l'auto-focalisation. Cette variation temporelle de l'indice de réfraction induit une variation de la phase de la façon suivante :

$$\Phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n(I) L_{eff} \quad (2.19)$$

$\omega_0$  et  $\lambda_0$  sont la pulsation et la longueur d'onde de l'onde et  $n(I)$  est défini par l'équation 2.2. La phase dépendant du temps modifie donc la largeur et la forme du spectre via la fréquence instantanée  $\omega(t)$  définie par :

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{2\pi}{\lambda_0} L_{eff} n_2 \frac{dI(t)}{dt} \quad (2.20)$$

L'élargissement étant directement relié à la phase, la notion de déphasage maximal ( $\phi_{max}$ ) est privilégiée à celle d'élargissement spectral et est donnée en fonction de  $\pi$  [11].

$$\phi_{max} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \quad (2.21)$$

Avec  $L_{NL}$ , la longueur non-linéaire définie dans l'équation 2.22 et  $L_{eff}$  la longueur effective définie dans l'équation 2.11 [11].

$$L_{NL} = \frac{1}{P_p \gamma} \quad (2.22)$$

L'optimisation du  $n_2$  et de  $A_{eff}$  permet ainsi la maximisation de  $\gamma$  et donc la réduction de  $L_{NL}$  par rapport à  $L_{eff}$ . L'optimisation de l'auto-modulation de phase a donc une

dépendance matériau ( $n_2$  et  $\alpha$ ) mais aussi structurelle ( $A_{eff}$ ). Cette description permet d'avoir une approche quantitative de l'auto-modulation de phase. L'approche qualitative se fait à partir du premier terme de l'équation 2.5. La prise en compte des pertes de propagation ainsi qu'une dispersion nulle permet d'obtenir l'évolution de l'amplitude du champ  $U(z, T)$  selon sa direction de propagation  $z$  et du temps  $T$  donnée par l'équation 2.23 [11].

$$U(z, T) = U(0, T)e^{i\Phi_{NL}(L, T)} \quad (2.23)$$

$U(0, T)$  étant l'amplitude du champ incident et  $\Phi_{NL}$ , la phase non-linéaire définie par l'équation 2.24 [11].

$$\Phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left( \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \quad (2.24)$$

Les équations 2.23 et 2.24 permettent ainsi d'obtenir la déformation d'une impulsion gaussienne par auto-modulation de phase (figures 2.3 (a) et (b)).



FIGURE 2.3 – Exemples d'élargissement du spectre induit par SPM ayant un déphasage maximal de (a)  $0,5\pi$  et (b)  $1,5\pi$

Le déphasage maximal peut également être approximé à partir du nombre de pics ( $M$ ) par la relation suivante [11] :

$$\Phi_{max} = M - \frac{1}{2} \quad (2.25)$$

La figure 2.3 (a) contient un pic et correspond donc à  $\Phi_{max} = 0,5\pi$ . La figure 2.3 (b) en contient deux et correspond à  $\Phi_{max} = 1,5\pi$ . D'après les équations 2.21 et 2.22, la dépendance de la SPM avec la puissance de pompe est linéaire tandis que la dépendance du mélange à 4 ondes avec la puissance de pompe est quadratique. Le seuil d'apparition du mélange à 4 ondes est donc plus bas que celui de la SPM. L'observation de l'auto-modulation de phase est donc un bon indicateur pour l'observation du mélange à 4 ondes. La mise en évidence expérimentale de l'auto-modulation de phase en termes de moyen et de temps étant plus aisée que pour le mélange à 4 ondes, les premières expériences non-linéaires porteront donc sur l'observation de cet effet. Dans les effets non-linéaires d'auto-modulation de phase et de mélange à 4 ondes, il y a une dépendance matériau via le  $n_2$ , les

perles et l'absorption à deux photons et une dépendance structurelle via l'aire effective du guide. Ce premier niveau de structuration du matériau n'est pas toujours suffisant pour générer un mélange à 4 ondes efficace. Un niveau de complexité supplémentaire augmentant l'efficacité des effets paramétriques peut être introduit avec l'utilisation de structures résonantes.

## 2.3 Résonateurs en optique non-linéaire

Ces structures étant largement utilisées lors de cette thèse, une présentation de leur géométrie et de leur intérêt sera brièvement présentée dans cette section. Une étude plus détaillée introduisant le calcul du taux de couplage ainsi que les caractéristiques spectrales des résonateurs sera présentée au chapitre 4. Le modèle d'un résonateur en anneau (figure 2.4) est détaillé ci dessous.

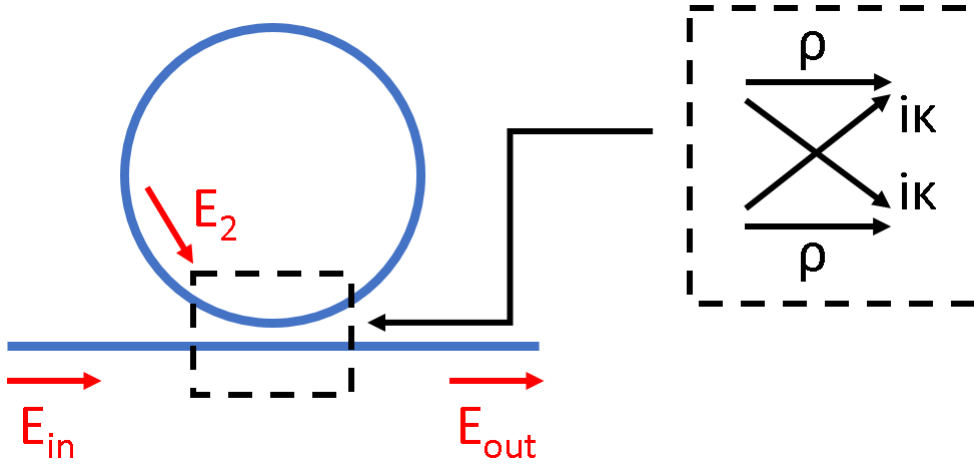


FIGURE 2.4 – Représentation schématique d'un résonateur en anneau

L'intérêt de l'utilisation de micro-résonateurs en optique intégrée réside notamment par l'augmentation de la densité de puissance. Il est de ce fait utile de comparer le champ d'entrée ( $E_{in}$ ) et le champ de sortie ( $E_{out}$ ). Pour cela, il est nécessaire d'introduire différentes grandeurs comme les coefficients de couplage  $\kappa$  et de transmission  $\rho$  reliés entre eux dans le cas d'un coupleur présentant des pertes de couplage  $\alpha_c$  par la relation suivante :

$$\kappa^2 \alpha_c + \rho^2 \alpha_c = \alpha_c^2 \quad (2.26)$$

A l'aide de la théorie des modes couplés, il est possible d'établir qu'une fraction de l'énergie provenant d'un guide d'accès est couplée à l'anneau. Chaque résonateur peut donc être défini par sa fonction de transfert. La fonction de transfert en intensité est donnée par la relation suivante :

$$T(\omega) = \frac{\rho^2 \alpha_c^2 + a^2 \alpha_c^4 - 2a\rho\alpha_c^3 \cos(\phi(\omega))}{1 + \rho^2 a^2 \alpha_c^2 - 2a\rho\alpha_c \cos(\phi(\omega))} \quad (2.27)$$

Avec  $a$ , l'atténuation sur un tour et  $\phi = 2\pi n_{eff}L/\lambda$ .  $n_{eff}$  étant l'indice effectif de la structure. Les résonances sont obtenues lorsque le retard accumulé sur un tour est un multiple de  $2\pi$  :

$$\frac{2\pi n_{eff}L}{\lambda} = p2\pi \quad (2.28)$$

où  $p$  est un nombre entier et  $L$  le périmètre du résonateur. La longueur d'onde de résonance s'exprime :

$$\lambda_{res} = \frac{n_{eff}L}{p} \quad (2.29)$$

L'équation 2.29 montre que seules certaines longueurs d'onde sont susceptibles d'être couplées à l'anneau. Ces résonances sont séparées les unes des autres par l'intervalle spectral libre (ISL) donné par la relation suivante :

$$ISL = \frac{\lambda_{res}^2}{Ln_g} \quad (2.30)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe qui s'exprime en fonction de la longueur d'onde et de l'indice effectif par la relation 2.31

$$n_g(\lambda) = n_{eff}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad (2.31)$$

Pour comprendre l'intérêt d'une structure résonante en optique non-linéaire, il est nécessaire de considérer le champ interne ( $E_2$ ). Le rapport entre le champ interne et celui incident est appelé facteur d'augmentation de puissance intra-cavité (FE) et est défini de la manière suivante :

$$FE(\omega) = \left| \frac{E_2}{E_{in}} \right| = \sqrt{\frac{\kappa^2 a^2}{1 - 2a\rho \cos(\phi(\omega)) + a^2 \rho^2}} \quad (2.32)$$

Le facteur FE est donc le facteur déterminant l'intérêt d'une structure résonante par rapport à son équivalent non résonant. Ce facteur dépend de la longueur d'onde et est défini à résonance de la manière suivante :

$$FE(\omega_0) = \frac{\kappa a}{(1 - a\rho)} \quad (2.33)$$

A résonance, la somme cohérente de tous les champs partiels conduit donc à une surtension qui peut être très importante. Cette propriété est mise à profit pour exalter les interactions entre la lumière et la matière et notamment en optique non-linéaire. Le lien avec l'efficacité du mélange à 4 ondes est donné par l'équation suivante :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{KL_{eff}}{2} \right) FE^8(\omega_0) \quad (2.34)$$

Le facteur d'amélioration est calculé selon l'équation 2.32 à partir du champ interne et celui à l'entrée de la cavité. Le passage du champ à l'intensité des 4 ondes impose donc



sa mise à la puissance 8 (équation 2.34). Cette équation permet de simplifier les notations mais parfois il est nécessaire de faire la distinction entre les ondes de pompe, de signal et d'idler et ainsi écrire :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{KL_{eff}}{2} \right) FE_p^4(\omega_0) FE_s^2(\omega_0) FE_i^2(\omega_0) \quad (2.35)$$

Cette distinction peut ne pas se faire si l'on fait coïncider les ondes de pompe, de signal et d'idler avec des résonances voisines. En effet, entre deux résonances adjacentes, le taux de couplage  $\kappa$  sera similaire. Seule la variation d'indice de matériau en fonction de la longueur d'onde (dispersion) est susceptible de modifier le taux de couplage et donc le facteur d'amélioration entre les ondes pompe, signal et idler. Afin de profiter du facteur FE, il faut donc être capable de coupler l'énergie du guide droit vers le résonateur en faisant coïncider les longueurs d'onde de la pompe et du signal avec deux résonances adjacentes. Les idlers peuvent ainsi être générés dans les résonances voisines de part et d'autre de la pompe et du signal. Les efficacités de conversion données par les équations 2.34 et 2.35 sont les solutions analytiques des équations couplées qui gouvernent l'évolution de l'amplitude des 4 ondes. D'après l'équation 2.35, les paramètres du milieu non-linéaire optimisant l'efficacité de conversion sont un  $n_2$  élevé, de faibles pertes de propagation, une aire effective faible et un bon accord de phase. L'aire effective dépend des dimensions minimales permises par le contraste d'indice de la structure tandis que les pertes de propagation dépendent à la fois de la composition du matériau mais aussi du procédé de fabrication des guides d'ondes. Le choix d'une plate-forme compatible avec les installations à notre disposition et présentant les meilleures caractéristiques non-linéaires est donc primordiale pour la génération d'effets non-linéaires de façon intégrée.

## 2.4 Plates-formes intégrées pour l'optique non-linéaire d'ordre 3

Le traitement du signal tout optique, notamment à base de fibre optique a permis de développer un large éventail de compétences et de technologies de pointe capables de commuter les signaux, de les démultiplexer ou de les régénérer à très grande vitesse. La capacité à produire de tels systèmes dans leur forme intégrée permettra de bénéficier de nombreux avantages en terme de coût, d'encombrement, de consommation d'énergie, de performances et de leur compatibilité avec la micro-électronique. La quête de plates-formes performantes en optique non-linéaire intégrée s'est naturellement portée sur des matériaux à haut potentiel non-linéaire, à savoir le silicium, les verres de Chalcogénures (ChGs), les matériaux III-V, l'Hydex, le nitrure de silicium ou les matériaux organiques du fait de leur  $n_2$  élevé et/ou de leur faible aire effective et pertes de propagation. Historiquement, l'optique intégrée pour des applications non-linéaires à 1550 nm utilise le silicium et les semi-conducteurs à base d'arseniure (AlGaAs). D'autres matériaux dont les propriétés sont recensées dans le tableau 2.2 présentant de bonnes caractéristiques pour la génération d'effets non-linéaires intégrés ont également été développés afin de contourner les limitations des premières plates-formes que nous verrons dans les paragraphes suivants.

	$n$	$n_2(m^2/W)$	$\alpha(dB/cm)$	$\beta_{TPA}(cm/GW)$	Ref
$c - Si$	3,47	$4.10^{-18}$	$\approx 1$	0,9	[12-14]
SiP	1,4 - 3,47	$2, 3.10^{-18}$	20-30	0,7	[15]
$a - Si : H$	3,33	$7.10^{-17}$	$\approx 3$	0,3	[16, 17]
AlGaAs	2,9 - 3,4	$8.10^{-18}$	0,5-4	Négligeable	[18-20]
ChGs	2,1 - 2,9	$5.10^{-18} - 2.10^{-17}$	1-5	Négligeable	[21-25]
$Si_3N_4$	1,86	$2, 5.10^{-19}$	0,5	Négligeable	[26, 27]
Hydex	1,72	$1, 9.10^{-19}$	0,0001	Négligeable	[28]
Organiques	1,4 - 1,7	$10^{-20} - 10^{-17}$	5-20	Négligeable	[29, 30]

Tableau 2.2 – Propriétés optiques à 1550 nm des plates-formes intégrées pour des effets non-linéaires d'ordre 3.

Ces bonnes propriétés ont permis la génération d'effets non-linéaires de façon efficace et intégrée. Les propriétés linéaires et non-linéaires de ces matériaux ainsi que les réalisations ayant pour but de générer du mélange à 4 ondes sont décrites dans les sections suivantes.

### 2.4.1 Silicium

En tant que plate-forme pour la photonique linéaire et non-linéaire, le silicium ou plus précisément le silicium sur isolant (SOI) est le candidat privilégié pour la conception de fonctions optiques intégrées. En effet, ses indices de réfraction linéaire et non-linéaire étant très élevés (respectivement 3,473 et  $10^{-18}m^2/W$  à 1550 nm) permettent de réaliser des composants efficaces et compacts. La possibilité de combiner électronique et photonique sur une même puce, tout en profitant d'infrastructures CMOS développées fait du silicium la plate-forme la plus étudiée actuellement. Son excellente conductivité thermique, un bon confinement de la lumière et une zone de transparence de 1100 nm à 8000 nm renforcent son attrait en optique intégrée. Bien que le silicium soit très attrayant, il souffre de certains inconvénients et notamment de son absorption à deux photons (TPA pour Two Photon Absorption) élevée dans la bande Télécom (figure 2.5) et diminuant fortement dans la zone correspondant aux longueurs d'onde SWIR (Short Wave Infrared).

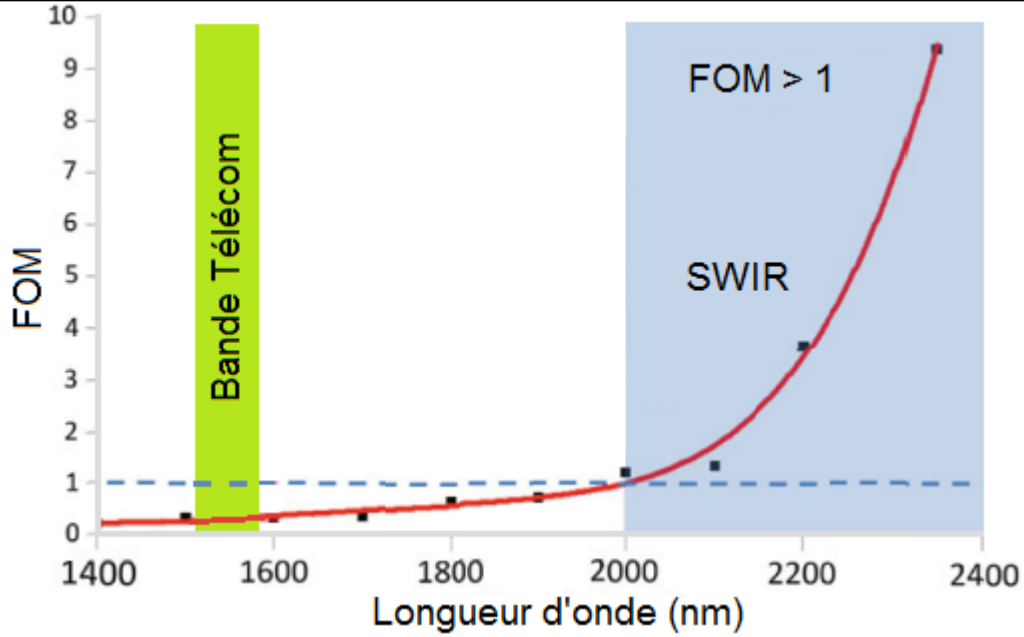


FIGURE 2.5 – Facteur de Mérite non-linéaire (équation 2.36) du silicium en fonction de la longueur d'onde [12–14]

L'absorption à deux photons est l'absorption simultanée de deux photons de fréquence identique. L'absorption à deux photons est un phénomène d'optique non-linéaire du 3<sup>ème</sup> ordre dépendant de l'intensité prédit théoriquement par M. Göppert-Mayer en 1931 mais qui n'a été observé expérimentalement qu'en 1961 avec l'avènement des lasers. Ainsi, si un milieu est éclairé avec une onde monochromatique suffisamment intense à la fréquence  $\omega_1$ , ce milieu n'étant pas absorbant pour une intensité faible, il peut être très absorbant à plus forte intensité. Pour une fonction basée sur le mélange à 4 ondes dont l'efficacité diminue avec les pertes, la TPA est donc un effet néfaste. Afin d'estimer les performances d'une plate-forme, un facteur de Mérite (FOM) est défini selon l'équation (2.36). Il s'agit du rapport et donc de la compétition entre l'indice non-linéaire  $n_2$  du matériau et son coefficient d'absorption non-linéaire  $\beta_{TPA}$ . Le facteur de Mérite le plus élevé possible sera donc le meilleur compromis pour un composant efficace [31].

$$FOM = \frac{n_2}{\beta_{TPA}\lambda} \quad (2.36)$$

L'absorption à deux photons fut pendant un moment considérée comme une limite fondamentale à l'utilisation du silicium en optique intégrée mais de récents progrès sont venus relancer l'intérêt pour cette plate-forme. L'absorption à deux photons engendre des porteurs libres qui ont une durée de vie de quelques centaines de picosecondes à quelques nanosecondes. Cette durée impose la vitesse de reconfiguration des modulateurs et donc la vitesse de fonctionnement du système car la modulation dure tant que les porteurs ne sont pas recombinaisonnés. Des méthodes ont été développées pour réduire l'effet du TPA comme l'utilisation de jonctions polarisées en inverse permettant d'évacuer les porteurs libres [32–34]. Une autre technique permettant une augmentation des performances non-linéaires consistant notamment à diminuer la durée de vie des porteurs libres par implantation ionique a été étudiée [35–37]. Les porteurs de charge peuvent donc être évacués via les

techniques précédemment décrites mais un effet secondaire, à savoir l'absorption linéaire réduisant la puissance de pompe va de pair avec l'absorption à deux photons [38]. Il est ainsi impossible de totalement s'affranchir de l'absorption à deux photons.

#### 2.4.1.1 Structures droites

La première démonstration de mélange à 4 ondes en optique intégrée sur la plate-forme silicium a été obtenue en 2005 par l'équipe de H. Fukuda [39] (figure 2.6). Cette étude a montré la compatibilité entre l'optique non-linéaire et l'optique intégrée sans optimisation particulière.

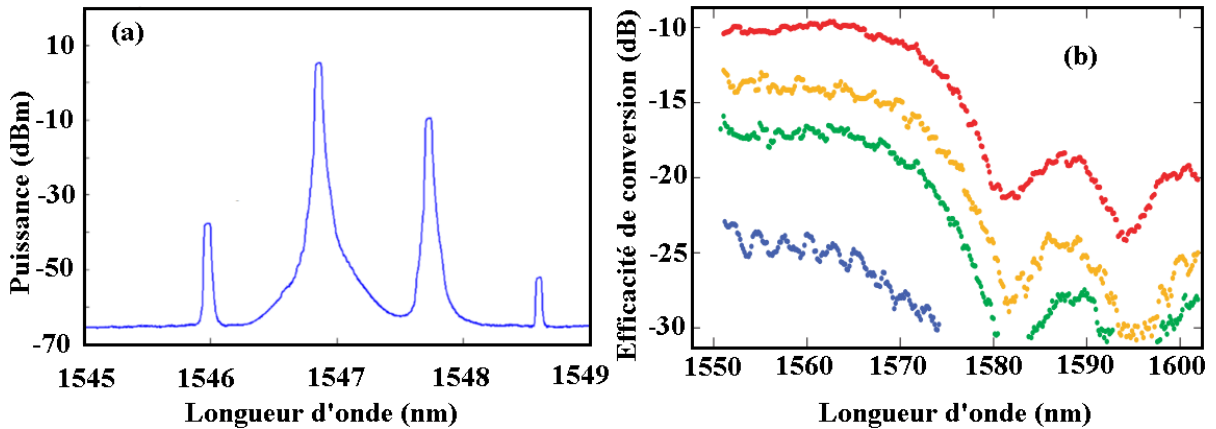


FIGURE 2.6 – (a) Spectre de mélange à 4 ondes obtenu sur guide droit de silicium ( $h = 200nm$ ,  $w = 400nm$ ,  $P_p = 7 dBm$ ,  $L = 1,58cm$ ) [39] (b) Evolution de l'efficacité de conversion du mélange à 4 ondes en fonction de la longueur d'onde dans un guide droit de silicium ( $h = 300nm$ ,  $w = 500nm$  et  $L = 1,8cm$ ) [40].

Une étude concernant l'optimisation de la dispersion des guides et son impact sur l'accord de phase a permis dès 2007 d'atteindre un maximum d'efficacité de conversion de -9,6 dB sur une bande passante de plus de 150 nm (figure 2.6 (b)) [40]. Ces résultats étant obtenus avec des paramètres proches de ceux utilisés par l'équipe de Fukuda [39], il est intéressant de constater l'impact de l'accord de phase sur l'efficacité de conversion du système. Depuis, d'autres résultats ont été obtenus dans des cas non dégénérés [41] et des opérations de conversion de longueur d'onde ont été réalisées à 40 Gbit/s [42] et 160 Gbit/s [43]. D'autres opérations de traitement du signal utilisant le mélange à 4 ondes à savoir la régénération du signal ont été démontrées en 2007 [44]. Les guides réalisés se situant dans la zone limite de propagation, la compactification des structures et donc l'augmentation du paramètre non-linéaire via l'aire effective a vite atteint ses limites. Les progrès à venir sur cette plate-forme se situent dans une meilleure maîtrise des pertes de propagation et de couplage. En 1996, des pertes de propagation de 0,1 dB/cm et des pertes de couplages de 0,17 dB/face ont été mesurées sur des guides rib en SOI [45]. L'utilisation de guides ridge afin de diminuer l'aire effective des guides a empêché d'atteindre de telles pertes de propagation. Les meilleures configurations actuelles ont des pertes de propagation d'environ 1 dB/cm [46] et leur diminution est principalement limitée par la diffusion de surface. Enfin, une exaltation des effets non-linéaires est possible grâce à des structures à

base de cristaux photoniques (CPh). Ces structures permettent la modification de l'indice de groupe du matériau et donc un contrôle précis des effets dispersifs [47, 48]. Comme le montre, l'équation 2.14, il est possible de compenser le désaccord de phase non-linéaire par un désaccord linéaire négatif. Il est parfois nécessaire de développer ce désaccord de phase linéaire afin de prendre en compte les effets dispersifs d'ordre 4 de la façon suivante :

$$\Delta k_L = \beta_2 \Omega^2 + \frac{\beta_4 \Omega^4}{12} \quad (2.37)$$

Avec  $\Omega$  défini dans l'équation 2.18. Ce contrôle des effets dispersifs permet donc une augmentation de l'accord de phase maximisant l'efficacité de conversion du mélange à 4 ondes. De telles structures ont été réalisées en silicium (2.7) et du mélange à 4 ondes ayant une efficacité de conversion de -9 dB a été obtenue en régime impulsionnel ( $P_c = 3W$ ) et sur une longueur d'interaction de  $80 \mu m$  [49] (figure 2.7 (a)). Une étude expérimentale complète notamment concernant l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction de l'indice de groupe du matériau (figure 2.7 (c)) a été réalisée en 2011 [50, 51].

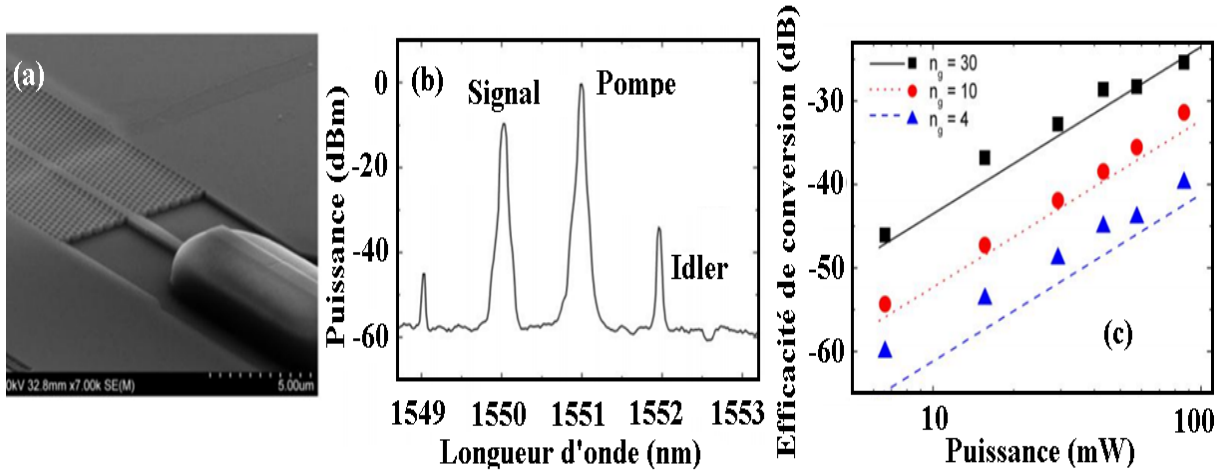


FIGURE 2.7 – (a) Image obtenue par MEB de cristaux photoniques en silicium [50], (b) Spectre de mélange à 4 ondes dans un guide en cristaux photoniques de silicium [50], (c) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour différents indices de groupe [50]

Les cristaux photoniques à fente offrent des perspectives intéressantes pour l'optique non linéaire en raison de la possibilité de confiner très fortement le champ électrique dans le cœur creux du guide et de le remplir par des matériaux à très fortes nonlinéarités optiques [52]. La quête d'intégration a entraîné une chute des longueurs d'interaction lumière-matière. L'efficacité de conversion ayant une dépendance quadratique avec la longueur effective de l'échantillon (équation (4.30)), les différentes voies permettant de compenser cette intégration ont été la recherche de nouvelles plates-formes aux non-linéarités très élevées, une augmentation de la puissance qui dans le contexte actuel de diminution de la consommation est inadaptée et enfin l'accord de phase linéaire. L'une des solutions envisagées a été de travailler sur la structure des guides afin d'en augmenter la densité de puissance. Ceci a permis une réduction de l'aire effective des guides provoquant une

augmentation du paramètre non-linéaire  $\gamma$  (équation(2.13)). Les techniques de fabrication des guides ayant vite permis la réalisation de structures proches des limites de propagation de la lumière, il a fallu trouver une autre technique capable d'augmenter la densité de puissance se propageant dans les guides. L'utilisation de structures résonantes comme les micro-résonateurs peuvent fortement augmenter l'efficacité des effets non-linéaires via la finesse du micro-résonateur [53].

### 2.4.1.2 Micro-résonateurs

Le gain d'efficacité de conversion engendré par la structure résonante permet d'obtenir du mélange à 4 ondes en régime continu sans optimisation de la dispersion. L'apport du facteur FE (équation 2.33) est cependant contre balancé par l'accord de phase linéaire ayant une valeur définie par l'ISL lié à la géométrie du micro-résonateur et donc peu modulable. Le silicium a été la plate-forme privilégiée pour le développement de telles structures de part la grande maturité de l'industrie CMOS. Ces structures ont donc été réalisées à base de silicium (figures 2.8) et présentent à puissance similaire une augmentation de l'efficacité de conversion de l'ordre de 15 dB par rapport aux structures droites [54].

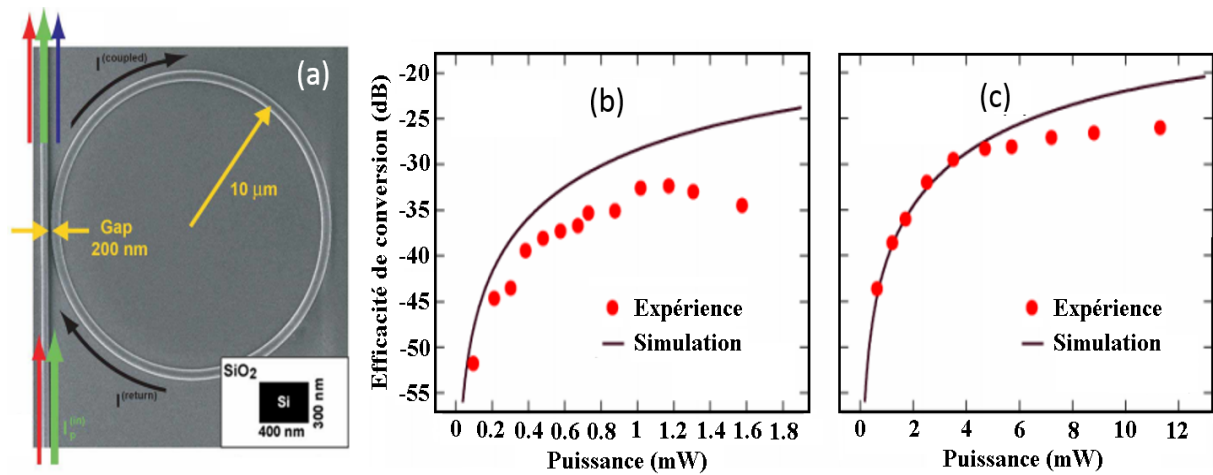


FIGURE 2.8 – (a) Image obtenue par MEB d'un micro-résonateur en SOI [54] (b) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour un micro-résonateur de rayon  $R = 10\ \mu\text{m}$  (c) Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe pour un micro-résonateur de rayon  $R = 50\ \mu\text{m}$

L'équation 2.30 montre la dépendance de l'ISL avec les dimensions du résonateurs (rayon, longueur de couplage). L'accord de phase qui en découle est donc prédéterminé au moment de la conception et de la fabrication des structures guidantes. A première vue, il est donc nécessaire d'augmenter le périmètre des résonateurs pour en augmenter l'efficacité de conversion. Cependant, le facteur FE voit sa valeur diminuer avec l'augmentation du périmètre de la cavité en raison des pertes de propagation. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces contraintes lors de la conception de la structure. Cette partie sera détaillée dans le chapitre 4. Pour des applications en télécommunications, l'utilisation de résonateurs peut paraître limitée dans le sens où il est nécessaire d'adapter le facteur de

qualité de la cavité au débit souhaité. Afin d'avoir plus de libertés sur l'intervalle spectrale libre ainsi que sur le facteur de qualité, la mise en cascade des résonateurs (CROW pour Coupled Resonator Optical Waveguide) peut être intéressante. Toutes les configurations sont possibles. Cependant, deux d'entre elles sont majoritairement utilisées, la configuration CROW [55] (figure 2.9 (a)) et la configuration SCISSOR pour Side Coupled Integrated Spaces Sequences of Optical Resonators [56] (figure 2.9 (b)).

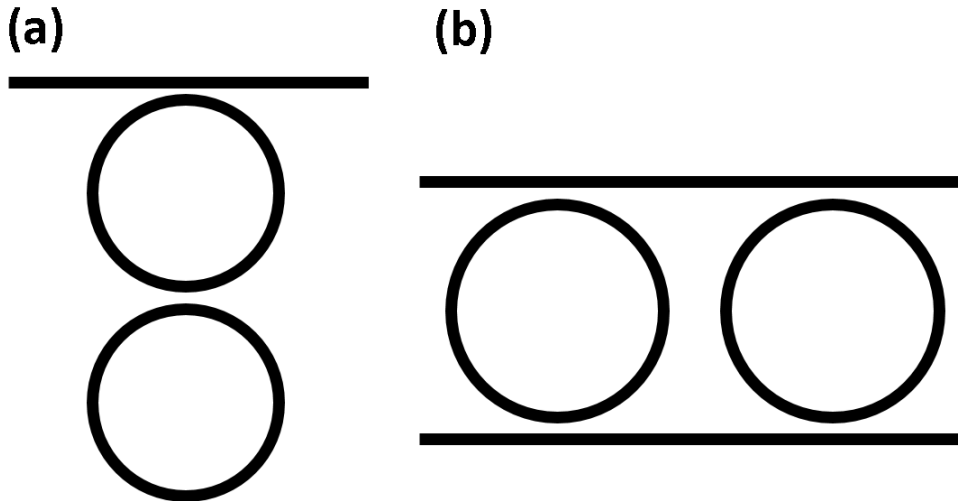


FIGURE 2.9 – Différentes configurations de dispositifs à base de résonateurs circulaires (a) Configuration CROW à 2 résonateurs (b) Configuration SCISSOR à 3 résonateurs

Ce genre de structure permet une bonne maîtrise des effets dispersifs [57] et une augmentation de l'efficacité de conversion via l'augmentation de la longueur effective. Des chercheurs de l'Université de San Diego ont ainsi réalisé une structure comprenant 11 résonateurs en hippodrome couplés présentant une efficacité de conversion de -21,3 dB pour une puissance de pompe égale à 100 mW. Ils ont également réalisé une opération de conversion de longueur d'onde d'un signal à 10 Gb/s avec une bonne ouverture du diagramme de l'œil avec un rapport signal à bruit (SNR) de 7,4 [58].

### 2.4.2 Silicium poreux

Une autre plate-forme à base de silicium a été utilisée récemment pour obtenir des effets non-linéaires en optique intégrée. Cette plate-forme est issue de l'anodisation électrochimique du silicium en milieu fluorhydrique pour conduire à l'élaboration d'un matériau poreux. La porosité sélective du silicium permettant la fabrication de silicium poreux peut être utilisée pour des applications non-linéaires. A priori, cette approche peut paraître contre productive pour l'obtention d'effets non-linéaires car sans aucun superstrat, les non-linéarités de la structure seraient comprises entre celle du silicium et celle de l'air. Cependant, il a été montré qu'un silicium poreux (PSi) à 70 % avait un indice non-linéaire de réfraction du même ordre de grandeur que le silicium [15]. De plus, les pores formés lors de l'anodisation peuvent être remplis par un matériau visqueux ayant des non-linéarités plus importantes que la matrice hôte puis solidifié par évaporation. Des résonateurs ont été réalisés en silicium poreux. Le défi est ici de maîtriser les pertes de propagation afin

de maximiser le facteur de qualité de la structure résonante. Il a été montré récemment que des résonateurs en silicium poreux pouvait atteindre des facteur de qualité de l'ordre de  $10^4$ , laissant présager de bonnes propriétés non-linéaires pour ces structures [59]. Cependant, l'attrait de cette plate-forme concernant l'optique non-linéaire se situe plutôt sur le choix du superstrat au vu des non-linéarités relativement faibles mesurées sur le PSi (figure 2.10 (c))[60].

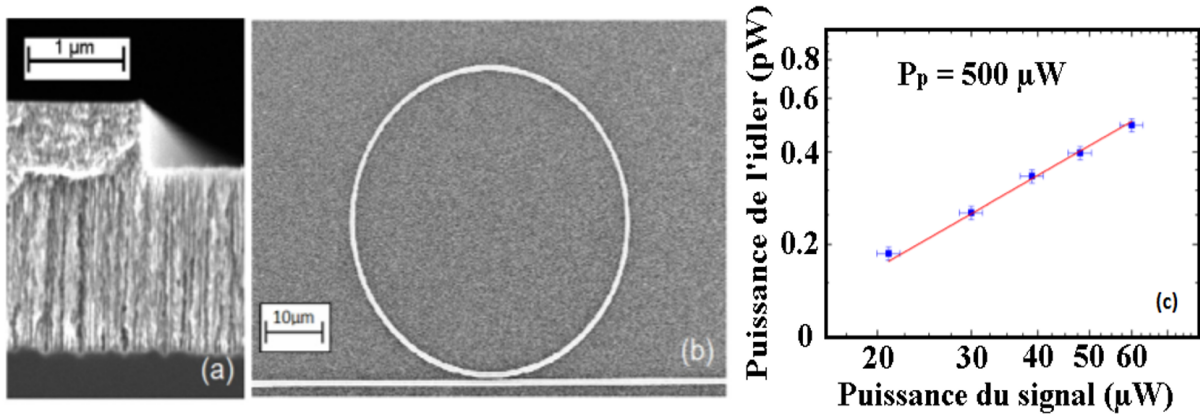


FIGURE 2.10 – (a) Image obtenue par MEB en vue de profil d'un guide en PSi [60] (b) Image obtenue par MEB d'un résonateur avec son guide d'accès [60] (c) Évolution de la puissance de l'idler en fonction de la puissance du signal [60].

Le choix d'un matériau fortement non-linéaire compatible remplissant les pores du silicium poreux ainsi qu'une meilleure maîtrise des pertes de propagation seront donc déterminants pour le développement de cette plate-forme.

### 2.4.3 Silicium amorphe hydrogéné

Une autre plate-forme à base de silicium est le silicium amorphe hydrogéné ( $a-Si:H$ ). Son utilisation est restée dédiée pendant plusieurs années au domaine du photovoltaïque mais récemment, des applications en traitement du signal optique se sont développées. L'un des principaux avantages du  $a-Si:H$  est sa température de dépôt ( $400^\circ C$ ) contre  $900$  à  $1200^\circ C$  pour le silicium. Cette particularité permet de le déposer en fin de process sur des substrats en métal, en verre ou sur des polymères sans les endommager [61]. L'absorption à deux photons du silicium amorphe hydrogéné est plus faible que celle du silicium cristallin ce qui laisse présager de bonnes performances non-linéaires [16]. Ce matériau est totalement compatible avec les technologies de l'industrie CMOS et possède des non-linéarités du même ordre de grandeur que celles du silicium [17] avec des pertes de propagations inférieures au dB/cm [62]. En 2010, une étude concernant les non-linéarités de cette plate-forme a réussi à mettre en évidence un phénomène d'auto-modulation de phase présentant un déphasage maximal de  $3,5 \pi$  pour une puissance de pompe crête de  $4,1 W$  [63]. En 2012, des guides de  $500 nm$  de large pour  $205 nm$  de haut présentant un paramètre non-linéaire de  $3000 W^{-1}m^{-1}$  a permis l'obtention d'un mélange à 4 ondes d'une efficacité de conversion de  $-13 dB$  avec une pompe à  $10 GHz$  et une puissance crête de  $15 mW$  [64] (figure 2.11).



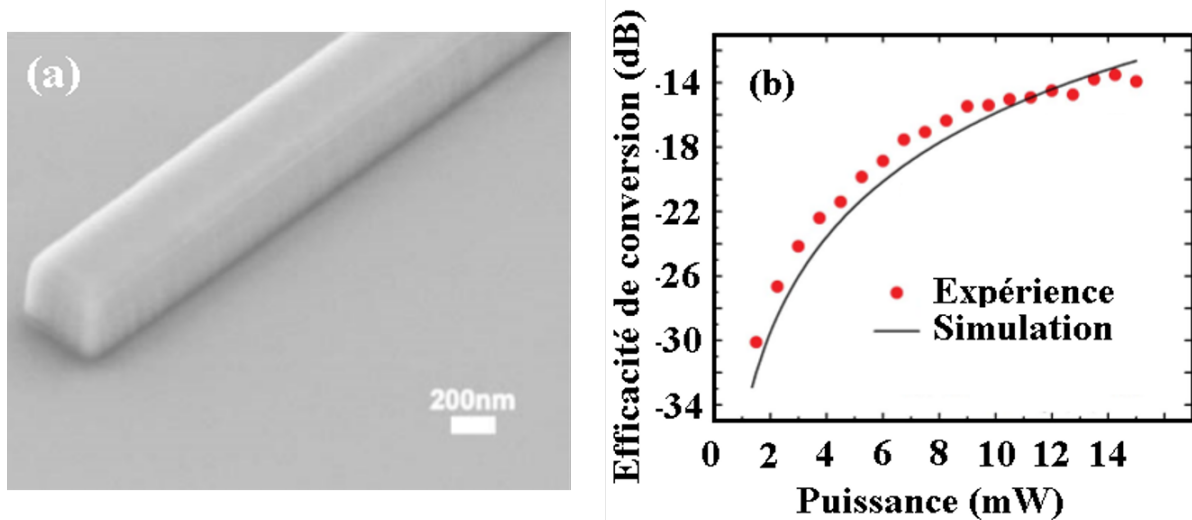


FIGURE 2.11 – (a) Image obtenue par MEB d'un guide en a-Si-H [64] (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance crête de pompe [64]

De l'amplification paramétrique sur puce de silicium amorphe hydrogéné avec un gain de 26.5 dB a été obtenue aux longueurs d'onde Télécoms [65]. La première opération de conversion de longueurs d'onde d'un signal à 20 Gbit/s sur cette plate-forme n'a été réalisée que très récemment à l'aide d'un composant de 1 mm présentant une efficacité de - 26 dB à 70 mW [66]. Actuellement, l'un des principaux inconvénients des dispositifs basés sur le silicium amorphe hydrogéné est le manque de stabilité. Une diminution du gain paramétrique avec le temps d'exposition à la lumière de pompe a été constatée [65]. Cette dégradation est encore mal comprise.

#### 2.4.4 Matériaux III-V

Les matériaux III-V sont formés par l'association d'éléments du groupe III-a (Aluminium, Gallium, Indium) et V-a (Azote, Phosphore, Arsenic) du tableau périodique. Ils sont couramment utilisés pour la réalisation de SOA ou de dispositifs émettant de la lumière, y compris les lasers. La structure cristalline de ces matériaux est généralement obtenue par épitaxie. L'utilisation de matériaux III-V sur les lignes de production CMOS est strictement interdite en raison de la possible contamination du silicium par ces dopants. Des matériaux III-V comme le GaAs et l'AlGaAs sont transparents autour des longueurs d'onde Télécoms et sont largement utilisés en optique non-linéaire intégrée. Les propriétés optiques de ces matériaux changent en fonction des proportions des différents éléments. Par exemple, en ajoutant de l'aluminium au GaAs, sa bande interdite et son indice de réfraction sont augmentés. L'indice non-linéaire du GaAs est du même ordre de grandeur que l'AlGaAs mais souffre d'une absorption à deux photons beaucoup plus élevée [14]. C'est pourquoi, les réalisations en AlGaAs sont beaucoup plus nombreuses que celles à base de GaAs et seul l'état de l'art de l'AlGaAs est présenté ici.

### 2.4.4.1 AlGaAs : Le silicium de l'optique non-linéaire

L'AlGaAs est un semi conducteur ayant une bande interdite directe comprise entre 1,42 eV et 2,16 eV suivant la teneur en Al (1,12 eV pour le silicium). La plate-forme AlGaAs a été l'une des premières plates-formes à être développée pour des applications non-linéaires dans la bande Télécom car elle offre l'avantage d'adapter les non-linéarités et le facteur de Mérite en fonction de sa composition. L'indice non-linéaire de réfraction est plus élevé que le silicium et est de l'ordre de  $10^{-17} m^2/W$  à 1550 nm (figure 2.12) [18–20] avec peu de pertes non-linéaires [67, 68]. En effet, selon la composition, il est possible à 1550 nm d'être en dessous de la moitié de l'énergie de la bande interdite limitant l'absorption à 2 photons.

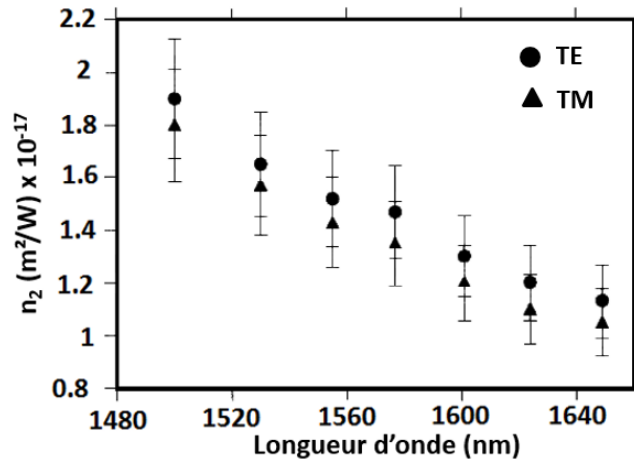


FIGURE 2.12 – Indice non-linéaire de réfraction de AlGaAs en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE ou TM [68]

De nombreuses réalisations ont été effectuées et seront classées en structures résonante et non-résonante dans les deux sections suivantes.

#### 2.4.4.1.a Structures droites

Son indice de réfraction linéaire compris entre 2,9 et 3,4 à 1550 nm permet un bon confinement du mode optique. La première observation d'effets non-linéaires (XPM, SPM) sur cette plate forme remonte à 1997, sur des guides partiellement gravés [68]. Les structures qui suivirent gagnèrent en complexité avec notamment des empilements de silice et de AlGaAs de différentes compositions dans lesquelles la SPM avec un déphasage maximal de  $\pi$  a été observée [69]. Comme pour le silicium, l'utilisation d'une zone guidante d'indice élevé entraîne des pertes de Fresnel importantes. A titre d'exemple, les pertes de réflexion pour l'AlGaAs sont comprises entre 48 % et 55 %. Afin d'augmenter la puissance optique couplée dans les guides d'onde à fort indice de réfraction, il est nécessaire de réduire la différence d'indice entre la couche guidante et le milieu extérieur. En 2014, une équipe de l'Université du Maryland a réduit les pertes de Fresnel en recouvrant la face d'entrée des guides avec du nitrure de silicium. L'utilisation d'un matériau performant avec une bonne maîtrise des pertes d'insertion a permis d'obtenir une efficacité de conversion de -7,8 dB [70] (figure 2.13).

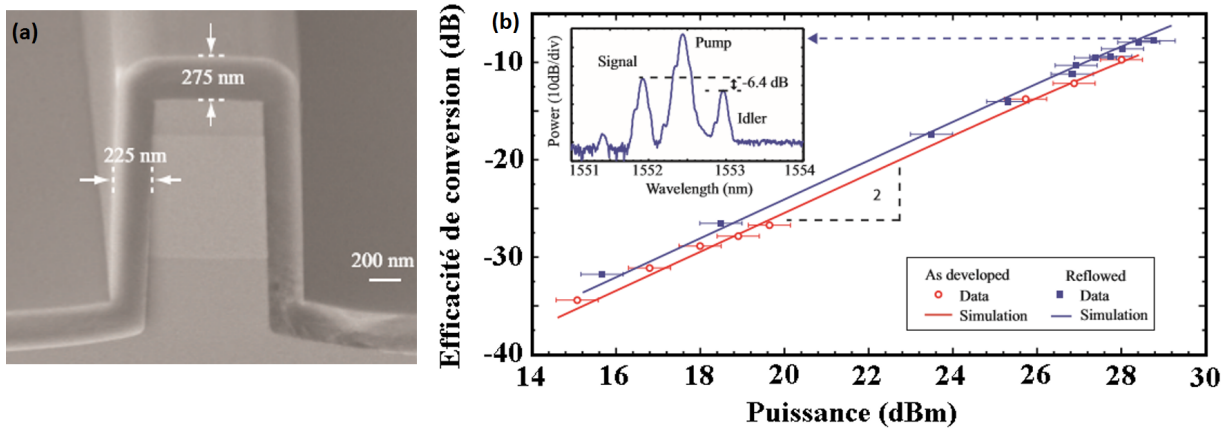


FIGURE 2.13 – (a) Image obtenue par MEB d'un guide d'AlGaAs recouvert de nitrure de silicium [70] (b) Comparaison des efficacités de conversion expérimental et théorique en fonction de la puissance de pompe [70]

Cette équipe a obtenu sur des guides de 5 mm de longueur et ayant une dispersion de  $0,22 \text{ ps}^2/\text{m}$ , un désaccord maximal en longueur d'onde entre la pompe et le signal de 63,8 nm [70]. Enfin, une opération de conversion de longueur d'onde par mélange à 4 ondes à très haut débit (1,28 TBaud) dans un guide d'AlGaAs de 3 mm a été démontrée. Ce même composant, présente en régime continu une efficacité de conversion de -9 dB à  $P_p = 6,1 \text{ dBm}$  [71].

#### 2.4.4.1.b Micro-résonateurs

Les bons résultats de l'AlGaAs en guides droits laissent présager d'excellents résultats en structures résonantes. Des structures résonantes composées d'AlGaAs sur isolant présentant un facteur de qualité de  $2.10^5$  ont été réalisées avec un paramètre non-linéaire de  $660 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Le passage de la dispersion normale du matériau massif vers la dispersion anormale due à la conception des guides a permis une amélioration des effets paramétriques. Les pertes de propagation mesurées sur ces guides ont été de l'ordre de 1,4 dB/cm. Cette structure étant extrêmement efficace, elle a permis la génération de peigne de fréquence par mélange à 4 ondes en cascade [72].

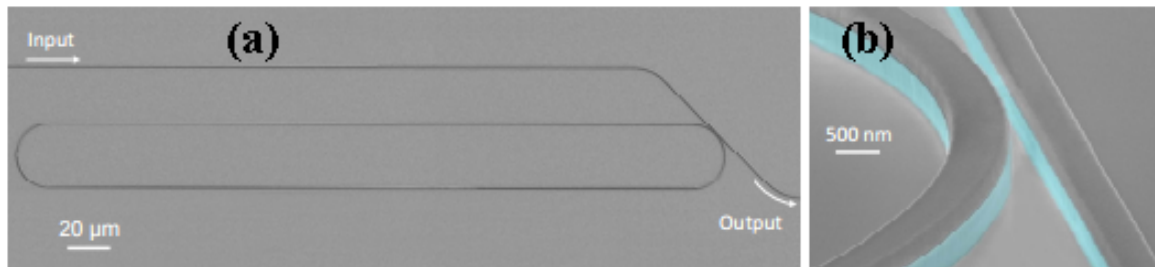


FIGURE 2.14 – (a) Vue de dessus d'un micro-résonateur avec son guide d'accès (b) Vue de biais de la zone de couplage du micro-résonateur [72]

Ce peigne de fréquence a été généré sur un intervalle de longueur d'onde égal à 350 nm

avec un ISL égal à 0,82 nm pour une puissance de pompe de 72 mW et pour un résonateur de 810  $\mu\text{m}$  de long (figure 2.15).

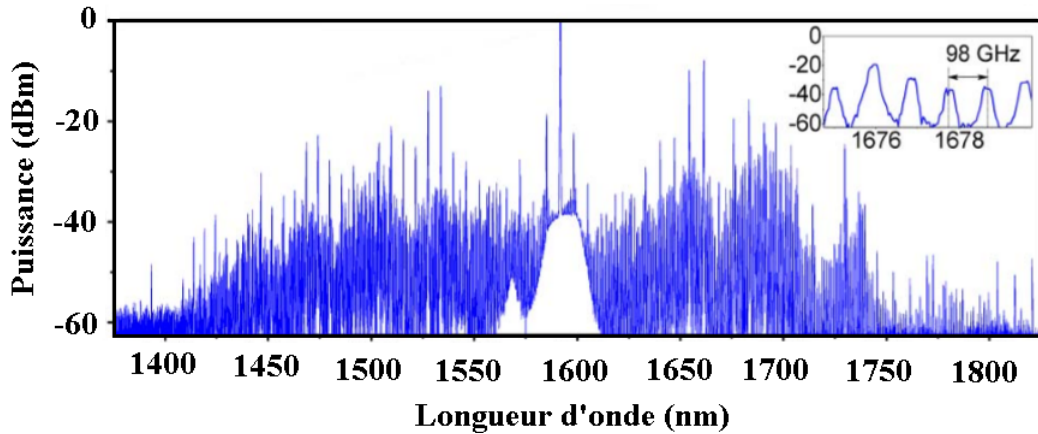


FIGURE 2.15 – Peigne de fréquences obtenu à partir d'un micro-résonateur en AlGaAs [72]

Il s'agit à ma connaissance de la seule réalisation résonante en AlGaAs. Les excellentes propriétés linéaires et non-linéaires de l'AlGaAs en font donc un matériau très prometteur pour le traitement du signal en optique intégrée. Le défi majeur de cette plate-forme est de trouver des techniques simplifiées de fabrication de guides de très petites dimensions en AlGaAs. En effet, des guides ruban ont déjà été réalisés avec des techniques de photolithographie et de gravure standards mais les guides obtenus par ces méthodes n'avaient pas des résolutions suffisantes pour permettre une propagation monomode. La technique utilisée pour permettre une meilleure résolution est la lithographie par faisceau d'électron mais elle est incompatible avec une production à grande échelle.

## 2.4.5 Nitrure de silicium

Le Nitrure de silicium est déjà bien connu dans l'industrie CMOS car il y est utilisé comme isolant diélectrique dans les plates-formes d'optique intégrée linéaire [73, 74]. Bien que le nitrure de silicium ait un indice non-linéaire de réfraction un ordre de grandeur inférieur à celui du silicium, il n'en est pas moins un candidat intéressant. Il est totalement compatible avec les technologies CMOS, a de faibles pertes linéaires et ne souffre pas de l'absorption à deux photons ou multi-photonique [75]. Paradoxalement, ce matériau n'a été envisagé comme plate-forme non-linéaire que très récemment [76]. Les premières études non-linéaires de guides d'onde en Nitrure de silicium ont été réalisées en 2008 et un indice de réfraction non-linéaire de  $2,4 \cdot 10^{-19} \text{m}^2/\text{W}$  a été mesuré [76]. On peut distinguer différents "types" de nitrure de silicium selon leur composition. Le nitrure de silicium stœchiométrique ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), le non stœchiométrique ( $\text{Si}_x\text{N}_y$ ) et l'Hydex qui a des propriétés similaires à l'oxynitrure de silicium  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ .

### 2.4.5.1 $\text{Si}_3\text{N}_4$

Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a une fenêtre de transparence entre 0,25 et 8  $\mu\text{m}$ , avec un indice non linéaire environ 10 fois plus faible que le silicium. Une structure ayant comme couche guidante

le  $Si_3N_4$  et comme couche de confinement la silice a permis la mesure des plus faibles pertes de propagation enregistrées en optique intégrée (0,001 dB/cm) [26] ainsi que le plus haut facteur de qualité ( $Q = 8.10^7$ ) pour des micro-résonateurs intégrés [77]. Les bonnes propriétés des résonateurs ont permis la réalisation d'oscillateur paramétrique optique (OPO) [27] (figures 2.16). Les faibles pertes permettent également de réaliser des structures à grandes longueurs effectives compensant les faibles non-linéarités.

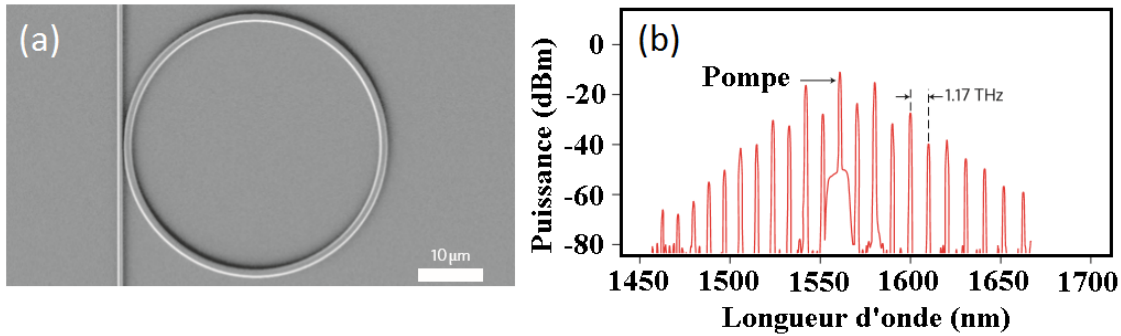


FIGURE 2.16 – (a) Micro-résonateur en Nitrure de silicium avec son guide d'accès [27] (b) Spectre en sortie d'un résonateur de 20  $\mu m$  de rayon [27]

La large bande interdite de cette composition (5,3 eV) permet de négliger l'absorption à deux photons. Le dépôt de couches épaisses est le défi principal pour la fabrication des guides. En effet, avec l'épaisseur, les contraintes mécaniques entraînent souvent des in-homogénéités à partir d'une épaisseur de 250 nm [78]. Pour surmonter ce problème, il est possible de faire des dépôts en PECVD [79] ou de faire le dépôt en différentes étapes afin de limiter l'échauffement de l'échantillon [80]. De l'amplification paramétrique a été obtenue pour la première fois sur des guides de forme trapézoïde de 6 cm de longueur, en maîtrisant la dispersion, présentant un paramètre non-linéaire de  $1,2 W^{-1}m^{-1}$ , des pertes de propagation de 0,5 dB/cm et pour une puissance de pompe crête de 24 W [27]. Les capacités non-linéaires de ces guides ont aussi été mises en évidence expérimentalement avec la génération de supercontinuum [81], de seconde et troisième harmonique [82] et de peignes de fréquence dans des micro-résonateurs [27, 83, 84]. Enfin, du mélange à 4 ondes avec une efficacité de conversion de -26,1 dB à une puissance de pompe de 18,9 dBm a été obtenu dans un guide spirale d'une longueur de 1 m (figure 2.17) [85].

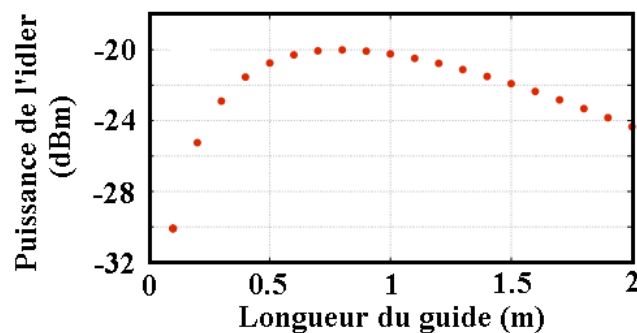


FIGURE 2.17 – Evolution de la puissance de l'idler en fonction de la longueur du guide spirale en  $Si_3N_4$

Pour fixer les esprits concernant les excellentes propriétés non-linéaires de ce matériau, la plus large bande spectrale d'un supercontinuum sur puce a été obtenu en  $Si_3N_4$  [80]. Le supercontinuum est généré de 470 nm à 2130 nm à partir d'un laser à verouillage de mode ayant une puissance crête de  $4,3 \cdot 10^5$  W.

#### 2.4.5.2 $Si_xN_y$

La variation du rapport entre l'azote et le silicium permet d'avoir un degré de liberté supplémentaire du point de vue des propriétés mécaniques et optiques. Selon la stoechiométrie, il est possible d'obtenir une forte variation de l'indice de réfraction comprise entre l'indice du  $Si_3N_4$  et celui du silicium amorphe. Dans la littérature, le  $Si_xN_y$  ayant une forte proportion de Si est plus connu sous le nom de nitrure enrichi en silicium (Rich Silicon Nitride). Ce matériau peut avoir un indice de réfraction non-linéaire jusque 5 fois plus élevé que celui du  $Si_3N_4$ . Cependant, l'augmentation de la concentration en silicium provoque une diminution du gap et une augmentation de l'absorption à 2 photons. Une étude de 2015, montre l'obtention d'auto-modulation de phase et du mélange à 4 ondes dans un guide d'une longueur de 9,4 cm [86].

#### 2.4.5.3 Hydex

L'Hydex a été développé par la compagnie "Little Optics" pour la fabrication de fibres optiques à non-linéarité élevée et de filtres [28]. Ce matériau est compatible avec les installations de l'industrie CMOS. Son indice de réfraction linéaire varie entre 1,5 et 1,9, donc proche de l'indice de l'oxynitrure de silicium.

##### 2.4.5.3.a Structures droites

Des expériences d'auto-modulation de phase ont révélé un indice de réfraction non-linéaire égal à  $1,15 \cdot 10^{-19} m^2/W$  [87]. Les faibles pertes linéiques (0,05-0,07 dB/cm) permettent de faire des réalisations à très grandes longueurs effectives [87–89]. Ces propriétés ont ainsi permis d'obtenir du mélange à 4 ondes [89] et de la conversion de longueur d'onde [88] dans des guides droits.

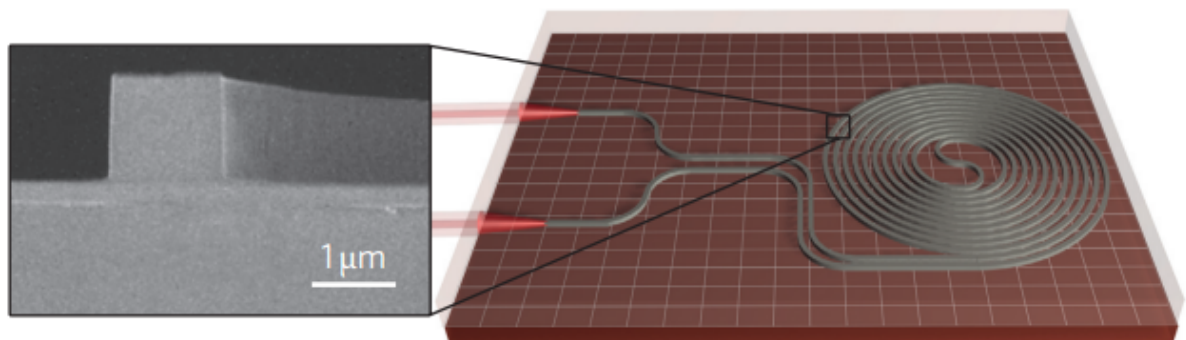


FIGURE 2.18 – Schéma d'un guide spirale. Insert : image obtenue par MEB de la vue de coupe d'un guide en Hydex [89]

### 2.4.5.3.b Micro-résonateurs

La première structure résonante a été réalisée en 2009 et les faibles pertes du matériau ont permis d'obtenir un facteur de qualité égal à 1,  $2.10^6$  et un FE égal à 17,9. L'efficacité de conversion obtenue a été de -26 dB [90]. De la génération de supercontinuum [91] et de peignes de fréquences [92, 93] ont également été réalisées en structures résonantes figure 2.19 (b).

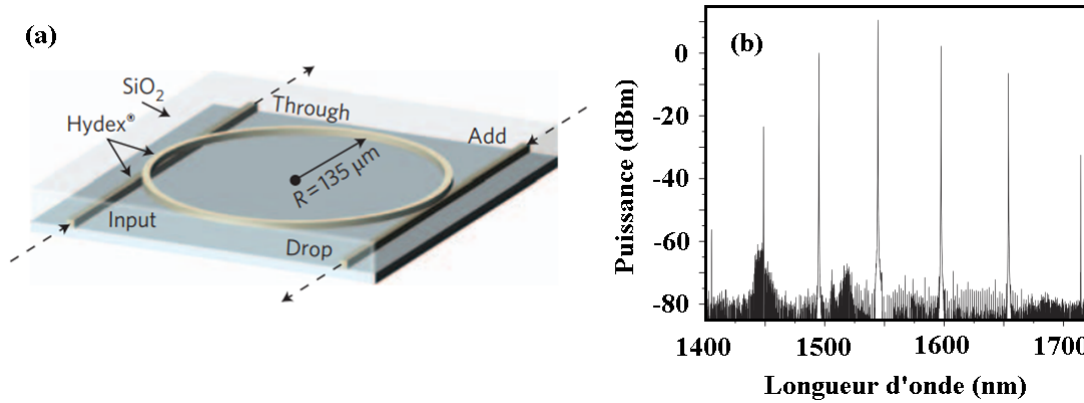


FIGURE 2.19 – (a) Micro-résonateur en hydex (b) Spectre en sortie d'un résonateur de  $135 \mu\text{m}$  de rayon [93]

## 2.4.6 Verres de chalcogénures

Les verres de chalcogénures sont très attrayants pour le traitement du signal optique. Ce matériau amorphe contient des éléments de la famille des chalcogènes, à savoir : le soufre (S), le Sélénium (Se) et le Tellure (Te) reliés de façon covalente à des éléments tels que le Germanium (Ge), l'arsenic (As), le phosphore (P) ou l'antimoine (Sb). Ces verres ont des indices de réfraction linéaires et non-linéaires élevés permettant une bonne intégration et de bonnes performances des composants en étant compatibles avec les moyens standards de fabrication. L'indice de réfraction non-linéaire varie selon la composition du verre et est de l'ordre de celui du silicium amorphe hydrogéné. Des verres de chalcogénures riche en Germanium peuvent ainsi avoir des  $n_2$  de 4 à 12 fois supérieurs à celui du silicium ( $10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$ ) [21, 22]. Ils ont généralement une absorption à deux photons très faibles et permettent d'atteindre des facteurs de Mérite très élevés ( $> 100$ ) [23–25]. L' $\text{As}_2\text{S}_3$  est le verre de chalcogénures le plus largement étudié. Il a un indice linéaire de réfraction de 2,43 à 1550 nm, un indice non-linéaire du même ordre que le silicium et un facteur de Mérite de 320. La première démonstration de l'efficacité de cette composition pour le traitement du signal a été réalisée sur fibre [94]. Plus récemment, un grand nombre de dispositifs non-linéaires utilisant des guides en optique intégrée a été démontré pour, dans un premier temps mettre en évidence la SPM [95] puis pour réaliser de la régénération de signal [96], du démultiplexage temporel [97], de la conversion de longueur d'onde [98], de l'amplification paramétrique [99] et de la génération de sources supercontinuum [100]. Bien que l' $\text{As}_2\text{S}_3$  présente de bonnes propriétés non-linéaires, de meilleurs verres de chalcogénures ont été développés, présentant de plus grandes non-linéarités et une absence de photo-sensibilité [101]. De très hautes non-linéarités ont été démontrées dans les verres

de chalcogénures à base de  $Ge - As - Se$ ,  $Ge - As - S - Se$ ,  $As - S - Se$  [21]. Les verres ayant la composition suivante :  $Ge_{11.5}As_{25}Se_{64.5}$  présentent de hautes non-linéarités, une bonne filmabilité et une bonne stabilité optique aux expositions dans l'infrarouge. Des guides d'ondes ont été réalisés présentant un paramètre non-linéaire  $\gamma$  de  $135 W^{-1}m^{-1}$  avec des pertes de 2,6 à 3,2  $dB/cm$  [102, 103]. Ces guides longs de 1,8 cm présentent une efficacité de conversion de -45 dB pour une puissance de pompe de 0 dBm.

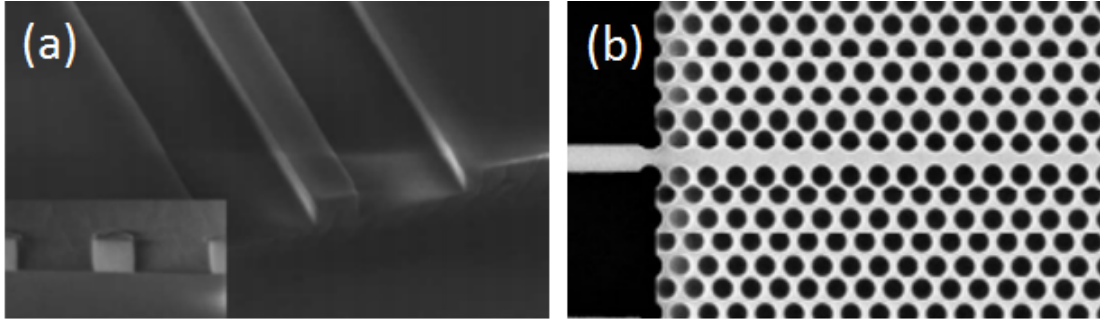


FIGURE 2.20 – (a) Image MEB de guides en verres de chalcogénures [102] (b) Cristaux photoniques en verres de chalcogénures [104]

Une architecture à base de cristaux photoniques (CPh) a été réalisée en verre de chalcogénures [104]. Ces cristaux photoniques peuvent être utilisés pour des applications de commutation optique [104] mais aussi pour générer des paires de photons corrélés. Enfin, des nano-cristaux de  $Ga_2S_3$  intégrés dans une matrice de verres de chalcogénures ayant subi un traitement thermique permet d'augmenter l'indice de réfraction non-linéaire d'un ordre de grandeur [93]. Cette combinaison n'a pas encore été utilisée pour des applications de traitement du signal mais la valeur d'indice non-linéaire a été validée par des mesures de Z-Scan.

### 2.4.7 Matériaux organiques

Les matériaux organiques, de part leur énorme diversité structurale peuvent présenter des propriétés non-linéaires suffisamment élevées pour être utilisés en optique intégrée [29, 30]. Ces matériaux principalement constitués de carbone, élément situé juste au dessus du silicium dans le tableau périodique peuvent grâce à de longues chaînes carbonées, délocaliser les électrons afin de former un dipôle. Des composants utilisant des polymères non-linéaires du 2<sup>ème</sup> ordre sont déjà utilisés pour créer des modulateurs basés sur l'effet Pockels [105]. Dans le cadre de cette thèse, seuls les effets non-linéaires du 3<sup>ème</sup> ordre seront développés. Les recherches concernant les matériaux organiques non-linéaires utilisent dans leur immense majorité un cycle benzène comportant des liaisons  $\pi$  sur lesquelles sont greffés des groupements donneurs et receveurs d'électrons via une chaîne carbonée. Des nombreuses molécules non-linéaires ont été mises au point mais malgré des efforts considérables des chimistes et physiciens, aucun candidat regroupant les critères de transparence, de stabilité, de facilité de synthèse, de haute susceptibilité non-linéaire et de réponse non-linéaire ultra-rapide n'a été obtenu. La non-linéarité des molécules est un critère important pour l'obtention d'effet mesurable mais leur concentration en solution l'est au moins tout autant. En effet, il faut être capable de relier les non-linéarités de la molécule aux non-linéarités macroscopiques. Pour cela, une densification des solutions est



nécessaire. C'est pourquoi, il est souvent privilégié de réaliser un dépôt de ces molécules via un plasma plutôt que d'utiliser un procédé standard de dilution de ces molécules avec des polymères. La réponse non-linéaire des matériaux augmente avec la longueur de conjugaison (longueur de la chaîne carbonée). Le défi est donc d'allier longueur de conjugaison et stabilité de la molécule. Pour cela, la molécule doit être plane. Devant la difficulté à trouver un matériau organique répondant à tous les critères, des équipes ont proposé l'intégration de matériau organique non-linéaire sur des plates-formes inorganiques [106]. La géométrie utilisée est constituée de guides à fente en silicium recouverts par une molécule organique (DDMEBT) (figure 2.21 (a)) ayant un indice de réfraction non-linéaire de  $1,7 \cdot 10^{-17} m^2/W$  [107, 108]. Cette réalisation permet donc de limiter l'absorption à deux photons du silicium tout en profitant des non-linéarités de la DDMEBT. L'intérêt est ici de profiter des avantages des deux matériaux en réduisant au maximum leurs inconvénients. L'idée principale pour contourner les limitations du silicium a été d'utiliser les grandes résolutions obtenus par l'industrie CMOS afin de pouvoir déconfiner le champ du silicium vers un matériau non-linéaire aux meilleures propriétés optiques.

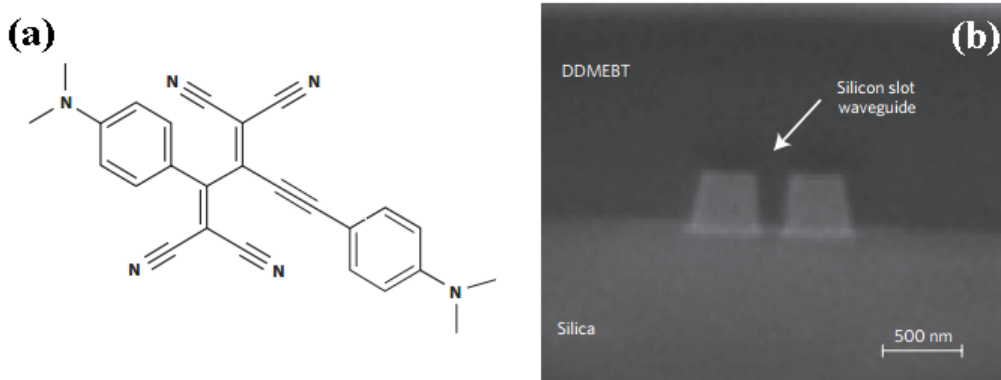


FIGURE 2.21 – (a) Structure de la molécule de DDMEBT [106] (b) Guides fentes en silicium recouvert de matériau non-linéaire [106]

Ces guides de 4 mm de longueur présentent un paramètre non-linéaire de  $10^5 W^{-1} km^{-1}$  et ont permis de réaliser un démultiplexage temporel par mélange à 4 ondes de 170,8 Gb/s à 42,7 Gb/s [106]. Du mélange à 4 ondes a également été obtenu dans une structure résonante de type cristaux photoniques à base de silicium recouverte d'une couche de graphène [109]. La cavité présente un facteur de qualité de 7500 ainsi qu'une efficacité de conversion de -30 dB pour une puissance de pompe de  $600 \mu W$ . Pour finir, du mélange à 4 ondes a été obtenu dans des guides en silice dopée à l'oxyde de germanium recouverts de nanotube de carbone [110]. Actuellement, les matériaux organiques sont majoritairement utilisés en coexistence avec d'autres matériaux dont les propriétés et les technologies de fabrication sont maîtrisées, comme le silicium. Le nom de cette plate-forme hybride est ainsi appelé SOH (Silicon Organics Hybrid).

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le contexte de la thèse ainsi que les aspects applicatifs ont été décrits. Des rappels théoriques sur les effets non-linéaires de mélange à 4 ondes et d'auto-modulation de phase ont été proposés. Une revue des différentes plates-formes possibles

pour la génération de mélange à 4 ondes en optique intégrée a été réalisée afin de déterminer les plates-formes non-linéaires les plus prometteuses. L'état de l'art du mélange à 4 ondes en optique intégrée est recensé dans le tableau 2.3. De part ses bonnes propriétés non-linéaires, sa grande diversité ainsi que le savoir faire du laboratoire, le choix de la première plate-forme pour l'obtention d'effets non-linéaire d'ordre 3 s'est porté sur les matériaux organiques. Une deuxième plate-forme en optique intégrée à base de verres de chalcogénures sera étudiée. En effet, avec ce matériau, peu de réalisations intégrées exaltant les effets non-linéaires d'ordre 3 ont été réalisées malgré ses excellentes propriétés non-linéaires. Dans le chapitre 2, les techniques de fabrication des guides organiques ainsi que les caractérisations optiques linéaires et non-linéaires seront présentées et leurs résultats discutés.

Matériau	Type	$\eta$ (dB)	$P_p$ (dBm)	$\alpha$ (dB/cm)	Q	L (cm)	$\gamma$ ( $W^{-1}.m^{-1}$ )	$\gamma L_{eff}$ ( $W^{-1}$ )	Références
$c - Si$	R	-25,4	7	5	$1,9.10^4$	0,3	220	-	[40]
	NR	-9,6	21,4	1,5	-	1,8	135	1,8	[54]
SiP	R	-68	-3	27,5	$5.10^3$	0,15	20	-	[60]
	NR	-	-	-	-	-	-	-	-
$a - Si : H$	R	-	-	-	-	-	-	-	-
	NR	-13	11,7	7,3	-	0,8	3000	13,11	[64]
AlGaAs	R	-14,5	5,4	1,4	$2.10^5$	0,81	660	-	[72]
	NR	-7,8	29	0,56	-	0,3	90	0,43	[70]
ChGs	R	-	-	-	-	-	-	-	-
	NR	-45	0	2,6	-	1,8	135	1,48	[102]
$Si_3N_4$	R	-9,1	17	0,5	$5.10^5$	0,36	0,5	-	[27]
	NR	-26,1	18,9	0,06	-	100	0,285	0,15	[85]
Organiques	R	-	-	-	-	-	-	-	-
	NR	-32	16,6	16	-	0,4	$10^5$	210	[106]

Tableau 2.3 – Tableau récapitulatif de l'état de l'état du mélange à 4 ondes en optique intégrée pour des structures résonantes (R) et non résonantes (NR).

## CHAPITRE 3

# GUIDES D'ONDES À BASE DE MATÉRIAUX ORGANIQUES : CONCEPTION, RÉALISATION, CARACTÉRISATIONS OPTIQUES LINÉAIRES ET NON-LINÉAIRES

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Guides d'onde en matériaux organiques</b>	<b>38</b>
3.1.1	Chromophores : molécules non-linéaires	39
3.1.2	PMMI	40
3.1.3	PMATRIFE	41
<b>3.2</b>	<b>Structures des guides d'ondes</b>	<b>41</b>
<b>3.3</b>	<b>Théorie électromagnétique de la propagation guidée</b>	<b>42</b>
<b>3.4</b>	<b>Méthode de l'indice effectif</b>	<b>45</b>
<b>3.5</b>	<b>Dimensionnement des guides organiques</b>	<b>47</b>
<b>3.6</b>	<b>Procédés de fabrication des guides organiques</b>	<b>49</b>
3.6.1	Dépôt du PMATRIFE	50
3.6.2	Dépôt de la silice	52
3.6.3	Dépôt du PMMI	52
3.6.4	Photolithographie	54
3.6.4.1	Dépôt de la résine	54
3.6.4.2	Insolation	55
3.6.4.3	Développement de la résine	56
3.6.5	Gravure sèche	57
3.6.6	Dépôt du superstrat	58
3.6.6.1	Dépôt du nitrure de silicium	58
3.6.6.2	Dépot du PMATRIFE	59
<b>3.7</b>	<b>Caractérisations optiques linéaires</b>	<b>60</b>
3.7.1	Mesure du diamètre de mode	60
3.7.1.1	Champ lointain	60
3.7.1.2	Champ proche	61

---

3.7.2	Mesure de pertes . . . . .	63
3.7.2.1	Fabry-Perot . . . . .	63
3.7.2.2	Cut-back . . . . .	65
<b>3.8</b>	<b>Caractérisations non-linéaires . . . . .</b>	<b>68</b>
3.8.1	Auto-modulation de phase . . . . .	68
<b>3.9</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>72</b>

---

Dans le cadre de ces travaux de thèse, l'étude consiste à réaliser des guides d'onde intégrés dont la couche guidante possède des propriétés non-linéaires d'ordre 3 élevées. Comme indiqué dans le chapitre 1, les matériaux organiques peuvent avoir des valeurs de  $n_2$  élevées. Du fait des compétences technologiques de mise en oeuvre de matériaux polymères au laboratoire, des guides d'onde en matériau organiques servant de matrice à des molécules non-linéaires appelées chromophores ont été réalisés. D'abord le chromophore utilisé ayant un  $n_2$  important sera présenté, puis les polymères PMMI (pour Poly (N-methyl methacrylimide)) et PMATRIFE (pour Poly(2,2,2 MethAcrylate of TRIFluoro-Ethyle)) servant respectivement comme couche guidante et de confinement seront décrits. Durant cette thèse, la procédure technologique utilisant ces matériaux a été développée et optimisée avec comme objectif d'obtenir des guides monomodes à faible aire effective. Cette procédure sera décrite pour ensuite présenter les caractérisations linéaires et non-linéaires effectuées sur ces guides organiques et discuter des résultats obtenus.

### 3.1 Guides d'onde en matériaux organiques

Comme il a été expliqué au chapitre 1, les matériaux organiques peuvent présenter des propriétés non-linéaires intéressantes pour réaliser des opérations de traitement du signal utilisant l'optique non-linéaire intégrée. L'un des objectifs de cette thèse a été de développer des guides organiques avec les technologies à notre disposition en salle blanche pour réaliser de telles opérations. La collaboration engagée entre le laboratoire Foton et l'équipe OMC (Organometallics materials and catalysis) de l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes (ISCR) nous a permis de coupler l'expertise de cette équipe dans la synthèse de composés organiques avec le savoir faire de la plate-forme technologique CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique) du laboratoire dans la conception et la réalisation de guides d'onde intégrés. La fabrication de ces guides s'effectue à base de polymères. Du point de vue chimique, les polymères sont des macromolécules constituées d'une répétition d'atomes ou de groupes d'atomes, appelés unités constitutives ou monomères. Pour certains, ce sont aussi des isolants électriques et thermiques stables à des températures modérées. Les polymères ont un comportement viscoélastique. En effet, ils peuvent présenter simultanément des propriétés élastiques et un caractère visqueux. De la même manière que les matériaux inorganiques, les polymères peuvent présenter intrinsèquement de bonnes propriétés non-linéaires ou servir de matrice hôte pour l'incorporation de molécules non-linéaires. Le dopage augmente les propriétés non-linéaires du polymère. Dans le cadre de cette thèse, il s'agit de la solution retenue. On peut donc distinguer la matrice qui est le matériau hôte, présentant de bonnes propriétés optiques (faibles pertes de propagation), pouvant être déposée sur un substrat de silicium mais ne possédant pas de propriétés non-linéaires et le dopant. Le dopant fourni par l'équipe OMC est appelé

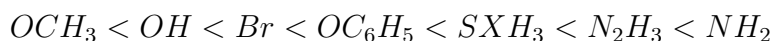
chromophore de façon générique et est présenté dans la sous-section suivante.

### 3.1.1 Chromophores : molécules non-linéaires

Les chromophores sont des molécules à transfert de charge (push-pull) qui peuvent présenter de fortes propriétés non-linéaires. De part leur énorme diversité structurale, ces molécules ont pour la plupart des propriétés non-linéaires que partiellement connues. Ces molécules sont constituées de groupements donneurs (D) et accepteurs (A) d'électrons reliés par une chaîne carbonée. La chaîne carbonée permet le transport des électrons via des liaisons  $\pi$  conjuguées. Il s'agit de l'alternance périodique de liaisons simples et doubles le long de cette chaîne. L'application d'un champ électromagnétique va déformer le nuage électronique créant ainsi un moment dipolaire induit. Pour obtenir une molécule avec la plus forte hyperpolarisabilité possible, il faut donc que les groupements aux caractères donneurs et receveurs d'électrons soient les plus forts possibles. La force d'un groupement donneur est définie par une faible énergie d'ionisation ( $E_i$ ) tandis qu'un groupement accepteur doit avoir des orbitales atomiques partiellement vides. Ainsi il est possible de classer les groupements accepteurs et donneurs en fonction de leur "force". Ci-dessous, quelques exemples de groupements receveurs classés suivant une force croissante [111] :



De la même façon, le classement non exhaustif des groupements donneurs est le suivant :



La capacité d'un système conjugué à guider le transfert de charge est intimement corrélée à sa géométrie (position des groupements, longueurs et angles des liaisons). Les principales études concernant les non-linéarités de telles molécules se sont principalement concentrées sur les mesures de leur absorption à deux photons. L'introduction de groupements donneurs (phényl-amine) permet l'augmentation de la section efficace d'absorption du chromophore d'un facteur 10 [112], démontrant ainsi l'importance du transfert de charge dans l'efficacité des phénomènes non-linéaires. Si un groupement donneur est placé sur le phényl central  $A - \pi - D - \pi - A$ , une faible augmentation de la section efficace d'absorption est observée. En revanche, si un groupement accepteur est placé sur le phényl central  $D - \pi - A - \pi - D$ , une augmentation significative de la section efficace d'absorption est observée [113]. La molécule utilisée lors de nos études est dans la 2<sup>ème</sup> configuration ( $D - \pi - A - \pi - D$ ) (figure 3.1).

Cette molécule a été synthétisée par le Docteur S. Achelle de l'équipe OMC de l'ISCR. Ces chromophores ont été introduits dans une matrice de polymère appelé PMMI à différentes concentrations massiques. Le choix du chromophore est déterminant pour l'obtention des effets non-linéaires. La matrice quant à elle doit présenter de bonnes propriétés optiques et surtout être compatible avec les procédés de fabrication utilisés en optique intégrée. Ce choix s'est porté sur le PMMI car ayant un indice relativement élevé pour la miniaturisation des structures, par rapport aux autres polymères à notre disposition ( $n_{PMMI} = 1,5108$  à  $\lambda = 1550nm$ ) ainsi qu'une bonne solubilité avec les solvants communément utilisés. La section suivante présente en détail ce polymère.

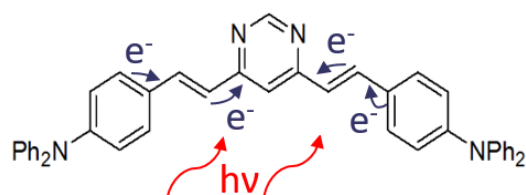


FIGURE 3.1 – Représentation de la structure du 4,6-bis[2-(4-N,N-Diphenylamino-phenyl)-vinyl]-pyrimidine choisie lors de cette étude

### 3.1.2 PMMI

Le PMMI pour Poly (N-methyl methacrylimide) est plus connu sous le nom commercial de KAMAX. Sa structure chimique est rappelée sur la figure 3.2.

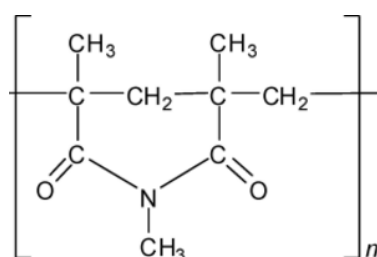


FIGURE 3.2 – Structure chimique du PMMI

Le PMMI est soluble dans une solution de TCE (1,1,2-trichloroéthane) jusqu'à environ 200 g/L. Il est obtenu à partir d'une réaction d'aminolyse du PMMA (poly(méthacrylate de méthyle)). Ce changement de structure du matériau implique le passage de la température de transition vitreuse du PMMA de 100 °C à 160 °C [114] pour le PMMI. La température de transition vitreuse ( $T_g$ ) est la température à laquelle la matière passe de l'état vitreux (rigide) à l'état caoutchouteux pour une température croissante. En dessous de cette température, les monomères constitutifs de la chaîne macromoléculaire ont une faible mobilité relative. Lorsqu'elle est franchie, le matériau acquiert une forte capacité à la déformation. L'augmentation de la  $T_g$  est donc souhaitable afin de relâcher les contraintes mécaniques accumulées lors de l'empilement des couches. Ce polymère a donc été "dopé" par la molécule présentée sur la figure 3.1 à différentes concentrations massiques égales à 0, 10, 20 et 40 %. Les indices de réfraction des films obtenus ont été mesurés par M-Lines pour ces concentrations de chromophores et résumés dans le tableau 3.1.

PMMI + % de chromophore	Indice de réfraction à $\lambda = 1550nm$
0	1,5108
10	1,5341
20	1,5508
40	1,5651

Tableau 3.1 – Indice de réfraction du PMMI incorporant des chromophores



Comme attendu, on observe une augmentation de l'indice de réfraction lorsque la concentration massique de chromophore augmente. Compte tenu de la présence de résidus de chromophores non dilués pour des concentrations supérieures, la limite maximum de solubilité de la molécule a été fixée expérimentalement à 40 %. Afin de réaliser les guides d'ondes, il a fallu choisir un matériau servant de couche de confinement. Le choix s'est porté sur le PMATRIFE car il possède un indice de réfraction linéaire inférieur à celui du PMMI ( $n_{PMATRIFE} = 1,409$  à  $\lambda = 1550nm$ ) permettant ainsi le guidage de la lumière dans la structure. Le choix de la couche de confinement aurait également pu se porter sur le PMMA ( $n_{PMMA} = 1,482$  à  $\lambda = 1550nm$ ) mais une augmentation de la différence d'indice ( $\Delta n$ ) a été privilégiée pour un meilleur confinement du mode.

### 3.1.3 PMATRIFE

Le PMATRIFE pour Poly(2,2,2 MethAcrylate of TRIFluoro-Ethyle) fait partie de la famille des Méthacrylates, comme le PMMI et le PMMA. Sa structure chimique est présentée sur la figure 3.3.

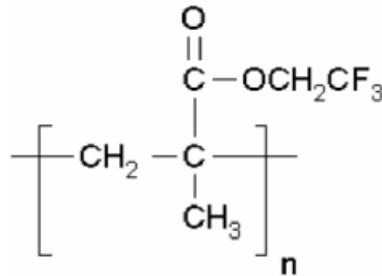


FIGURE 3.3 – Structure chimique du PMATRIFE

Le polymère PMATRIFE se présente sous forme de poudre soluble dans le Tétra Hydro-Furane (THF). Les dépôts effectués sur substrat de silicium révèlent une grande homogénéité de l'épaisseur semblable aux dépôts de PMMA et PMMI. Les indices des différentes couches étant connus, le dimensionnement des guides d'onde est désormais possible. Pour cela, il est nécessaire de déterminer la zone de propagation monomode de la structure à l'aide de la méthode de l'indice effectif. Afin de comprendre la méthode de calcul de l'indice effectif, quelques rappels concernant la théorie électromagnétique de la propagation de la lumière ainsi que les types de structures intégrées sont présentés dans le paragraphe suivant.

## 3.2 Structures des guides d'ondes

L'optique guidée permet de propager la lumière en utilisant le principe de réflexion totale interne. Pour cela, il faut une couche guidante ayant un indice linéaire de réfraction  $n_g$  plus élevé que la couche de confinement  $n_c$  et du superstrat  $n_{sp}$  (relation 3.1).

$$n_g > n_{sp}, n_c \quad (3.1)$$

Les différentes structures utilisées en optique intégrée sont représentées sur les figures 3.4 (a), (b), (c) et (d).

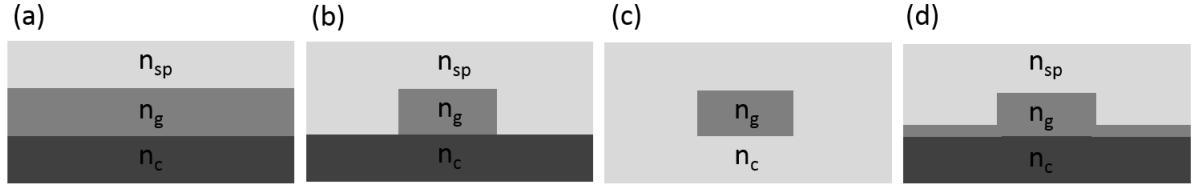


FIGURE 3.4 – Différents types de guides d'ondes (a) guide plan (b) guide ridge (c) guide enterré (d) guide rib

Les structures utilisées dans cette thèse sont des guides de type ridge (figure 3.4 (b)) ainsi que des guides enterrés (figure 3.4 (c)).

### 3.3 Théorie électromagnétique de la propagation guidée

Dans cette partie, nous allons utiliser l'approche électromagnétique pour expliquer la propagation de la lumière dans un guide à section rectangulaire. Lorsque les dimensions des guides s'approchent de celles de la longueur d'onde, cette théorie doit être privilégiée par rapport à l'approche géométrique. Nous allons étudier la propagation des ondes dans des guides diélectriques sans perte, à section rectangulaire, linéaire, homogène, isotrope, ayant des densités de charge ( $\rho$ ) et de courant ( $J$ ) nulles. L'ensemble des phénomènes électromagnétiques peuvent s'interpréter à l'aide de quatre champs, les champs électrique, magnétique, l'induction électrique et l'excitation magnétique notés respectivement  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{H}$  reliés entre eux par les équations de Maxwell.

$$\text{rot}\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = i\omega \vec{B} \quad (3.2)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\text{div}\vec{E} = 0 \quad (3.4)$$

$$\text{div}\vec{H} = 0 \quad (3.5)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $\epsilon$  la permittivité du milieu. Dans la suite de ce paragraphe, l'évolution de ces champs va être exprimée dans un premier temps dans un guide plan ayant une structure représentée sur la figure 3.5 puis dans un guide ridge à partir de la méthode de l'indice effectif.

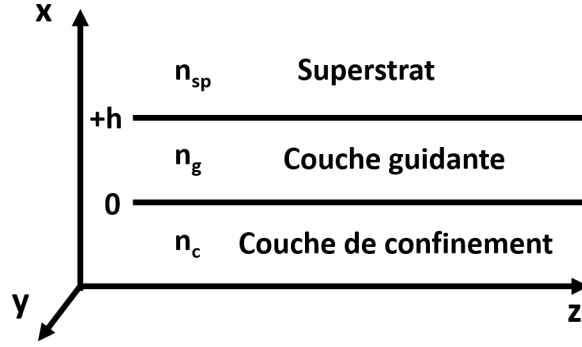


FIGURE 3.5 – Schéma simplifié d'un guide plan

En utilisant l'identité vectorielle et en écrivant les solutions du champ électrique et du champ magnétique sous la forme  $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_m(x, y)e^{ink_0z}e^{-i\omega t}$  et  $\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_m(x, y)e^{ink_0z}e^{-i\omega t}$  les équations de Helmholtz sont obtenues :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2(x, y) - \beta_m^2) \vec{E} = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2(x, y) - \beta_m^2) \vec{H} = 0 \quad (3.7)$$

Où  $\beta_m$  est la constante de propagation tel que  $\beta_m = k_0 n_{eff}$  et  $n(x, y)$  le profil d'indice du guide étudié défini par :

$$n(x) = \begin{cases} n_{sp} & \text{pour } x > h \\ n_g & \text{pour } 0 < x < h \\ n_c & \text{pour } x < 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

$n_{eff}$  est l'indice effectif de la structure qui représente l'indice vu par l'onde électromagnétique suite à la structuration du matériau. Comme représenté sur la figure 3.6, la propagation peut se décrire suivant les polarisations TE ( $E_z = 0$ ) et TM ( $H_z = 0$ ). Les modes guidés doivent avoir le champ qui s'annule dans la couche de confinement et dans le superstrat. Pour une polarisation TE, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x^2} - \kappa_r^2 E_y(x) = 0 & \text{Avec } -\kappa_r^2 = n_{sp}^2 k_0^2 - \beta_m^2 < 0 \\ \frac{\partial E_y(x)}{\partial x^2} + \kappa_g^2 E_y(x) = 0 & \text{Avec } \kappa_g^2 = n_g^2 k_0^2 - \beta_m^2 > 0 \\ \frac{\partial E_y(x)}{\partial x^2} - \kappa_s^2 E_y(x) = 0 & \text{Avec } -\kappa_s^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta_m^2 < 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

Le champ a une constante de propagation imaginaire dans le substrat et le superstrat, il s'agit donc d'une onde évanescente. Les solutions du champ dans les différentes sections du guide sont données par :

$$\begin{cases} E_y(x) = E_{sp} e^{\kappa_r(h-x)} & \text{pour } x > h \\ E_y(x) = E_g \cos(\kappa_g x) & \text{pour } 0 < x < h \\ E_y(x) = E_c e^{\kappa_s x} & \text{pour } x < 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

L'équation de dispersion résulte de la continuité du champ et de sa dérivée au niveau des interfaces et s'écrit de la manière suivante :

$$\kappa_g h - \text{Arctg} \left( \frac{\kappa_s}{\kappa_g} \right) - \text{Arctg} \left( \frac{\kappa_r}{\kappa_g} \right) = m\pi \quad (3.11)$$

Cette relation en fonction des paramètres normalisés pour un mode TE s'écrit :

$$V\sqrt{1-b} = m\pi + \text{Arctg} \left( \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right) + \text{Arctg} \left( \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \right) \quad (3.12)$$

Avec  $V$ , la fréquence réduite :

$$V = k_0 h \sqrt{n_g^2 - n_c^2} \quad (3.13)$$

et

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_c^2} \quad (3.14)$$

$$a = \frac{n_c^2 - n_{sp}^2}{n_g^2 - n_c^2} \quad (3.15)$$

$$n_{eff} = \sqrt{h(n_g^2 - n_c^2) + n_c^2} \quad (3.16)$$

De la même façon, pour une polarisation TM, la relation de dispersion s'écrit :

$$V\sqrt{1-b} = m\pi + \text{Arctg} \left( \left( \frac{n_g}{n_c} \right)^2 \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right) + \text{Arctg} \left( \left( \frac{n_g}{n_{sp}} \right)^2 \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \right) \quad (3.17)$$

Les modes n'existent pas toujours pour une valeur de  $V$  inférieure à une certaine fréquence appelée fréquence de coupure du mode. Cette fréquence de coupure est donnée pour un mode  $m$  par

$$V_c^m = m\pi + \text{Arctg} \sqrt{a} \quad (3.18)$$

Cela veut dire que pour un guide donné, le mode n'existera que pour  $V > V_c^m$  et donc pour  $\lambda < \lambda_c^m$ , où  $\lambda_c^m$  est la longueur d'onde de coupure. La fréquence normalisée étant aussi reliée à l'épaisseur de la couche guidante, il est possible de définir une épaisseur de coupure en dessous de laquelle la lumière n'est pas guidée qui s'exprime de la façon suivante :

$$h_c^m = \frac{V_c^m}{k_0 \sqrt{n_g^2 - n_c^2}} \quad (3.19)$$

La description de la théorie électromagnétique de la propagation guidée dans un guide plan va servir de base pour la compréhension de son extension à un guide ridge. En effet, le calcul de l'indice effectif était fait de façon analytique à partir de l'équation 3.16 dans laquelle seule la hauteur du guide était susceptible de varier. L'utilisation de guides ridge impose d'étendre le calcul de l'indice effectif à 2 dimensions.

### 3.4 Méthode de l'indice effectif

La méthode de l'indice effectif est une méthode simple mais approximative qui permet de trouver une valeur de l'indice effectif du mode guidé d'ordre  $m$  d'un guide ridge. Les champs électrique et magnétique dépendent désormais des dimensions transverses  $x$  et  $y$  et peuvent par exemple être décomposés de la manière suivante :  $E(x, y) = \Phi(x)\Phi(y)$ . L'équation de Helmholtz pour un mode TE (équation 3.6) peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{1}{\Phi_x(x)} \frac{d^2\Phi_x(x)}{dx^2} + \frac{1}{\Phi_y(y)} \frac{d^2\Phi_y(y)}{dy^2} + [k_0^2(x, y) - \beta_m^2] = 0 \quad (3.20)$$

L'étude sera faite avec le mode TE. Il y a toujours deux familles de solutions que l'on désigne par les termes quasi TE et quasi TM. Les premiers ont une composante majoritaire du champ électrique parallèle au substrat tandis que pour les seconds il s'agit d'une composante du champ magnétique (figure 3.6).

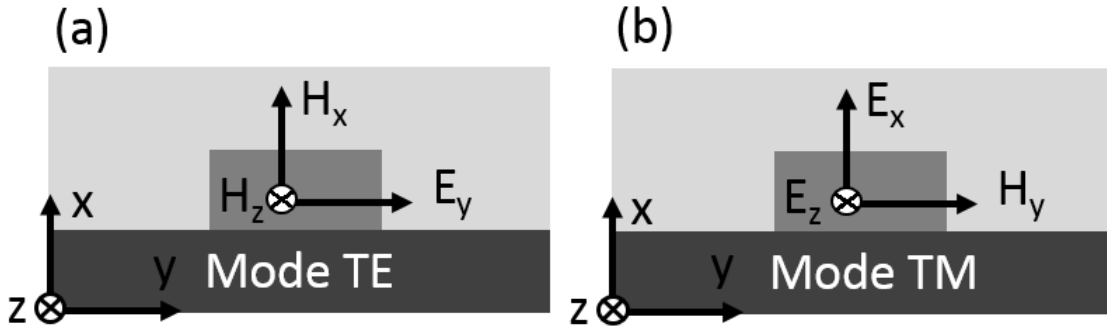


FIGURE 3.6 – Représentation des polarisations : (a) transverse électrique (TE) (b) transverse magnétique (TM).

Dans le cas des modes TE, les composantes  $H_y$ ,  $E_x$  et  $E_z$  sont nulles. Pour les modes TM, les composantes  $E_y$ ,  $H_x$  et  $H_z$  sont nulles. Dans un guide à géométrie rectangulaire, les modes sont quantifiés par deux entiers. Un entier  $m$  qui indique le nombre de maximum du champ selon  $y$  et un entier  $n$  qui indique le nombre de maximum selon  $x$ . La méthode de l'indice effectif consiste à réduire l'équation de propagation du guide d'onde 2D pour laquelle il n'existe pas de solution analytique en deux équations à une dimension pour lesquelles on peut trouver une solution analytique. La variable, indépendante en  $x$ ,  $k_0^2 n_{eff}^2(y)$  est introduite dans l'équation précédente et permet de séparer l'équation 3.20 en deux équations indépendantes :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi_x(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - k_0 n_{eff}(y)] \Phi_x(x) &= 0 & (a) \\ \frac{d^2\Phi_y(y)}{dy^2} + [k_0^2 n_{eff}^2(y) - \beta_m^2] \Phi_y(y) &= 0 & (b) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Etant donné que les équations 3.21 traitent les composantes du champ électrique de façon séparée, il est possible de traiter le calcul de l'indice effectif dans la couche guidante selon  $x$  puis selon  $y$ . Le guide ruban est subdivisé en régions en fonction des discontinuités du guide suivant la direction  $y$  (figure 3.7).

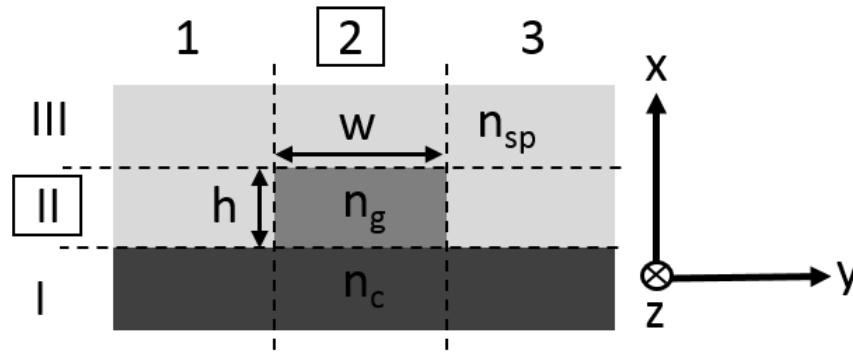


FIGURE 3.7 – Schéma de la décomposition d'un guide ridge pour l'utilisation de la méthode de l'indice effectif

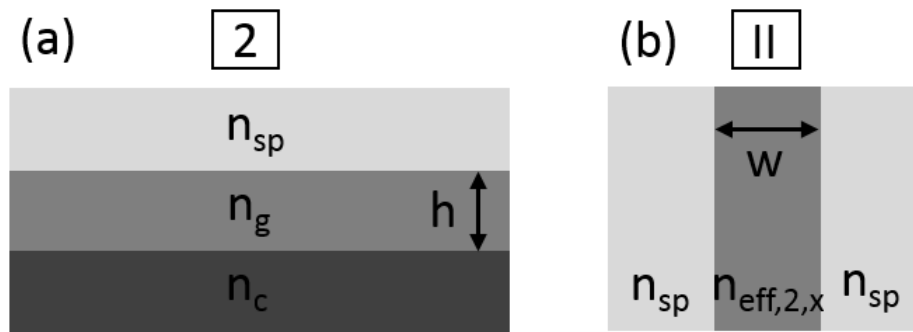


FIGURE 3.8 – Schéma de la méthode de l'indice effectif pour un guide d'onde ridge : (a) 1ère étape : calcul de l'indice effectif de la région 2 correspondant à un guide plan dans la direction  $x$ , (b) 2ème étape : Calcul de l'indice effectif du guide d'onde plan dans la direction ( $y$ ) en utilisant l'indice effectif calculé grâce à l'étape précédente comme indice de réfraction de la couche guidante.

Les étapes de la méthode de l'indice effectif sont décrites sur les figures 3.8 (a) et (b).

Dans un premier temps, à l'aide de l'équation 3.21 (a), l'indice effectif  $n_{eff,2,x}$  du guide plan d'épaisseur  $h$ , dans la direction ( $x$ ), est déterminé (figure 3.8 (a)) dans la région 2. Dans un deuxième temps, un guide plan de hauteur  $w$  défini dans la direction ( $y$ ) (figure 3.8 (b)) avec pour indice de réfraction de la couche guidante, l'indice effectif  $n_{eff,2,x}$  calculé dans la région 2. Pour déterminer l'indice effectif  $n_{eff}$  des modes guidés, dans le guide ridge, l'équation 3.21 (a) est utilisée dans le guide d'onde plan d'épaisseur  $w$  correspondant à la région II. Pour la conception de guides rubans monomodes des outils de simulation ont été développés lors des travaux de thèse de A. Gutierrez [115] avec notamment des codes Matlab basés sur la méthode de l'indice effectif décrit ci-dessus. Ces travaux de thèse ont également montré la fiabilité de cette méthode avec une comparaison des indices effectifs obtenus à partir de la méthode décrite avec ceux obtenus en utilisant un logiciel

commercial (Fimmwave de la société Photon Design) basé sur les différences finies. La méthode de l'indice effectif permet de calculer l'indice effectif des structures mais aussi de connaître la zone de propagation monomode. En effet, l'indice effectif calculé doit remplir la condition de l'équation 3.22.

$$n_c < n_{eff} < n_g \quad (3.22)$$

A l'aide de la méthode de l'indice effectif, il est ainsi possible de déterminer les couples hauteur-largeur des structures monomode à réaliser en salle blanche.

### 3.5 Dimensionnement des guides organiques

Les matériaux de la couche de confinement et de superstrat des guides étant le même, la structure des guides est représentée sur la figure 3.9.

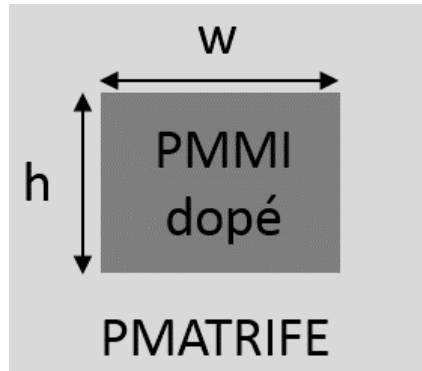


FIGURE 3.9 – Représentation schématique de la structure des guides organiques "dopés" par des chromophores

En utilisant la méthode de l'indice effectif décrit précédemment, les zones de propagation monomode pour les différentes concentrations massiques de chromophores utilisées lors de cette thèse ont été déterminées (figure 3.10). Le logiciel commercial (Fimmwave), précédemment cité permet le calcul de l'indice effectif mais n'est pas capable d'établir une cartographie automatisée de la zone de propagation monomode. La méthode de l'indice effectif est donc utilisée de façon préférentielle et des vérifications ponctuelles de ces résultats sont réalisées avec Fimmwave.

Afin d'estimer l'efficacité des effets non-linéaires, il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction linéaire, l'indice de réfraction non-linéaire et le paramètre de dispersion. Étant donné qu'au début de la thèse, seule l'information concernant l'indice de réfraction linéaire nous était accessible via une mesure par M-Lines, l'optimisation des propriétés non-linéaires s'est réalisée via l'optimisation de la densité d'énergie dans les guides. Pour cela, une grandeur ( $G$ ) qui représente le rapport entre le facteur de confinement noté  $\Gamma$  et l'aire effective du mode notée  $A_{eff}$  a été définie selon l'équation 3.23.

$$G = \frac{\Gamma}{A_{eff}} \quad (3.23)$$

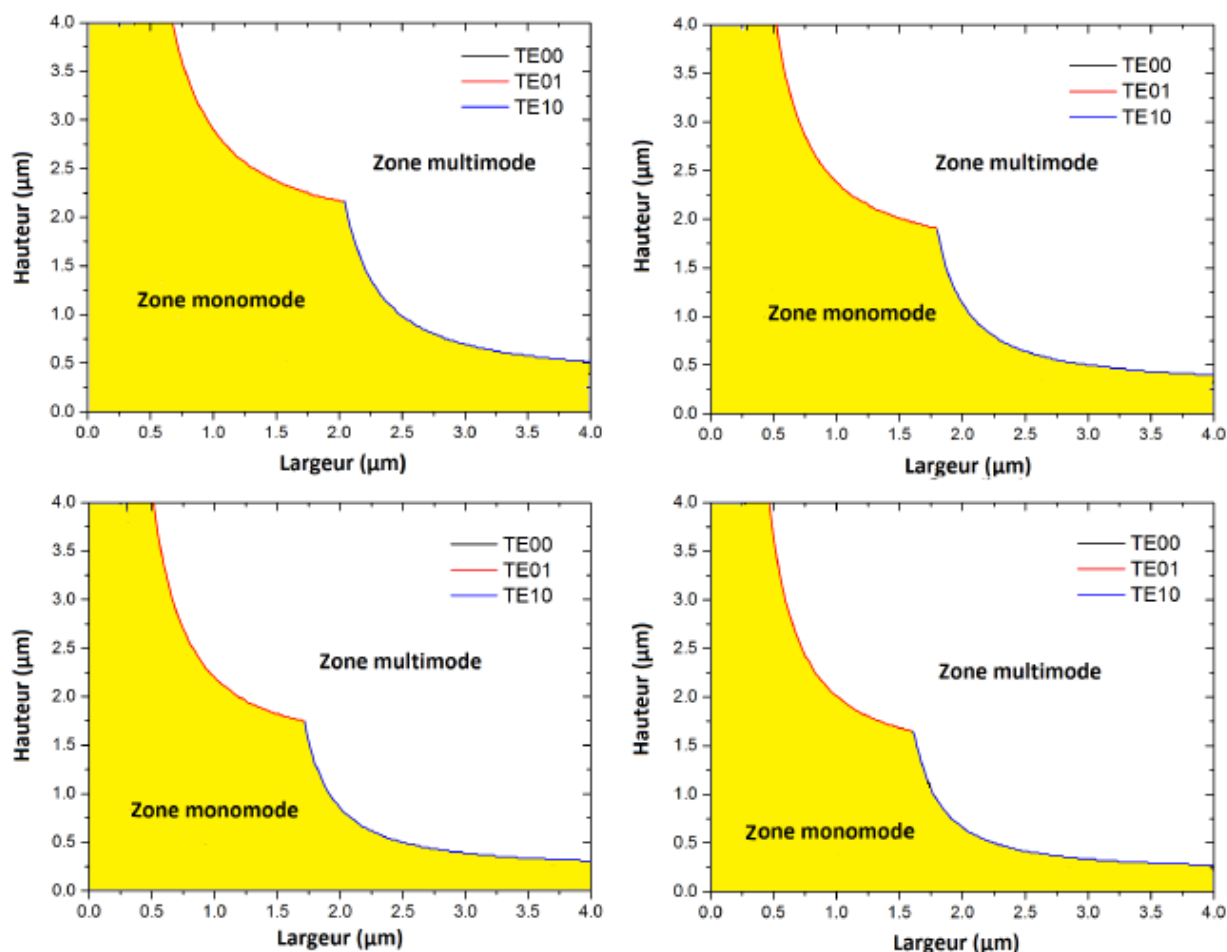


FIGURE 3.10 – Zone de propagation monomode (jaune) de la structure de la figure 3.9 pour du (a) PMMI non dopé par des chromophores (b) PMMI dopé à 10 % (c) PMMI dopé à 20 % et (d) PMMI dopé à 40 %

Le facteur de confinement  $\Gamma$  est le rapport entre la puissance transportée par le mode guidé dans la couche guidante et la puissance totale. Avec le logiciel Fimmwave,  $A_{eff}$  et  $\Gamma$  du mode fondamental dans le guide ont été calculés en fonction de  $h$  et  $w$  pour les différentes concentrations de chromophores (figures 3.11).

L'augmentation de la concentration des chromophores entraîne une augmentation de l'indice de réfraction et donc de  $\Gamma$  (tableau 3.1). La valeur maximale de  $G$  ( $G_{max}$ ) étant obtenue pour une concentration de 40 %, la normalisation de  $G$  pour les concentrations 0, 10 et 20 % est réalisée à partir de  $G_{max}$ . Il est important de noter que le maximum théorique de  $G$  est toujours compris dans la zone de propagation monomode du guide et les dimensions du guide sont compatibles avec les technologies à notre disposition en salle blanche. La hauteur et la largeur du guide ont été fixées à  $1,5 \mu m$ . Le choix de cette largeur a été expliqué par le fait que le masque à notre disposition ne comprend pas de largeurs intermédiaires entre les largeurs  $1 \mu m$  et  $1,5 \mu m$ . L'utilisation de solutions fortement concentrées en chromophores a été privilégiée afin de maximiser les propriétés



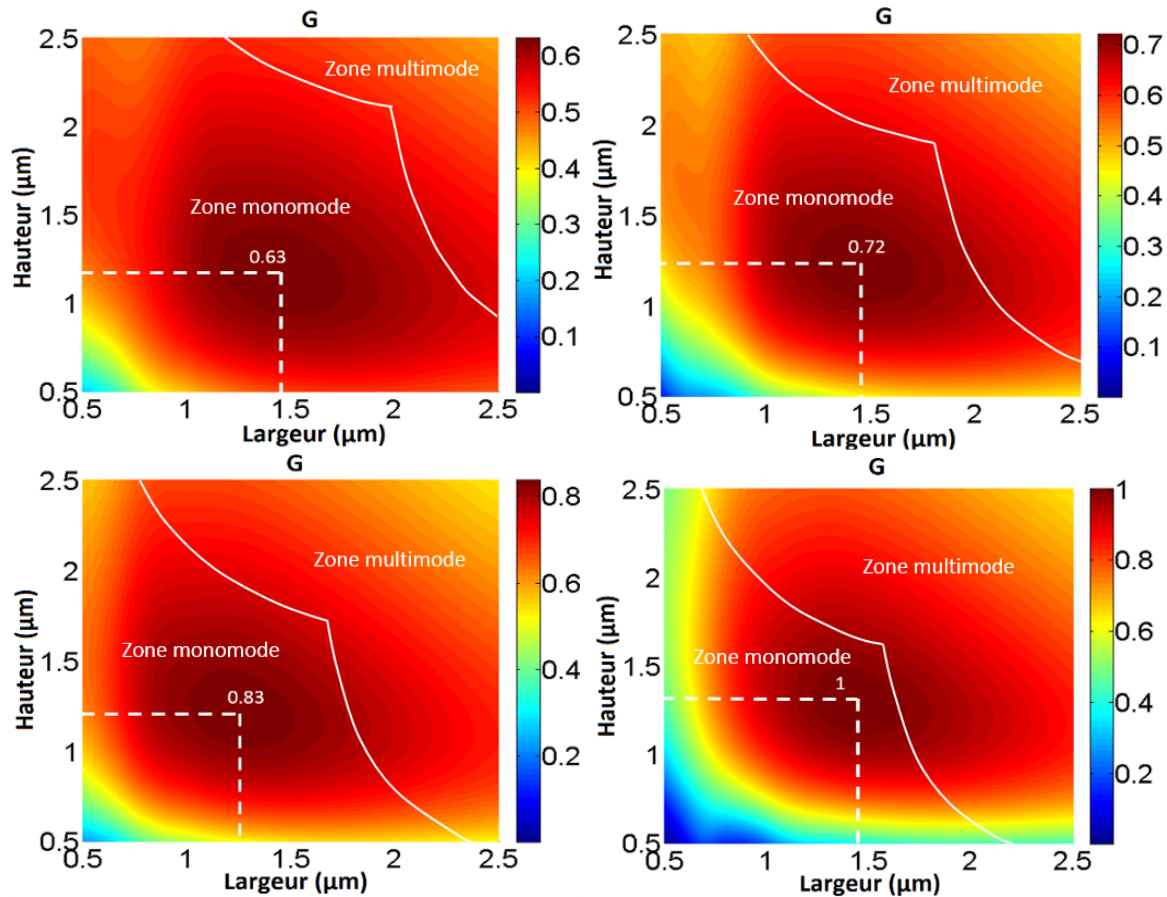


FIGURE 3.11 – Facteur de Mérite en fonction de la largeur et de la hauteur d’un guide ayant comme couche guidante du PMMI et comme couche de confinement du PMATRIFE (a) Sans dopage en chromophore (b) Avec un dopage à 10 % (c) Avec un dopage à 20 % (d) Avec un dopage à 40 %.

non-linéaires des guides mais elle est limitée par la solubilité des chromophores dans la matrice de PMMI ainsi que l’augmentation des pertes de propagation. La partie suivante décrira la réalisation des guides organiques intégrés en salle blanche.

### 3.6 Procédés de fabrication des guides organiques

La plate-forme CCLO (Centre Commun Lannionais d’Optique) est une plate-forme technologique du laboratoire FOTON. Elle dispose de deux salles blanches de classe 100 et 10000. La classe N d’une salle blanche signifie qu’il y a moins de N particules de taille supérieure à  $0,5 \mu\text{m}$  par pied cube dans la salle blanche (1 pied =  $0,305 \text{ m}$ ).

Ces salles blanches disposent des technologies permettant de réaliser des photolithographies (i-line 365 nm), des dépôts par PVD (Physical Vapor Deposition), de la gravure sèche par RIE-ICP et divers moyens de contrôle de la qualité et des propriétés des échantillons (profilomètre, M-lines, microscope électronique à balayage (MEB), interférométrie). Le laboratoire est donc équipé pour la fabrication de guides organiques et inorganiques en optique intégrée. La suite du chapitre développera les différentes étapes de fabrication des

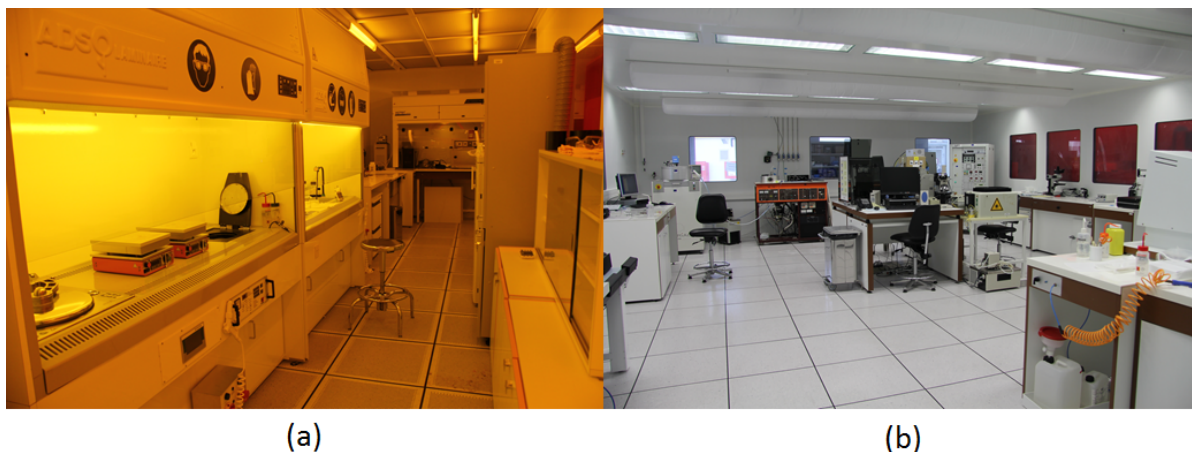


FIGURE 3.12 – Photographie de la salle blanche (a) classe 100 (b) classe 10 000

guides organiques sur substrat de silicium avec la structure et les dimensions spécifiées sur la figure 3.13.

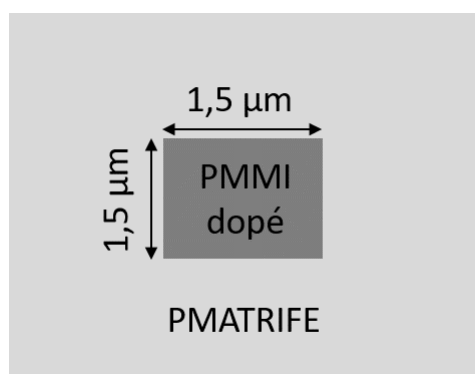


FIGURE 3.13 – Représentation schématique de la structure guidante désirée à la fin des différentes étapes de fabrication

### 3.6.1 Dépôt du PMATRIFE

Les matériaux sont déposés sur un substrat de silicium, préalablement nettoyé avec de l'isopropanol et de l'acétone, par un procédé d'enduction par centrifugation, plus connu sous le nom anglais de spin-coating. Les principales étapes du procédé de spin-coating sont résumées sur la figure 3.14. Avant ce procédé, il est donc nécessaire de mettre en solution ces polymères. Ils sont achetés sous forme de poudre puis dilués dans des solvants. Ces solvants sont spécifiquement choisis pour solubiliser les différents polymères utilisés. Les paramètres de la tournette programmable (vitesse de rotation, accélération et temps de rotation) sont ajustés pour obtenir les épaisseurs de couche souhaitées. La concentration de la solution ainsi qu'un étalement sous vide ou non sont aussi des paramètres influençant l'épaisseur des couches. Le spin-coating garantit l'homogénéité de l'épaisseur des couches ainsi que la reproductibilité du procédé. Seule la zone extérieure du substrat de silicium (Wafer) a une épaisseur plus élevée du fait de la difficulté qu'à le surplus de solution à

s'évacuer vers l'extérieur. Cette zone n'est en général pas exploitée car non recouverte par les motifs du masque.

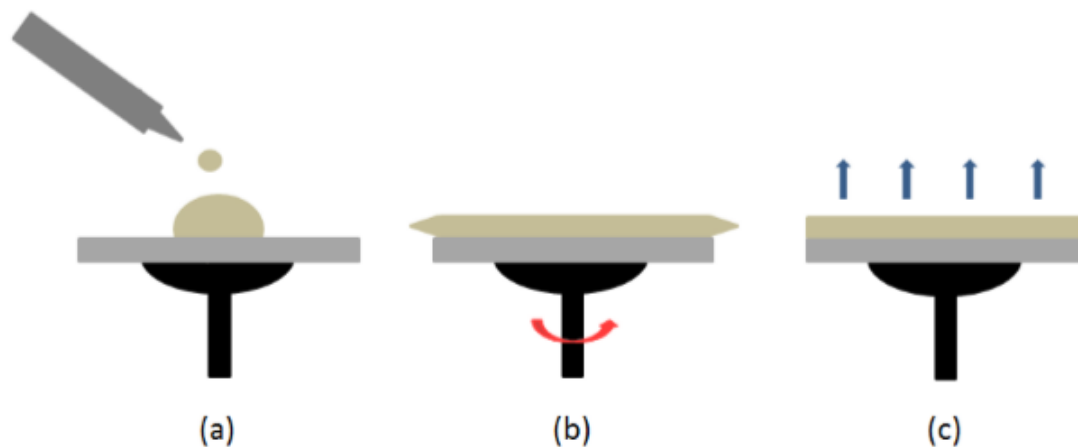


FIGURE 3.14 – Représentation schématique du procédé de spin coating (a) dépôt du matériau (b) étalement par rotation (c) évaporation du solvant

Une petite quantité de matériau est étalée sur le substrat de silicium à l'aide de la force centrifuge par le biais de la tournette. La première étape consiste donc à déposer la solution sur le substrat, puis de mettre en rotation ce substrat pour former une fine couche uniforme sur la surface. Le PMATRIFE est dans un premier temps solubilisé dans du THF (Tetrahydrofurane) pour obtenir une concentration de 500 g/L puis filtrée à 0,2  $\mu\text{m}$  avec un filtre en PTFE (Polytétrafluoroéthylène). Ce solvant est obligatoirement manipulé sous hotte aspirante car il est mutagène, cancérigène. Le tableau 3.2 représente les différents paramètres utilisés pour le dépôt à la tournette du PMATRIFE.

Paramètres	Valeurs
Vitesse (rpm)	4000
Accélération (rpm/s)	1000
Durée (s)	10
Capôt	Fermé

Tableau 3.2 – Paramètres de dépôt du PMATRIFE par spin coating

Ces paramètres permettent d'obtenir une épaisseur de PMATRIFE de 6  $\mu\text{m}$  nécessaire afin d'éviter les modes à fuite vers le silicium. Lors du dépôt, une grande partie du solvant est évaporée et la couche est à l'état solide. Toutefois, une étape de recuit est nécessaire pour éliminer totalement le solvant de la couche. Ce recuit consiste en une rampe de température allant de 50 °C à 85 °C pendant 10 minutes. Un deuxième recuit s'avère nécessaire afin d'améliorer les propriétés mécaniques de la couche et notamment de repousser la température de transition vitreuse ( $T_g$ ). Un polymère en dessous de sa  $T_g$  possède une faible mobilité de ses chaînes entre elles. Au dessus de cette température, la mobilité de ces chaînes augmente et le matériau acquiert une plus grande capacité de

déformation. Lors des procédés de fabrication des guides, l'échantillon peut être soumis à des températures élevées s'approchant de la  $T_g$  jusqu'à  $\approx 105^\circ\text{C}$ . A de telles températures, la déformation des couches peut entraîner l'apparition de contraintes engendrant des cassures du matériau [114]. Lors d'un processus basé sur un empilement de couches, ces contraintes peuvent être minimisées en repoussant la  $T_g$  par un traitement thermique. Ce recuit consiste à mettre l'échantillon dans une étuve pendant 4h à  $160^\circ\text{C}$ . A la fin du dépôt du PMATRIFE, la structure est représentée sur la figure 3.15.

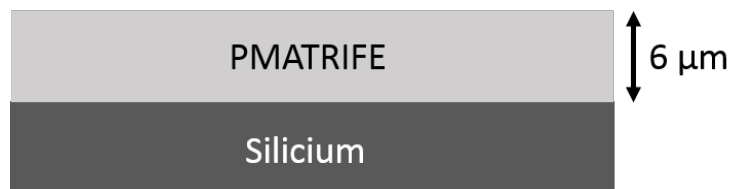


FIGURE 3.15 – Représentation schématique de la structure à la fin du dépôt de la couche de confinement

### 3.6.2 Dépôt de la silice

Au-dessus de la couche de PMATRIFE, une fine couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ) de 25 nm est déposée. Ainsi cette fine couche de silice permet de protéger la couche de PMATRIFE du solvant du PMMI qui sera déposé par la suite pour constituer la couche guidante. Sans cette précaution, la couche de PMATRIFE peut se dissoudre. Cette couche de  $\text{SiO}_2$  est déposée par pulvérisation cathodique RF. Une enceinte à pulvérisation cathodique RF est constituée d'une cible, d'un plasma et d'un substrat. Le principe de la pulvérisation consiste à bombarder la cible avec les ions du plasma d'Argon en appliquant une différence de potentiel dans l'enceinte. Les atomes arrachés se déposent ensuite sur la surface du substrat (échantillon). Les charges s'accumulant au niveau de la cible, une tension RF alternative est utilisée afin de les évacuer. Cette tension alternative est fixée à 13,56 MHz étant donné que les ions sont pratiquement insensibles à cette fréquence tandis que les électrons oscillent à cette fréquence. Le mouvement des électrons étant accru, la probabilité d'une collision ionisante est elle aussi augmentée. Pour augmenter la vitesse de dépôt, des bâtis utilisant une cathode magnétron sont préférés. Cette technique utilise un aimant permanent afin d'évacuer les électrons formés dans le plasma. Les paramètres de la pulvérisation cathodique sont les débits des gaz utilisés, ici, l'oxygène et l'argon, la puissance RF, la pression de l'enceinte et la durée de dépôt. Ces paramètres sont reportés dans le tableau 3.3.

Afin de limiter la déformation des couches, le dépôt est réalisé en 3 étapes entrecoupées par une pause de 5 minutes entre les dépôts. A la fin de cette étape, la structure obtenue est représentée sur la figure 3.16.

### 3.6.3 Dépôt du PMMI

Le polymère de la couche guidante contenant ou non des chromophores est déposé de la même façon que le PMATRIFE, par spin-coating. Dans un premier temps, le PMMI ne contenant pas de chromophores est dissous dans du TCE puis filtré à  $0,2\ \mu\text{m}$  avec un filtre

Paramètres	Valeurs
Débit $O_2$ (sccm)	4
Débit Ar (sccm)	40
Puissance RF (W)	500
Pression (mTorr)	12
Durée (s)	45

Tableau 3.3 – Paramètre de dépôt de la couche de silice par pulvérisation cathodique

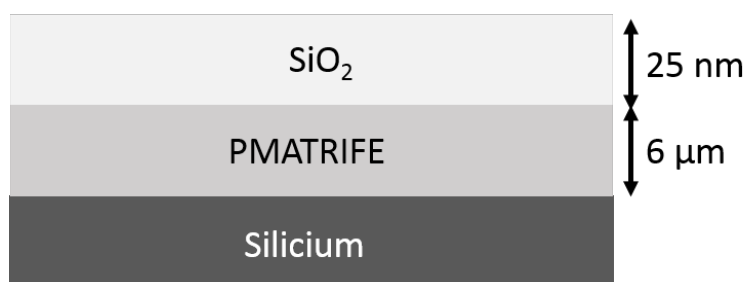


FIGURE 3.16 – Représentation schématique de la structure après le dépôt de silice

en PTFE. L'incorporation des chromophores est réalisée après la dissolution et le filtrage du PMMI. Sa concentration se calcule à partir de la masse de PMMI dissous dans le solvant. Un 2<sup>ème</sup> filtrage identique au premier est réalisé afin d'éliminer les chromophores non dissous ainsi que d'autres impuretés. Il a fallu dans un premier temps connaître les épaisseurs des dépôts en fonction de la vitesse de la tournette pour différentes concentrations de PMMI (figure 3.17 (a)). Les épaisseurs des couches obtenues ont été mesurées par interférométrie. De grandes vitesses de rotation sont privilégiées afin de minimiser les effets de bords.

Afin d'obtenir une épaisseur de  $1,5 \mu\text{m}$ , il est nécessaire de privilégier les faibles concentrations de PMMI ( $<150 \text{ g/L}$ ) (figure 3.17 (a)). La concentration a été fixée à  $130 \text{ g/L}$  et dans un second temps, l'épaisseur des couches du PMMI à  $130 \text{ g/L}$  incorporant différentes concentrations de chromophores a été mesurée (figure 3.17 (b)). Pour une vitesse de rotation de  $5000 \text{ rpm}$ , les couches réalisées aux différents dopages en chromophores ont une épaisseur proche de  $1,5 \mu\text{m}$ . Le cas particulier d'une couche de PMMI à  $130 \text{ g/L}$  incorporant  $40 \%$  de chromophore dans une tournette ayant une vitesse de rotation de  $5000 \text{ rpm}$  donne une épaisseur de  $1,56 \mu\text{m}$ . Les paramètres choisis pour le dépôt du PMMI sont résumés dans le tableau 3.4.

A la fin de cette étape, une couche de silice identique à la précédente est déposée sur la surface du PMMI afin d'empêcher la dissolution du PMMI par le solvant de la résine utilisée pour la photolithographie et assure le rôle d'une couche de masquage pendant l'étape de gravure du polymère.

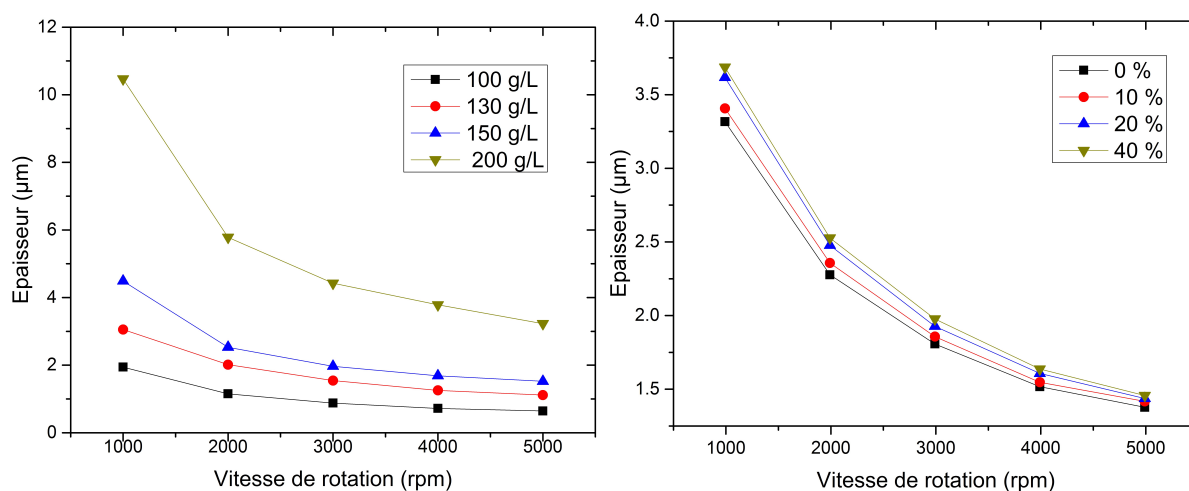


FIGURE 3.17 – (a) Évolution de l'épaisseur du dépôt de PMMI en fonction de la vitesse de rotation pour différentes concentrations de solution (b) Évolution de l'épaisseur du dépôt de PMMI dopé par des chromophores en fonction de la vitesse de rotation pour différentes concentrations de chromophore et avec une matrice de PMMI d'une concentration égale à 130 g/L

Paramètres	Valeurs
Vitesse (rpm)	5000
Accélération (rpm/s)	1000
Durée (s)	10
Capôt	Ouvert

Tableau 3.4 – Paramètres de dépôt du PMMI par spin coating

### 3.6.4 Photolithographie

La photolithographie permet le transfert de motifs sur une résine photosensible à partir d'un masque en quartz dont les motifs sont en chrome. La photolithographie est composée de trois étapes principales que sont le dépôt de la résine photosensible, l'insolation de celle-ci à travers le masque et le développement de la résine.

#### 3.6.4.1 Dépôt de la résine

Un promoteur d'adhérence (HMDS pour Hexamethyldisilazane) est déposé sur la surface de la couche de silice pour assurer l'adhérence entre cette couche et la résine avec les mêmes paramètres que le PMMI (tableau 3.4). Un recuit de 1 minute à  $65^\circ\text{C}$  est réalisé pour évaporer le solvant du HMDS. A la fin de cette étape, la structure est représentée sur la figure 3.18.

La résine photosensible utilisée lors de ces travaux est la SPR-700 1.0. La résolution des guides est directement liée à l'épaisseur de résine. Dans le cas de la SPR-700 1.0, l'épaisseur obtenue en suivant les paramètres du fabricant est de  $1\mu\text{m}$ . Afin d'augmenter

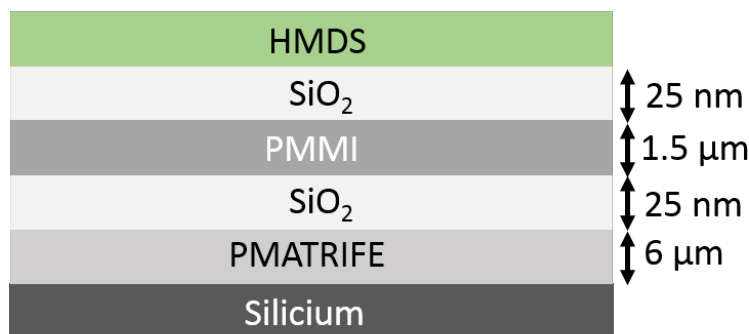


FIGURE 3.18 – Représentation schématique de la structure après le dépôt de la couche guidante, de la silice et du promoteur d'adhérence

la résolution de la photolithographie, la résine est diluée dans de l'acétone pour réduire sa viscosité (3 ml de résine dans 10 ml d'acétone). L'épaisseur de résine sera donc plus petite et les effets diffractifs seront réduits. La solution est ensuite filtrée avec un filtre à  $0,2 \mu\text{m}$  en PTFE. Les conditions de spin-coating sont paramétrées de façon à obtenir une épaisseur de 400 nm. Le tableau 3.5 représente les différents paramètres utilisés pour le dépôt à la tournette de la résine SPR-700 1.0.

Paramètres	Valeurs
Vitesse (rpm)	5000
Accélération (rpm/s)	3000
Durée (s)	10
Capôt	Ouvert

Tableau 3.5 – Paramètres de dépôt de la résine SPR-700 1.0 par spin coating

Cette étape se termine par un recuit pour évaporer le solvant. La couche est traitée thermiquement sur plaque chauffante pendant une minute à  $65^\circ\text{C}$  puis la température s'élève linéairement jusqu'à  $95^\circ\text{C}$ , sur une période totale de 5 minutes. La température est ensuite maintenue à  $95^\circ\text{C}$  pendant une minute.

### 3.6.4.2 Insolation

La résine photosensible subit une transformation chimique sous l'effet d'un rayonnement ultra-violet. La zone irradiée va voir sa solubilité dans le développeur augmenter ou diminuer suivant le type de résine (positive ou négative). Pour effectuer ensuite l'insolation, nous utilisons un aligneur MJB4 de la marque Suss Microtec. La lampe utilisée est une lampe à vapeur de mercure Xénon possédant une raie d'émission à 365 nm. Les motifs à inscrire sur la résine photosensible sont de tailles micrométriques, les motifs sont en chrome sur une plaque en quartz. Les motifs en chrome sont opaques aux rayons UV tandis que les zones en quartz sont transparentes. Différents plaquages entre le masque et l'échantillon sont possibles, par contact, à proximité et par projection et permettent

d'obtenir une largeur minimale des motifs ( $2b_{min}$ ) donnée par les relations suivantes :

$$\text{Par contact} \quad 2b_{min} = 3\sqrt{\lambda \frac{d}{2}} \quad (3.24)$$

$$\text{A proximité} \quad 2b_{min} = 3\sqrt{\lambda \left(s + \frac{d}{2}\right)} \quad (3.25)$$

$$\text{Par projection} \quad 2b_{min} = \frac{k\lambda}{NA} \quad (3.26)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'insolation,  $d$  est l'épaisseur de résine,  $s$  est l'espacement entre la résine et le masque,  $k$  est un facteur habituellement compris entre 0,6 et 0,8 et  $NA$  est l'ouverture numérique du système optique intercalé entre le masque et la résine. Le plaquage choisi pour la meilleure résolution est un contact sous vide. La résine SPR-700 1.0 utilisée est une résine positive, l'insolation aux rayons UV entraîne une rupture des liaisons chimiques de la zone insolée. La zone insolée sera donc soluble dans le développeur. Le flux de la lampe à mercure Xénon est de  $14 \text{ mW/cm}^2$ . Le paramètre à déterminer lors de cette étape est donc le temps d'exposition car une sur ou sous exposition entraîne une dégradation de la résolution des motifs transcrits. La durée d'exposition optimale aux UV a été fixée à 6 secondes. Pour finir, un second recuit identique au premier est reproduit afin de consolider les motifs.

### 3.6.4.3 Développement de la résine

La dernière étape de photolithographie consiste à développer avec le solvant adéquat la résine photosensible insolée. Comme nous l'avons vu, la région insolée a subi une modification chimique qui permet la dissolution de cette dernière dans le développeur. La région insolée est donc éliminée après passage dans le développeur. Dans notre cas, l'ensemble de la structure est plongée pendant 30 secondes dans un développeur de résine, appelé MFCD-26. Pour finir l'étape de développement, un rinçage à l'eau désionisée est réalisé pendant 45 secondes pour stopper le développement de la résine. La vue de profil de la structure à la fin de l'étape de développement est représentée sur la figure 3.19

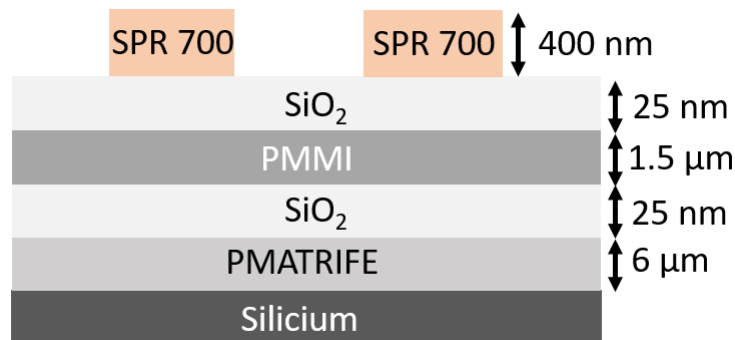


FIGURE 3.19 – Représentation schématique de profil de la structure à la fin de l'étape de photolithographie



Avant l'étape de photolithographie, un promoteur d'adhérence a été déposé à la surface de la silice. L'effet de ce promoteur d'adhérence est seulement visible à la fin de l'étape de développement. Un décollement des guides de résine est obtenu en l'absence de HMDS (figure 3.20 (a)). Ce décollement est évité avec l'utilisation de ce promoteur d'adhérence (figure 3.20 (b)), ce qui justifie son utilisation.

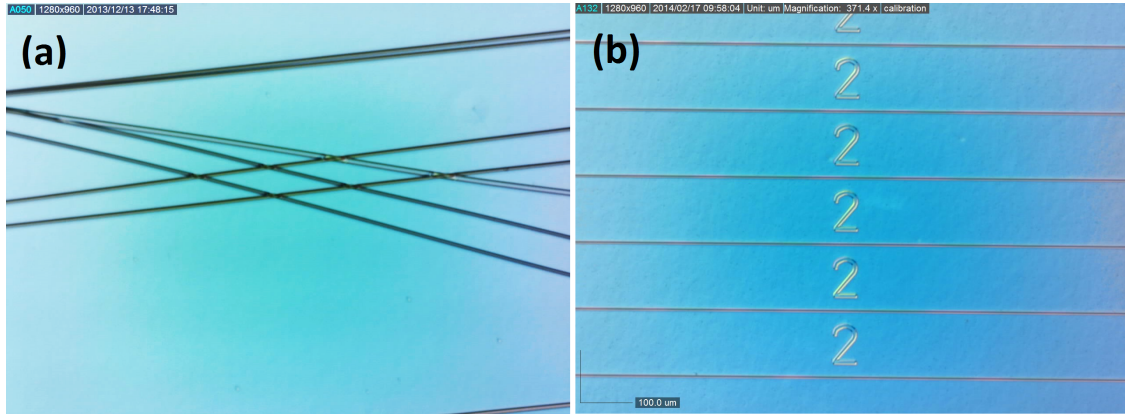


FIGURE 3.20 – (a) Vue de dessus obtenue au microscope de guides en résine SPR 700 1.0 sans promoteur d'adhérence (b) Vue de dessus obtenue au microscope de guides en résine SPR 700 1.0 avec promoteur d'adhérence (HMDS)

#### 3.6.5 Gravure sèche

A ce stade de la réalisation, les motifs sont en résine et serviront de couche de masquage pour un transfert du motif vers la couche guidante. La dernière étape restante pour obtenir les motifs désirés est la gravure ionique réactive (appelée RIE en l'anglais pour Reactive Ion Etching). Un plasma est généré à basse pression par un champ électromagnétique à haute fréquence. Au contraire de la PVD, les ions sont ici envoyés sur le substrat afin d'en creuser la surface. Pour se rapprocher le plus possible des motifs voulus, les paramètres à modifier sont les débits des gaz choisis, la puissance du plasma, la pression et la durée de gravure. Une première gravure est réalisée pour retirer la fine couche de silice présente aux endroits où la résine a été développée. Le gaz utilisé est le  $SF_6$ . Lors de cette étape, la couche de résine non-développée sert de couche de masquage pour une gravure sélective de la silice, sur laquelle sont transférés les motifs. Les conditions de gravure retenues pour la silice sont répertoriées dans le tableau 3.6.

Le  $SF_6$  grave aussi la couche de résine mais avec une vitesse de gravure différente de celle de la silice. Afin de connaître l'épaisseur de résine restante à la fin de la gravure de silice, un échantillon a été mesuré au profilomètre. Il s'avère que la gravure de 25 nm de silice grave également 75 nm de résine. Il s'agit donc de l'épaisseur minimale de résine devant être déposée afin qu'elle garde son rôle de couche de protection pour le PMMI. Etant donné la faible différence d'indice entre la couche guidante et la couche de confinement ( $\Delta n = 0,16$ ), les largeurs des guides à graver sont bien supérieures à la limite de résolution pouvant être obtenue au laboratoire ( $\approx 0,5\mu m$ ). L'épaisseur de résine a donc été fixée à 400 nm pour permettre un dépôt plus homogène que ceux à faible épaisseur. Le polymère est par la suite gravé sous plasma d'oxygène. Lors de cette étape, la couche

Paramètres	Valeurs
Débit $O_2$ (sccm)	5
Débit $SF_6$ (sccm)	25
Puissance RF (W)	100
Pression (mTorr)	20
Durée (s)	23

Tableau 3.6 – Paramètres de gravure de la silice par RIE

de résine non-développée puis la fine couche de silice servent de couches de masquage pour la gravure du PMMI, sur lequel sont transférés les motifs. Les conditions de gravure retenues pour le PMMI sont reportés dans le tableau 3.7.

Paramètres	Valeurs
Débit $O_2$ (sccm)	25
Puissance RF (W)	125
Pression (mTorr)	10
Durée (s)	630

Tableau 3.7 – Paramètre de gravure du PMMI par RIE

Au terme de cette étape, les guides de type ruban sont obtenus (figure 3.21).

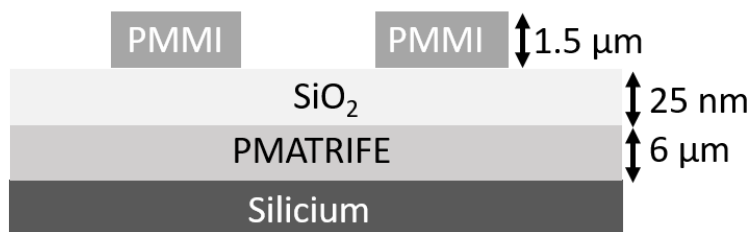


FIGURE 3.21 – Représentation schématique de profil de la structure à la fin de la RIE

### 3.6.6 Dépôt du superstrat

#### 3.6.6.1 Dépôt du nitrure de silicium

Le dépôt d'une couche inorganique de nitrure de silicium est nécessaire avant le dépôt du superstrat afin d'éviter la dissolution des guides par le solvant du superstrat. La silice n'est pas adaptée pour cette étape car sa vitesse de dépôt est trop faible. Pour éviter les effets thermiques et donc les déformations des couches, un dépôt de nitrure de silicium par PVD a été préféré. Sa vitesse de dépôt est plus élevée que celle de la silice ce qui permet de réduire la puissance RF ainsi que la durée tout en s'assurant de recouvrir les

flancs des guides. Pour un dépôt conforme, les paramètres de dépôt sont donnés dans le tableau 3.8.

Paramètres	Valeurs
Débit $O_2$ (sccm)	40
Puissance RF (W)	300
Pression (mTorr)	11
Durée (s)	45

Tableau 3.8 – Paramètres de dépôt de la couche de nitrure de silicium par PVD

L'indice de nitrure de silicium étant plus élevé que le PMMI, la couche doit être suffisamment fine pour réduire au maximum la fuite de la lumière dans cette couche. L'indice de nitrure de silicium dépend de sa composition. Dans notre cas, le nitrure de silicium est déposé dans des proportions non stœchiométriques ( $Si_xN_y$ ) et un indice de réfraction de 1.641 a été préalablement mesuré par M-lines à 1550 nm. A la fin de cette étape, la structure schématique est représentée sur la figure 3.22.

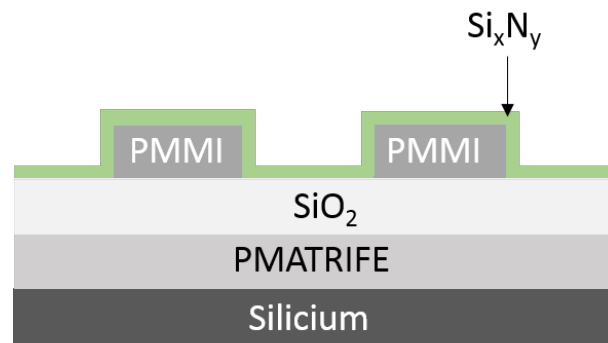


FIGURE 3.22 – Représentation schématique de profil de la structure après le dépôt de la couche de nitrure de silicium

### 3.6.6.2 Dépôt du PMATRIFE

Pour finir, en guise de protection mécanique, un superstrat de PMATRIFE a été déposé. Les paramètres de dépôt sont les mêmes que le PMATRIFE de confinement. La vue de profil obtenue par MEB de la structure finale est représentée sur la figure 3.23 et révèle des flancs verticaux et donc la bonne qualité des différentes étapes technologiques réalisées.

La couche de nitrure de silicium observable sur la figure 3.23 remplit bien son rôle de couche de protection à l'interface couche de confinement-superstrat et couche guidante-superstrat. Les guides organiques dopés étant de bonne qualité, l'étape suivante a été de les caractériser optiquement en terme de diamètre de mode et de pertes de propagation.

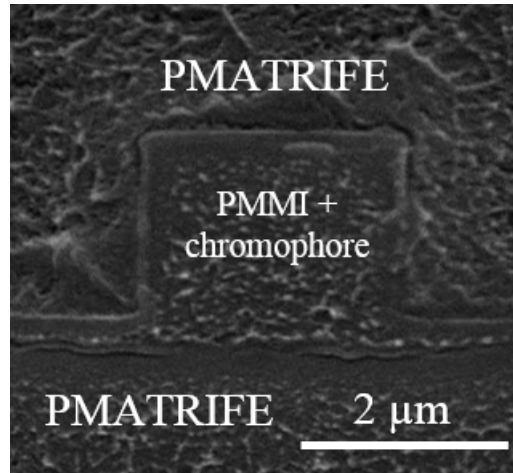


FIGURE 3.23 – Vue de profil obtenue par MEB du guide intégré en polymères incorporant des chromophores

## 3.7 Caractérisations optiques linéaires

Les caractérisations linéaires permettent d'estimer de façon quantitative la qualité des guides réalisés. Ces caractérisations nécessitent de réaliser le couplage de la lumière dans les guides à l'aide de fibres micro-lentillées réalisées au laboratoire. Le procédé de fabrication des fibres micro-lentillées étant très bien maîtrisé, il est possible d'adapter le diamètre de mode de la fibre avec celui du guide pour réduire les pertes de couplage. Pour cela, il est nécessaire de mesurer le profil de mode à la fois des guides intégrés et de la fibre micro-lentillée.

### 3.7.1 Mesure du diamètre de mode

Les deux techniques utilisées durant cette thèse pour mesurer le diamètre de mode sont la mesure en champ lointain et la mesure en champ proche. La mesure en champ lointain a été utilisée pour mesurer le diamètre de mode de la fibre optique qui servira de référence pour la déduction du diamètre de mode du guide. En théorie, une mesure directe du diamètre de mode des guides en champ lointain pourrait être possible mais le banc utilisé pour réaliser cette mesure est pour l'instant seulement compatible avec les fibres optiques.

#### 3.7.1.1 Champ lointain

La mesure en champ lointain consiste à effectuer une mesure très loin de la zone de Rayleigh ( $Z_R$ ) donnée par la formule suivante :

$$Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (3.27)$$

La zone de Rayleigh est définie comme la zone aux extrémités de laquelle le rayon du mode vaut  $\sqrt{2}\omega_0$ .  $\omega_0$  étant le waist du faisceau. Le principe de la mesure est le suivant : une fibre multimode standard reliée à un détecteur InGaAs est mise en rotation autour

de la fibre à caractériser à une distance fixée très grande par rapport à  $Z_R$ . Les angles sont balayés de  $-80^\circ$  à  $80^\circ$  et la répartition de l'intensité lumineuse est enregistrée en fonction de l'angle (figure 3.24).

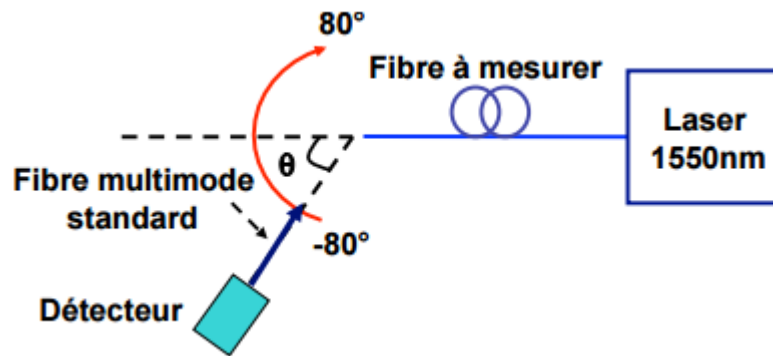


FIGURE 3.24 – Principe de mesure en champ lointain

La mesure en champ lointain de cet angle ( $\theta$ ) est mesurée en  $I_{max}/e^2$  et permet de déterminer la valeur de  $\omega_0$  par la relation suivante :

$$\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi \tan \theta} \quad (3.28)$$

Cette mesure est valable seulement si le champ est bien gaussien. Cette technique est d'autant plus précise que la divergence angulaire est grande. L'équation 3.28 montre que cette technique est particulièrement adaptée pour la mesure de petits diamètres de mode. La fabrication de fibre micro-lentillée ayant des diamètres de mode de  $1.8\mu m$  à plus de  $100\mu m$  est possible au laboratoire. Dans le cas de petits diamètres de mode, les fibres fabriquées sont de type "gradhyp" découlant de l'apport de silice sur la surface clivée d'une fibre à gradient d'indice formant une lentille convergente. La maîtrise de la quantité de silice nécessaire à la formation de la micro-lentille est primordiale pour l'obtention d'une fibre micro-lentillée au diamètre de mode requis. En effet, un déficit de matière engendre en général des diamètres de mode trop grands tandis qu'un surplus de silice engendre des micro-lentilles trop "pointues" entraînant une diminution de l'énergie couplée par réflexion totale interne au niveau du dioptre silice-air. Une fois le diamètre de mode de la fibre mesuré, elle sera utilisée comme référence pour la détermination du diamètre de mode du guide intégré en champ proche.

### 3.7.1.2 Champ proche

Au contraire du champ lointain, une mesure en champ proche consiste à effectuer une mesure dans la zone de Rayleigh. Le détecteur ne pouvant pas être placé aussi proche du guide (typiquement quelques micromètres), un objectif de microscope est utilisé pour réaliser l'image du champ en sortie de guide sur le détecteur. L'intérêt d'avoir une fibre micro-lentillée dont le diamètre de mode a été mesuré en champ lointain est d'avoir une référence permettant de connaître le grossissement du système optique. Le banc expérimental est représenté sur la figure 3.25.

La lumière d'une source à 1550 nm est injectée dans les guides à caractériser et le faisceau de sortie est focalisé sur une caméra IR par l'intermédiaire d'un objectif de

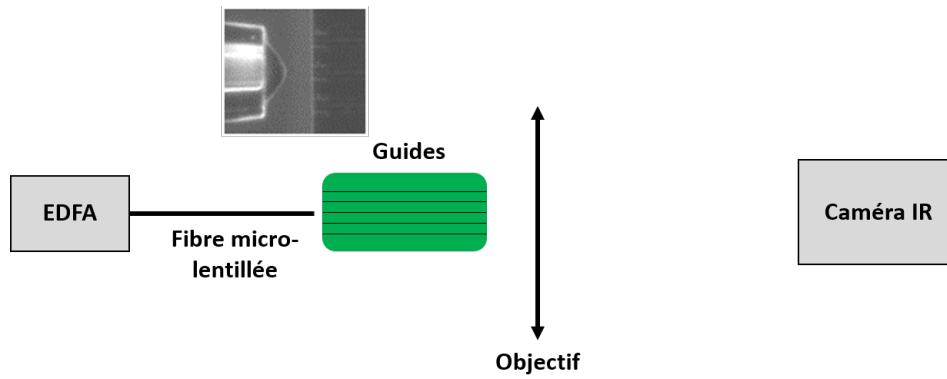


FIGURE 3.25 – Représentation schématique du banc de caractérisation par la méthode de champ proche

microscope. Un objectif de microscope à fort grossissement (X40) a été privilégié afin de réaliser l'image de la sortie de guide sur le plus grand nombre de pixels du détecteur. La contrepartie dans le choix d'objectif à fort grossissement est la diminution de la distance de travail. Dans un premier temps, une mesure sans l'échantillon est effectuée. La fibre d'entrée est mise à la focale de l'objectif de microscope et le profil de mode sur la caméra IR est enregistré. Cette mesure permet de déterminer précisément le grossissement de l'ensemble de la chaîne de mesure. Dans un second temps, l'échantillon est placé sur le banc de caractérisation et le profil d'intensité à la sortie du guide est enregistré sur la caméra IR. Connaissant le grossissement du système optique, il est possible, à partir du profil d'intensité de la caméra de déduire la taille de mode des guides. Le diamètre de mode des guides organiques dopés à 40 % a été déterminé par cette technique puis comparé au profil de mode obtenu par simulation (figures 3.26). Ces deux profils présentent une bonne concordance et permettent de valider cette technique de mesure.

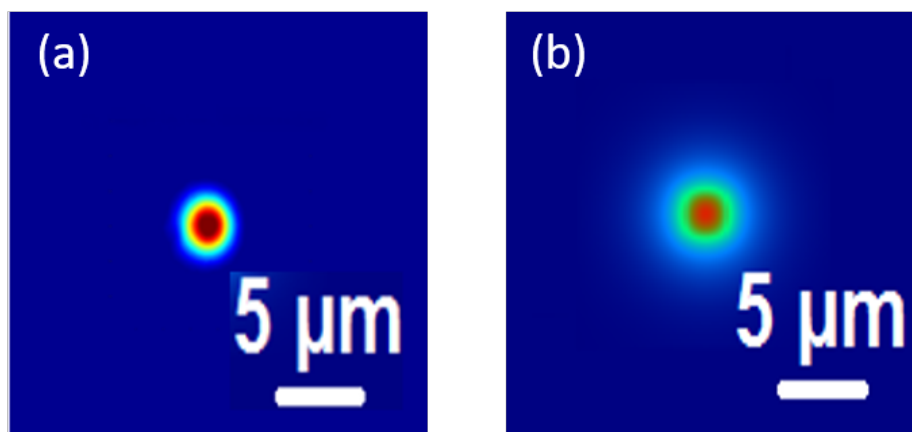


FIGURE 3.26 – (a) Profil expérimental en sortie de guide ( $\omega_{exp} = 2,42 \mu m$  en  $1/e^2$ ) (b) Profil théorique en sortie de guide ( $\omega_{th} = 2,28 \mu m$  en  $1/e^2$ ) pour des guides de  $1,5 \mu m$  de haut et  $1,5 \mu m$  de large obtenu à l'aide du logiciel commercial (Olympios)

Le diamètre de mode expérimental du guide mesuré obtenu par champ proche est égal à  $2,42 \mu m$  en  $1/e^2$  (figure 3.26 (a)). La fibre micro-lentillée d'entrée est donc adaptée au

diamètre de mode du guide et est fixé à  $2,4 \mu m$  en  $1/e^2$ . Le coefficient de couplage entre la fibre et le guide est déterminé de la façon suivante :

$$\eta = \frac{4\omega_f^2\omega_g^2}{(\omega_f^2 + \omega_g^2)^2} \quad (3.29)$$

$\omega_f$  et  $\omega_g$  sont respectivement les rayons de mode de la fibre et du guide. En général, on exprime les pertes de désadaptation de mode en dB, pour cela, il faut faire la conversion suivante :

$$\eta(dB) = -10\log_{10}\eta \quad (3.30)$$

A partir des valeurs de  $\omega_f$  et  $\omega_g$ , respectivement  $2,4$  et  $2,42 \mu m$  en  $1/e^2$ , les pertes par désadaptation de mode sont négligeables ( $3.10^{-4}dB$ ). Les premières vérifications de guidage et de mesures de diamètres de modes étant effectuées, l'étape suivante a été de mesurer les pertes de propagation des guides organiques intégrés.

### 3.7.2 Mesure de pertes

Comme mentionné précédemment, la détermination des pertes de propagation est primordiale pour à la fois déterminer la qualité de procédés de fabrication mais aussi pour simuler des effets non-linéaires. Lors de cette thèse, les mesures de pertes de propagation ont été réalisées avec deux techniques différentes, par Fabry-Perot et par Cut-back.

#### 3.7.2.1 Fabry-Perot

Un interféromètre Fabry-Perot est constitué par un milieu d'indice  $n_1$  placé entre deux miroirs dans lequel les rayons lumineux interfèrent entre eux après réflexions. Les échantillons des guides intégrés fabriqués lors de cette thèse peuvent être comparés à ce type d'interféromètre où les faces d'entrée et de sortie font office de miroir avec un coefficient de réflexion noté  $R$ . L'indice du matériau est noté  $n_1$  et celui du milieu extérieur est noté  $n_2$ . Le coefficient de réflexion en incidence normale s'écrit de la façon suivante :

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.31)$$

Dans notre cas, l'indice du milieu extérieur  $n_2$  est l'air et  $n_1$  est l'indice vu par le mode ( $n_{eff}$ ). La relation 3.31 devient donc :

$$R = \left( \frac{n_{eff} - 1}{n_{eff} + 1} \right)^2 \quad (3.32)$$

L'intensité de sortie ( $I_s$ ) de ces résonateurs est donnée par la relation suivante [116] :

$$I_s = \frac{I_{in}T^2e^{-\alpha L}}{(1 - Re^{-\alpha L})^2 + 4Re^{-\alpha L}\sin^2(\frac{\phi}{2})} \quad (3.33)$$

Où  $T$  est le coefficient de transmission,  $I_{in}$  est l'intensité incidente,  $\alpha$  les pertes de propagation,  $\phi = 2\beta L$ ,  $\beta$  étant la constante de propagation et  $L$  la longueur de la cavité. Si les dioptries sont considérés sans pertes, la relation entre coefficient de réflexion et coefficient de transmission est  $R + T = 1$ . Connaissant la longueur de la cavité ainsi que

le coefficient de réflexion des dioptrés, il est possible d'obtenir les pertes de propagation. Le type de montage utilisé pour cette mesure est schématisé sur la figure 3.27.

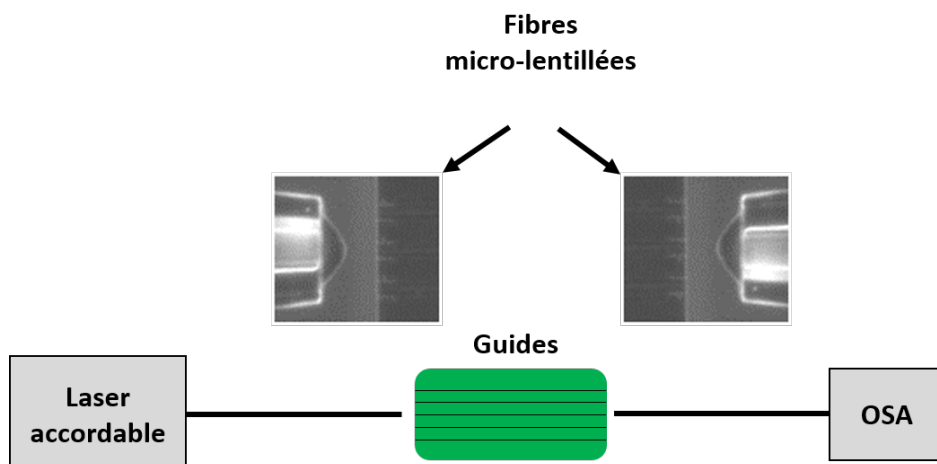


FIGURE 3.27 – Montage expérimental du banc de mesure de pertes par la méthode Fabry-Perot

Le laser accordable permet de réaliser un balayage en longueur d'onde autour de la longueur d'onde centrale (1550 nm). Le principe est le même que la mesure du diamètre de mode à la différence près que le signal est collecté avec une 2<sup>ème</sup> fibre micro-lentillée aux caractéristiques similaires à la première. Ce signal est ensuite analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA). Dans la plupart des applications, un interféromètre Fabry-Perot est utilisé avec des miroirs fortement réflecteurs ( $\approx 95\%$ ) afin d'augmenter la finesse des résonances. Dans notre cas, le coefficient de réflexion du dioptré formé par la couche guidante (PMMA) et l'air est de l'ordre de 4 %. A titre d'exemple, la réponse spectrale dans deux cas est représentée sur la figure 3.28.

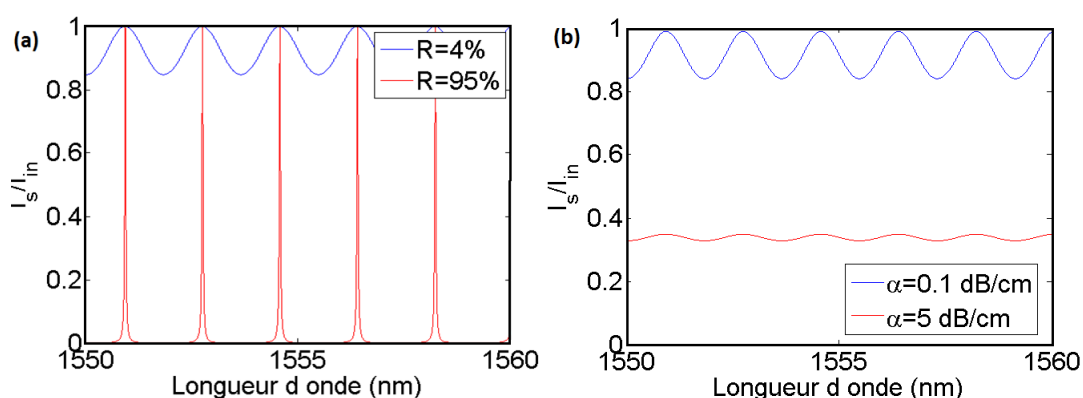


FIGURE 3.28 – Interférogramme théorique pour (a) un coefficient de réflexion de 4 % et de 95 % d'une cavité de 1 mm de long et sans pertes et (b) pour un coefficient de réflexion de 4 %, avec des pertes de 0,1 et 5 dB/cm pour une cavité de 1 mm

Ces interférogrammes sont obtenus sans avoir pris en compte les pertes de propagation



( $\alpha = 0$ ). A résonance ( $\phi = 0[\pi]$ ) et sans pertes, la relation 3.33 devient :

$$I_s = \frac{I_{in}T^2}{(1 - R)^2} = I_{in} \quad (3.34)$$

Dans ces conditions, à résonance, l'interféromètre transmet bien 100 % du signal d'entrée. La mesure des pertes de propagation s'effectuera donc à partir de la transmission et du contraste des interférences. Cette méthode est applicable pour les faibles pertes de propagation sinon le contraste des interférences devient trop faible (figure 3.28 (b),  $\alpha = 5dB/cm$ ) et la technique à utiliser dans ce cas est la méthode de cut-back. La détermination de pertes de propagation dans des guides dopés et non dopés par des chromophores a été réalisée avec le montage expérimental de la figure 3.27. Les interférogrammes obtenus sont donnés sur les figures 3.29.

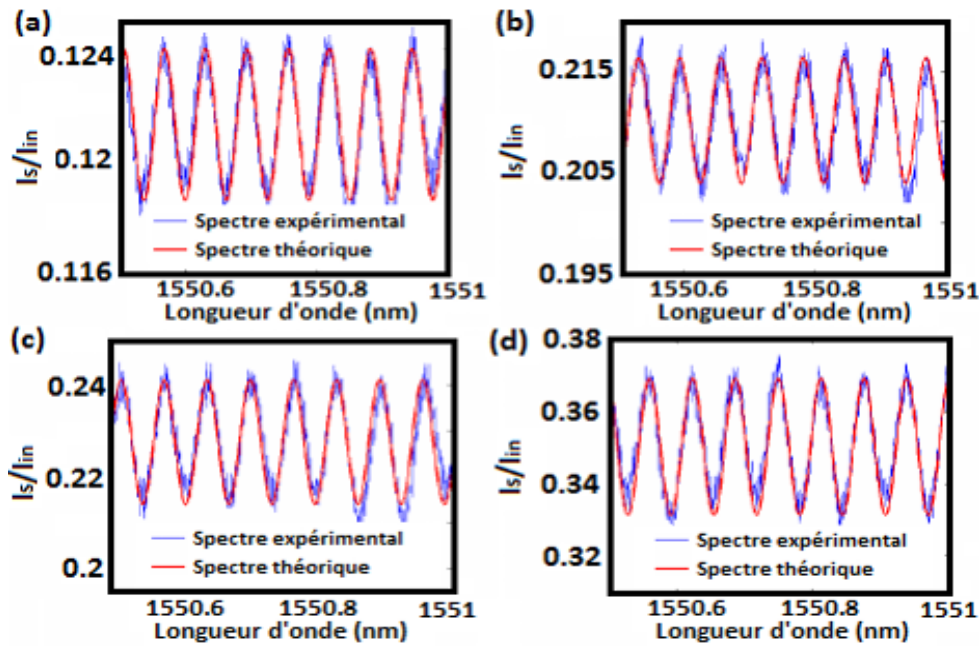


FIGURE 3.29 – Interférogramme expérimental obtenu dans un guide ( $h = 1,5 \mu m$ ,  $w = 1,5 \mu m$  et  $L = 1,1 cm$ ) incorporant (a) 40 % de chromophores, (b) 20 % de chromophores, (c) 10 % de chromophores et (d) non dopé

Les pertes de propagation ont été mesurées par cette méthode pour des concentrations de chromophores de 40 %, 20%, 10% et 0% et sont respectivement de 6,26, 4,13, 3,92 et 3,29 dB/cm. Les pertes n'étant pas importantes, la méthode de mesure des pertes par Fabry-Perot est à privilégier car elle est non destructive, rapide et fiable à la seule condition de pouvoir réaliser un clivage sans angle. Afin de confirmer cette mesure, des mesures de pertes par la méthode de cut-back ont également été réalisées.

### 3.7.2.2 Cut-back

La méthode de "cut-back" consiste à faire des mesures de puissance à la sortie d'un guide dont la longueur varie d'une mesure à l'autre (figure 3.30).

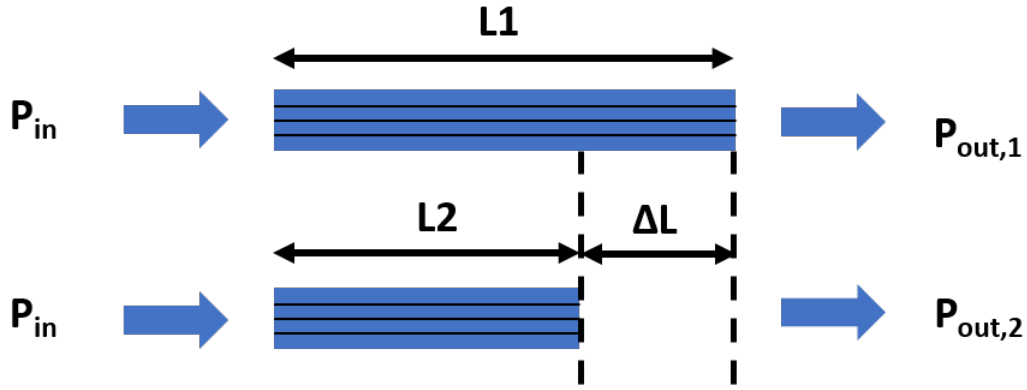


FIGURE 3.30 – Représentation schématique de la mesure de pertes par la méthode de cut-back

Il est nécessaire de faire des mesures sur des échantillons de plus en plus petits sans changer les conditions d'injection de la lumière dans le guide. Les pertes se déduisent de la puissance de sortie à partir de l'équation 3.35.

$$\alpha = \frac{10}{\Delta L} \log \left( \frac{P_{out,2}}{P_{out,1}} \right) \quad (3.35)$$

Avec  $\Delta L = L_1 - L_2$ . Afin de cliver l'échantillon, il est nécessaire de retirer l'échantillon du banc, ce qui engendre un dérèglement dans les alignements. De plus, le clivage génère des surfaces de guides en entrée et en sortie non nécessairement identiques d'un clivage à l'autre. L'évolution des pertes de propagation en fonction de la longueur de l'échantillon suit une évolution linéaire en représentation semi-logarithmique. Lors de la représentation de la puissance de sortie en fonction de la longueur de l'échantillon, les pertes de propagation sont représentées par le coefficient directeur de la droite. Dans le cas d'un échantillon n'incorporant pas de chromophores, les pertes de propagation sont égales à 4.38 dB/cm (figure 3.31 (a)).

Les pertes de propagation ont ensuite été mesurées à différentes concentrations de chromophores. Les résultats de ces pertes sont donnés pour une largeur et une hauteur de guide permettant une propagation monomode quel que soit le pourcentage de dopage en chromophore de la couche guidante. L'ensemble de ces résultats est regroupé dans le tableau 3.9 et est représenté sur la figure 3.31 (b).

	0%	10%	20%	40%
$\alpha(dB/cm)$ cut-back	4.38	4.52	4.61	6.72
$\alpha(dB/cm)$ Fabry Perot	3.29	3.92	4.13	6.26

Tableau 3.9 – Tableau récapitulatif des pertes de propagation mesurées par la méthode du cut-back et par la méthode Fabry-Perot pour différents dopages.

Pour une concentration donnée, chaque mesure a été réalisée avec 3 guides de même dimensions et pour 3 longueurs de guide différentes (0,4, 1,2 et 1,6 cm). Les pertes de

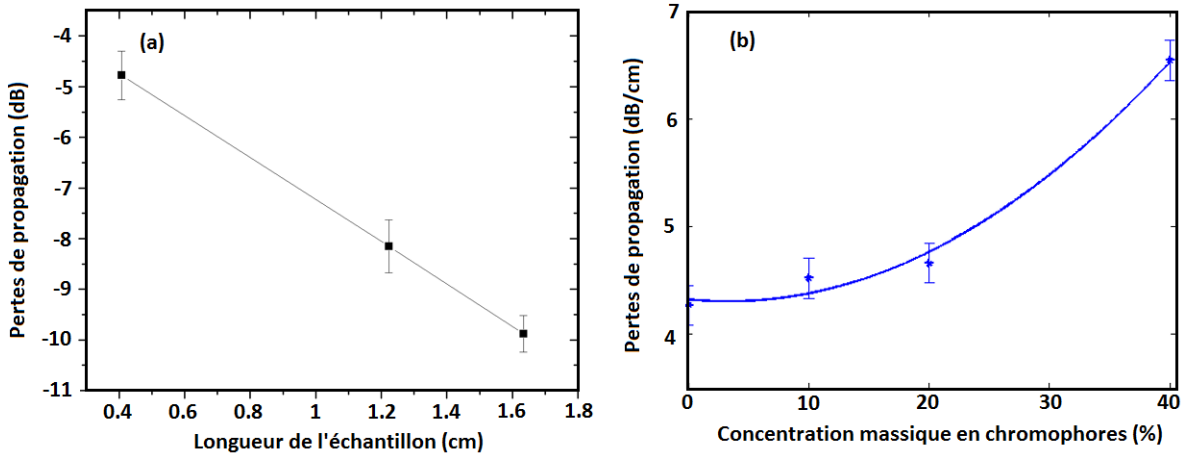


FIGURE 3.31 – (a) Evolution des pertes en fonction de la longueur de l'échantillon pour des guides non dopés ( $h=1,5 \mu m$ ,  $w=1,5 \mu m$ ), (b) Evolution des pertes de propagation en fonction du pourcentage massique de dopage en chromophore pour des guides intégrés organiques.

propagation mesurées par cut-back dans les guides dopés à 40 % sont du même ordre de grandeur que celle mesurées par interférométrie (respectivement 6,72 dB/cm et 6,26 dB/cm). Une augmentation des pertes de propagation en fonction du pourcentage de dopage en chromophores a été constatée. En l'absence de chromophores, les pertes sont du même ordre de grandeur que celles de la littérature [117] et proviennent de l'absorption du matériau ainsi que de la diffusion de surface inhérente au procédé de fabrication. Les guides réalisés à partir de solution incorporant 10 à 20 % de chromophores ont des pertes légèrement supérieures et proches de l'intervalle d'incertitude. Ces pertes peuvent provenir de l'absorption à deux photons des chromophores. L'absorption à deux photons de ces chromophores est relativement élevée à 800 nm [118] et les mesures effectuées par D-Scan à 1550 nm révèlent une absorption à deux photons 5 fois inférieure au silicium. A concentration de chromophore plus élevée, on observe une forte augmentation des pertes de propagation pouvant provenir de l'agglomération d'insolubles créant des centres de diffusion. La théorie de la diffusion de Mie peut permettre d'estimer les pertes volumiques engendrées par la formation d'agrégats au sein de la matrice de PMMI. La théorie de diffusion de Mie est l'équivalent de la théorie de Rayleigh mais pour de plus grandes particules. A diamètre (a) fixe, l'évolution des pertes se fera en fonction du nombre de molécules par unité de volume (figure 3.32). La solution étant filtrée, seuls les agrégats inférieurs à 200 nm sont susceptibles d'engendrer des insolubles. A partir des données expérimentales obtenues lors de la dissolution de 40 % de chromophores dans la matrice de polymère, la concentration de molécules a été estimée à  $7,22 \cdot 10^{19}$  molécules par  $cm^3$ . La zone d'intérêt se situe donc entre  $10^{19}$  et  $10^{20}$  molécules par  $cm^3$ . La simulation des pertes volumiques par la théorie de Mie montre une forte augmentation de ces pertes dans cet intervalle pour des molécules non filtrées par le filtre de PTFE ( $a < 200$  nm) (figure 3.32).

La théorie de Mie nous donne donc une explication possible de l'origine des pertes pour un dopage élevé en chromophores. La bonne qualité des guides ayant été vérifiée pour des concentrations inférieures à 20 %, la deuxième partie du travail concernant les

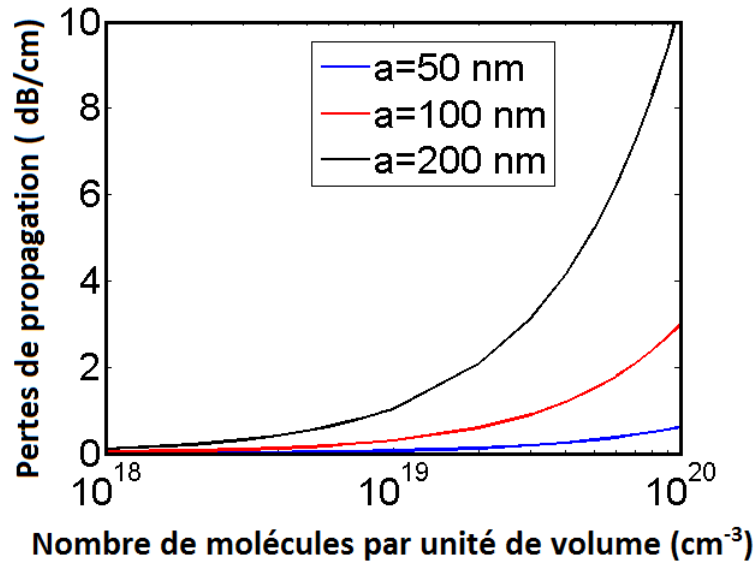


FIGURE 3.32 – Evolution des pertes de volume en fonction du nombre de molécules par unité de volume pour des guides organiques intégrés pour différents diamètres d'agrégats.

caractérisations non-linéaires peut être effectuées.

## 3.8 Caractérisations non-linéaires

L'objectif de la thèse est de générer des effets non-linéaires en optique intégrée. De part sa facilité de mise en œuvre, l'auto-modulation de phase présentée au chapitre 1 est le premier effet non-linéaire à avoir été testé dans les guides organiques précédemment présentés. En effet, l'observation de cet effet peut être réalisée en utilisant une source impulsionnelle et un analyseur de spectre optique. Cependant, elle nécessite quelques précautions d'interprétation qui seront développées dans la section suivante.

### 3.8.1 Auto-modulation de phase

Une expérience d'auto-modulation de phase consiste à injecter un laser de forte puissance dans un guide et à observer la déformation de son spectre en sortie. Cette expérience peut paraître simple mais elle nécessite de prendre beaucoup de précautions afin de mesurer un élargissement induit par les effets non-linéaires du guide tout en minimisant ceux pouvant être générés dans la fibre apportant l'énergie au guide. Le montage expérimental utilisé est celui décrit sur la figure 3.33.

Le montage est constitué d'une source impulsionnelle, d'un atténuateur variable, d'un couleur 95/5 et d'un analyseur de spectre optique. La source est un laser à modes bloqués accordable en longueur d'onde autour de  $1,55 \mu\text{m}$  délivrant des impulsions de 9,6 ps de largeur à mi-hauteur avec un taux de répétition de 19,3 MHz. La puissance moyenne ( $P_m$ ) de cette source est de 5,6 mW et possède donc une puissance crête ( $P_c$ ) de 30,2 W. Comme décrit dans le chapitre 1, la quantification de l'auto-modulation de phase se réalise avec le calcul du déphasage maximal  $\Phi_{max}$ . Dans la plupart des cas, l'optique intégrée limite la longueur d'interaction lumière-matière à quelques centimètres dans des guides ayant des

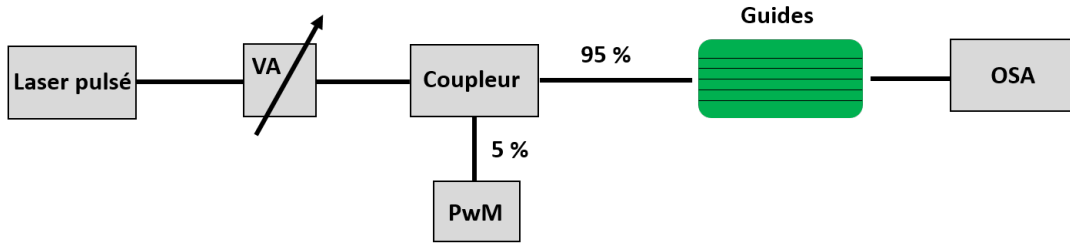


FIGURE 3.33 – Montage expérimental du banc de caractérisation de la SPM

aires effectives de l'ordre du  $\mu\text{m}^2$ . Le déphasage maximal pouvant être obtenu avec notre laser impulsionnel pour différents indices non-linéaires de réfraction est représenté sur la figure 3.34.

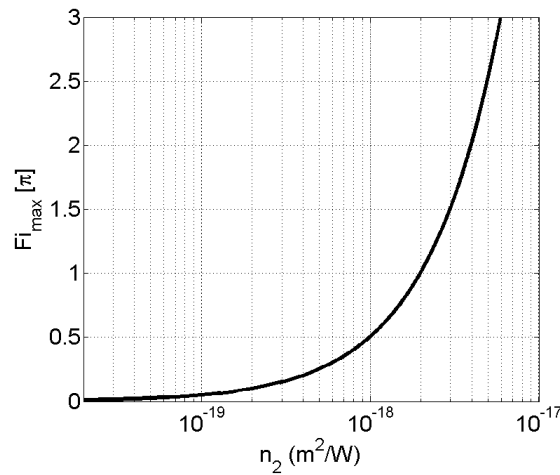


FIGURE 3.34 – Déphasage maximal en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire pour une puissance crête de 30,2 W d'un guide de 2 cm ayant une aire effective  $1\mu\text{m}^2$  et des pertes de propagation de 6,7 dB/cm

Les pertes ainsi que l'aire effective utilisées pour calculer le déphasage maximale sont celles des guides organiques dopés à 40% massique en chromophores. Avec nos moyens d'observation, la déformation du spectre commence à être nettement observable à partir de  $\Phi_{\text{max}} = 0,5\pi$ . Le laser à notre disposition au laboratoire ayant une puissance crête de 30,2 W, ce déphasage est atteint dans des matériaux ayant un indice non-linéaire de réfraction d'au moins  $2 \cdot 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$ . Ne connaissant pas l'indice non-linéaire de la structure réalisée en salle blanche, la comparaison expérience et théorie de l'auto-modulation de phase permettra une estimation du  $n_2$ . Afin de visualiser la déformation du spectre en sortie des composants, la variation de la puissance d'entrée est réalisée avec un atténuateur variable. D'autres sources de distorsions du spectre peuvent s'ajouter à l'effet d'auto-modulation de phase comme le chirp du laser, la dispersion chromatique. Ces notions vont être étudiées en détail au chapitre 3. Avant le couplage dans le guide, une injection fibre à fibre (figure 3.35) à la puissance maximale de travail est réalisée afin de vérifier qu'aucun effet non-linéaire n'est généré par les fibres optiques.

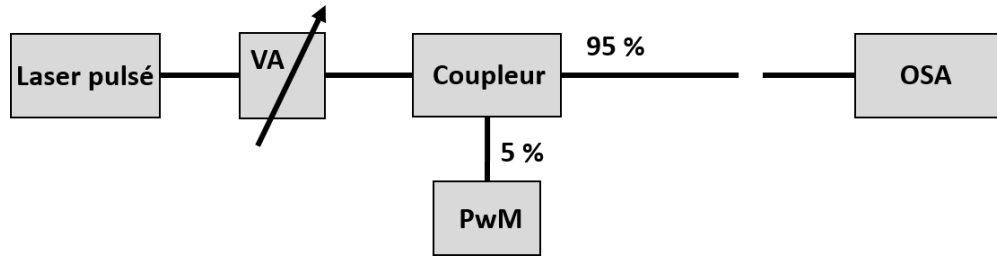


FIGURE 3.35 – Montage expérimental du banc de caractérisation de la SPM dans le cas d’une injection fibre à fibre

Cette vérification est réalisée de façon systématique mais théoriquement non nécessaire avec la puissance du laser utilisé. En effet, si on définit arbitrairement un seuil de déphasage maximal de  $0.5\pi$  pour lequel un élargissement est observable, la figure 3.36 révèle qu’il faudrait une fibre SMF de 50 m pour que les effets mesurés par la fibre gênent la mesure de ceux générés dans le guide.

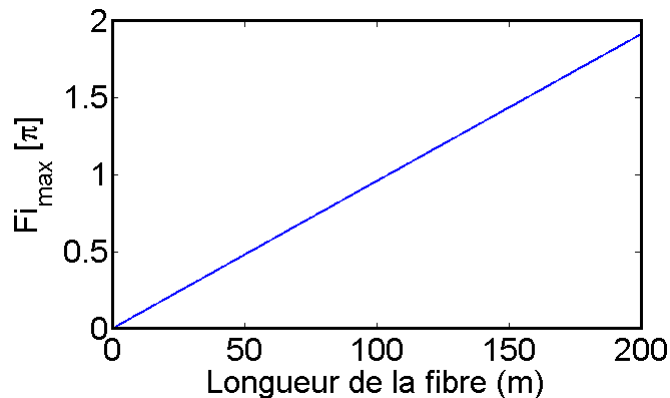


FIGURE 3.36 – Evolution du déphasage maximal en fonction de la longueur de la fibre en silice de type SMF-28 pour une puissance crête de 30,2 W

En pratique le cumul des longueurs des fibres est de l’ordre de 4-5 mètres. Cependant, les effets générés dans cette longueur de fibre sont systématiquement intégrés dans les simulations d’ajustement des courbes expérimentales. Des mesures d’auto-modulation de phase ont été réalisées sur les guides organiques à base de chromophores fabriqués en salle blanche. Pour cela, le montage expérimental de la figure 3.33 a été utilisé avec la source impulsionnelle précédemment décrite. Les spectres d’entrée et de sortie sont représentés sur la figure 3.37 (a). Les pertes d’injection et de propagation induisent une diminution de la puissance de sortie par rapport à celle d’entrée. Afin de pouvoir comparer les spectres à puissance égale, ils ont été normalisés.

Aucun déphasage n’est observable en utilisant la source à sa puissance maximale. La conséquence de cette expérience est que l’indice non-linéaire de réfraction de la couche guidante semble être inférieur à celui mesurable avec notre source ( $2 \cdot 10^{-18} m^2/W$ ). Selon la puissance des effets non-linéaires, la distribution spectrale du laser utilisé n’est pas la même. En effet, comme le montre la figure 2.3, pour un faible déphasage, la re-localisation énergétique se situe au niveau des pieds de la gaussienne. Pour ces déphasages il est donc

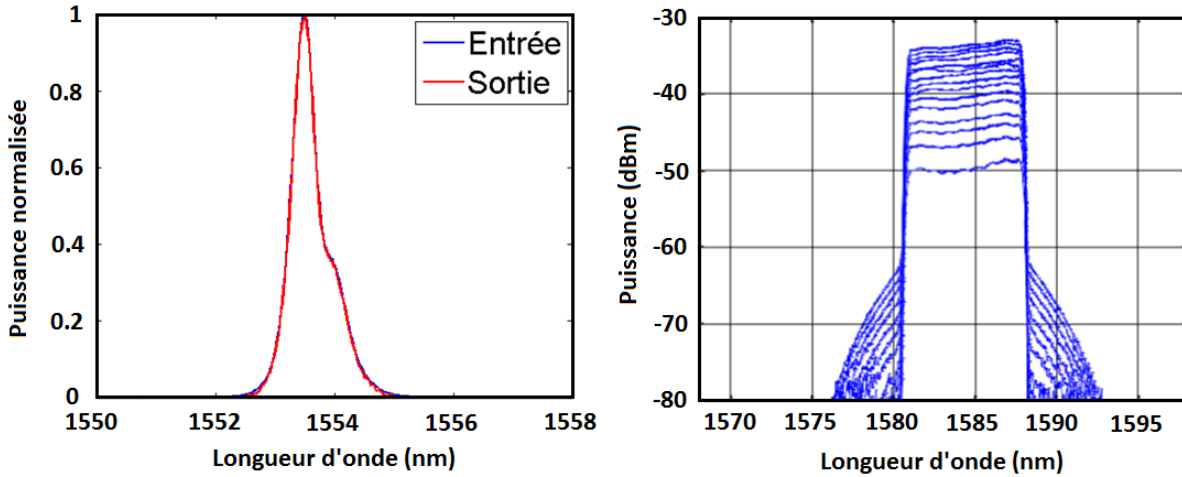


FIGURE 3.37 – (a) Représentation du spectre normalisé en entrée et en sortie d'un guide intégré organique de 1,1 cm dopé à 40 % massique par des chromophores pour une puissance crête de 30,2 W et (b) Spectres obtenus en sortie du guide intégré organique dopé à 20 % massique pour différentes puissances de pompe

nécessaire de filtrer l'énergie des pieds de la gaussienne et d'adopter un profil "Top Hat". Sans cette précaution, le rapport signal à bruit n'est pas assez élevé pour réaliser une mesure plus précise de l'élargissement spectral. Un échantillon contenant des guides dopés à 20 % de chromophore présentant des pertes de propagation plus faibles (figure 3.31 (b)) a été envoyé au Dr N. Dubreuil du laboratoire Charles Fabry de Palaiseau afin d'estimer le  $n_2$  du guide en utilisant un faisceau de type "Top-Hat". La mise en forme du faisceau est décrite dans [119] et les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.37 (b). La faible déformation spectrale indique un indice non-linéaire également faible. Une estimation de l'indice non-linéaire du matériau est possible à partir de ce spectre mais une technique plus précise et bien maîtrisée au sein du laboratoire Charles Fabry permettant à la fois une mesure du  $n_2$  et de l'absorption à deux photons a été privilégiée. Cette technique est communément appelée D-Scan Top-hat bidirectionnel [119]. Elle est 2.5 fois plus précise que la méthode du Z-Scan utilisant un faisceau de profil gaussien [120, 121]. Les résultats de la mesure de l'indice non-linéaire de réfraction et du coefficient d'absorption à deux photons  $\beta_{TPA}$  sont résumés dans le tableau 3.10.

	Polymère dopé à 20 %	silicium
$n_2$	$2,4 \cdot 10^{-20} m^2/W$	$4,5 \cdot 10^{-18} m^2/W$
$\beta_{TPA}$	$0,8 \cdot 10^{-12} m/W$	$5 \cdot 10^{-12} m/W$
FOM	0,019	0,57

Tableau 3.10 – Comparaison du  $n_2$ , du  $\beta_{TPA}$  et du FOM des guides dopés avec le silicium

La couche guidante a donc un  $n_2$  200 fois plus faible que celui du silicium, ces matériaux ne présentent donc pas d'intérêt pour la réalisation de fonctions non-linéaires intégrées. Plusieurs hypothèses sont possibles quant à l'absence de non-linéarité de la couche guidante. La première est que les molécules synthétisées possèdent un  $n_2$  faible et

la deuxième serait qu'il y ait un effet "d'écrantage" des effets non-linéaires du chromophore présenté par la matrice de polymère. Afin de vérifier ces hypothèses, il est nécessaire de réaliser une mesure de  $n_2$  des chromophores en dehors de leur matrice de polymère. Pour cela, ils ont été dilués dans un solvant ne présentant aucune non-linéarité et le  $n_2$  a été de nouveau mesuré. Cette mesure a été réalisée par Z-Scan par l'équipe du Dr M. Samoc de l'Institut de Chimie de l'Université de Wrocław (Pologne) (figure 3.38).

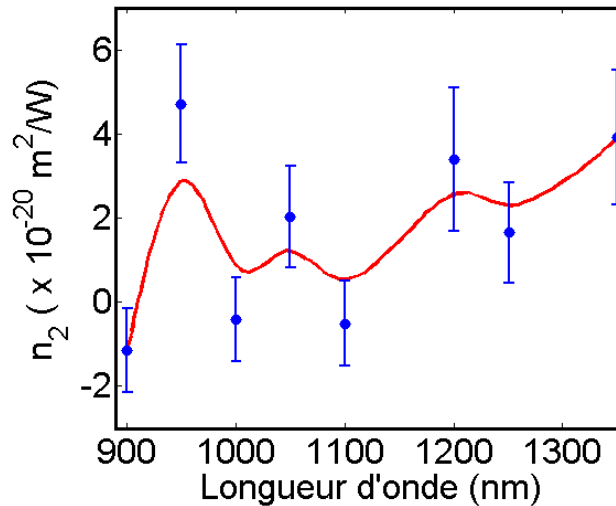


FIGURE 3.38 – Evolution du  $n_2$  du chromophore en solution en fonction de la longueur d'onde

Cette mesure confirme l'hypothèse de la faible non-linéarité des chromophores sur une gamme spectrale allant de 900 à 1400 nm. Les sources à disposition n'ont pas permis une mesure à 1550 nm mais au vu des résultats de l'équipe du Dr N. Dubreuil, les non linéarités des chromophores semblent être faibles à 1550 nm. Aucun effet non-linéaire d'ordre 3 ne peut donc être obtenu avec la source impulsionnelle à notre disposition dans les guides organiques réalisés. Le procédé de fabrication des guides organiques intégrés dopés aux chromophores reste cependant compatible avec un large éventail de molécules organiques non-linéaires.

### 3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, des rappels théoriques d'optique guidée ont été réalisés afin d'estimer la zone de propagation monomode de guides intégrés par la méthode de l'indice effectif. Les procédures technologiques ainsi que les paramètres de réalisation en salle blanche de guides organiques incorporant des chromophores ont été présentés et une structure intégrée présentant de bonnes propriétés linéaires a été réalisée. Une expérience d'auto-modulation de phase a été réalisée mais des expériences complémentaires de D-Scan bidirectionnel sur les guides organiques intégrés et de Z-Scan en solution ont finalement montré les faibles non-linéarités des couches organiques dopées à 1550 nm. Le procédé expérimental de fabrication est cependant totalement compatible avec les chromophores qui nous seront proposés à l'avenir par nos collègues de l'équipe OMC de l'ISCR. Afin d'obtenir des effets



non-linéaires en optique intégrée, des structures guidantes intégrées à base de verres de chalcogénure dont leur  $n_2$  a été précédemment mesuré [22] seront étudiées dans le chapitre 3. Ce chapitre traitera donc de la fabrication de guides en verres de chalcogénures puis de leurs caractérisations linéaires et non-linéaires.

## CHAPITRE 4

# GUIDES D'ONDES À BASE DE VERRES DE CHALCOGÉNURES : CONCEPTION, RÉALISATION, CARACTÉRISATIONS OPTIQUES LINÉAIRES ET NON-LINÉAIRES

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Verres de chalcogénures</b>	<b>77</b>
4.1.1	Synthèse des verres de chalcogénure	78
4.1.2	Effets dispersifs	79
4.1.2.1	Dispersion matériau	80
4.1.2.2	Dispersion de forme	81
<b>4.2</b>	<b>Dimensionnement des guides d'onde en verres de chalcogénure</b>	<b>81</b>
<b>4.3</b>	<b>Procédés de fabrication des guides</b>	<b>84</b>
4.3.1	Dépôt de la couche guidante	84
4.3.2	Photolithographie	84
4.3.3	Gravure des verres de chalcogénures	85
<b>4.4</b>	<b>Caractérisations optiques linéaires</b>	<b>86</b>
4.4.1	Mesure du diamètre de mode	87
4.4.2	Mesure des pertes par cut-back	87
4.4.3	Pertes par diffusion	88
<b>4.5</b>	<b>Caractérisations optiques non-linéaires</b>	<b>90</b>
4.5.1	Résultats expérimentaux d'auto-modulation de phase	90
4.5.2	Simulation de l'auto-modulation de phase	92
4.5.2.1	Auto-modulation de phase et effets dispersifs	92
4.5.2.2	"Chirp"	94
4.5.2.3	Algorithme splitstep	95
4.5.2.4	Confrontations des résultats expérimentaux et théoriques dans le cas de guides d'onde en verre de chalcogénure	98
4.5.3	Mélange à 4 ondes	99
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>104</b>

---

---

---

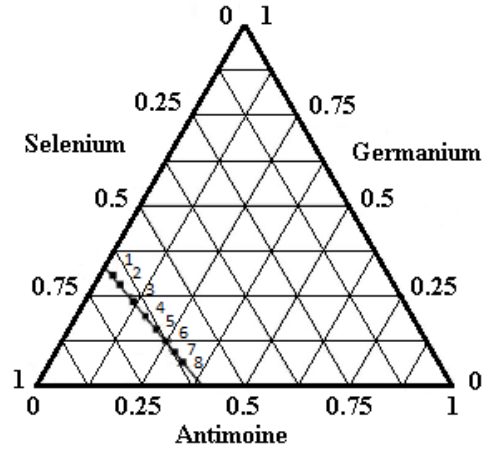
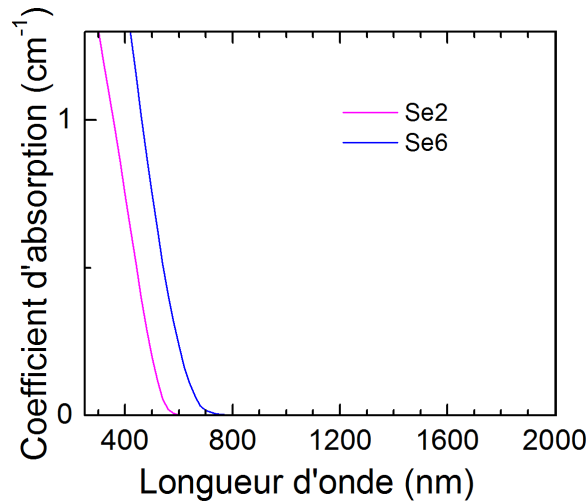
Le travail doctoral de ce chapitre s'est orienté vers l'utilisation de verres de chalcogénures dont les propriétés non-linéaires ont été éprouvées. Ainsi, dans ce chapitre, la composition, les propriétés optiques ainsi que la synthèse des cibles en verres de chalcogénure utilisés lors de cette thèse seront présentées. La dispersion matériau ainsi que la dispersion de forme nécessaires à la simulation du mélange à 4 ondes seront déterminées. Le dimensionnement de guides suivant les critères d'une propagation monomode, d'une réduction des pertes d'insertion et d'une maximisation des effets non-linéaires sera réalisé. Le procédé de fabrication des guides en salle blanche aux dimensions préalablement établies sera par la suite développé. Les caractérisations optiques linéaires avec notamment la comparaison expérience-théorie du diamètre de mode ainsi que la mesure des pertes de propagation par cut-back seront présentées. Pour finir, des caractérisations optiques non-linéaires d'auto-modulation de phase et de mélange à 4 ondes seront présentées et confrontées à des modèles théoriques.

## 4.1 Verres de chalcogénures

Il a été vu dans l'état de l'art que la majorité des réalisations non-linéaires en optique intégrée à base de verres de chalcogénure a été réalisée avec une composition contenant des atomes d'arsenic telles que  $As_2S_3$ ,  $Ge-As-Se$ ,  $Ge-As-S-Se$  et  $As-S-Se$ . Ces verres ont beaucoup d'intérêts mais la composition retenue pour ces travaux de thèse ne contient pas d'Arsenic. En effet, les verres du système  $Ge-Sb-Se$  utilisés lors de cette thèse pour la génération de fonctions non-linéaires intégrées disposent d'excellentes propriétés non-linéaires [22] ( $n_2 = 1,7 \cdot 10^{-17} m^2/W$ ), permettent une modulation facile de l'indice de réfraction avec la composition et présentent un plus grand respect environnemental [122, 123]. Ce système vitreux a été l'objet d'études depuis plusieurs années en grande partie grâce à sa facilité de mise en forme [123]. Les verres de composition  $(GeSe_2)_{100-x}(Sb_2Se_3)_x$  ont été étudiés et fabriqués par l'équipe Verres et Céramiques de l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes [124]. Les laboratoires Foton et ISCR travaillent déjà ensemble sur la fabrication de guides en optique intégrée à partir de ces couches pour des applications dans le moyen infrarouge [115]. Cette équipe est capable de synthétiser des verres du système  $(GeSe_2)_{100-x}(Sb_2Se_3)_x$  de 8 compositions différentes en faisant varier la proportion des différents éléments ( $x$ ). Ces compositions sont représentées sur le diagramme ternaire de la figure 4.1 et notées Se1 à Se8.

Le Se6 ( $Ge_{12.5}Sb_{25}Se_{62.5}$ ) est un bon candidat comme matériau de couche guidante du fait de son indice linéaire ( $n = 2,88 @ 1550 \text{ nm}$ ) et non-linéaire ( $n_2 = 1,7 \cdot 10^{-17} m^2/W$ ) élevés [22] (tableau 4.1). Le choix du Se6 comme couche guidante s'est également établi à partir de la faible absorption de cette composition à 1550 nm (figure 4.2).

Les couches de Se6 étant déposées par pulvérisation cathodique RF, il est au préalable nécessaire de synthétiser des cibles de Se6.

FIGURE 4.1 – Diagramme ternaire du système vitreux  $Ge - Sb - Se$ FIGURE 4.2 – Absorption du  $Se_6$  et du  $Se_2$  en fonction de la longueur d'onde

#### 4.1.1 Synthèse des verres de chalcogénure

La synthèse de cibles de verres de bonne qualité optique a besoin d'un processus particulièrement méticuleux car les verres sont très sensibles à la présence d'impuretés qui peuvent gêner la vitrification et altérer la transparence des échantillons. De plus, le sélénium présente une tendance à s'oxyder en surface au contact de l'air, formant ainsi une couche d'oxyde de  $Se_2O$  [125]. Il est possible d'éliminer le  $Se_2O$  en chauffant l'élément seul. En conséquence, une étape initiale de purification du sélénium est effectuée pour s'affranchir des effets non désirés. La purification du sélénium commercial de grande pureté (5N) commence en introduisant le produit dans un montage en silice qui sera mis sous vide dynamique par pompage turbomoléculaire ( $10^{-6}$  mbar) pendant 24 heures. Le sélénium est ensuite chauffé pendant 6 heures à  $340^\circ C$  afin d'éliminer la plupart des impuretés. Pour la synthèse de ces verres, les différents éléments constitutifs du  $Se_6$  et du  $Se_2$  de pureté 5N [126] sont introduits dans les bonnes proportions dans un tube de silice puis scellés sous vide ( $10^{-4}$  mbar). En effet, cette synthèse demande à être réalisée en atmosphère

dépourvue d'oxygène, d'eau et d'impuretés telles que des traces carbonées par exemple. L'ampoule de silice est ensuite chauffée à 850 °C pendant 9 heures. Afin d'obtenir une structure amorphe, une trempe des barreaux dans de l'eau froide est réalisée. Un recuit est ensuite effectué pendant plusieurs heures à la température de transition vitreuse du verre (240 °C) puis les barreaux sont lentement refroidis jusqu'à température ambiante. Pour finir, les cibles sont obtenues par découpage et polissage. Les indices de réfraction des verres de chalcogénures utilisés au cours de cette thèse ont été mesurés par ellipsométrie. Leur évolution en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 4.3. Cette figure montre également l'évolution de l'indice de réfraction de la composition du Se2 ( $Ge_{28,1}Sb_{6,3}Se_{65,6}$ ) qui sera utilisée lors du chapitre 4.

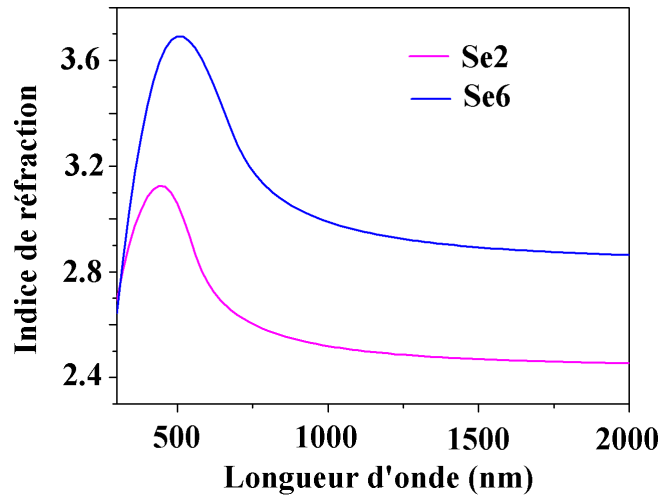


FIGURE 4.3 – Evolution de l'indice de réfraction des verres de chalcogénures utilisés au cours de cette thèse

Un tableau récapitulatif des indices de réfraction linéaire et non-linéaire pour le Se6 et le Se2 est donné ci-dessous :

Nom	x	Ge (%)	Sb (%)	Se (%)	$n@1550nm$	$n_2@1550nm (m^2/W)$
Se6	50	12,5	25	62,5	2,88	$1,7 \cdot 10^{-17}$
Se2	10	28,1	6,3	65,6	2,46	$0,8 \cdot 10^{-17}$

Tableau 4.1 – Composition et propriétés optiques du Se6 et du Se2 à 1550 nm

L'évolution des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde présentée sur la figure 4.3 nous permettra de réaliser des simulations de dimensionnement des guides d'onde mais également de déterminer la dispersion du matériau.

### 4.1.2 Effets dispersifs

La dispersion du matériau, aussi appelée dispersion de l'indice de réfraction traduit le fait que l'indice de réfraction du milieu varie en fonction de la longueur d'onde. La connaissance de la dispersion a un intérêt dans la simulation du mélange à 4 ondes et

notamment pour le désaccord de phase linéaire rappelé dans l'équation suivante :

$$\Delta k_L = (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2)/c \quad (4.1)$$

Le mélange à 4 ondes peut être vu comme un échange d'énergie dynamique entre 4 ondes. Si la dispersion d'un guide non-linéaire est élevée, les ondes peuvent être considérées comme indépendantes et aucun échange énergétique n'est permis. Il est donc nécessaire dans un premier temps d'estimer la dispersion du matériau associée à l'indice de réfraction puis dans un second temps d'estimer la dispersion de forme associée à l'indice effectif des modes propagés dans le guide. La connaissance des effets dispersifs permettra par la suite la simulation des effets non-linéaires.

#### 4.1.2.1 Dispersion matériau

L'estimation de la dispersion s'effectue pour un matériau connu à partir des coefficients de Sellmeier ( $B_j$ ) associés aux fréquences  $\omega_j$ .

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=0}^m \frac{B_j\omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (4.2)$$

Mathématiquement, les effets de la dispersion sont inclus dans le développement en série de Taylor de la constante de propagation avec pour fréquence centrale  $\omega_0$ .

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.3)$$

où

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (4.4)$$

La vitesse de groupe qui est la vitesse de déplacement de l'enveloppe de l'impulsion est reliée à l'indice de groupe et à  $\beta_1$  par la relation  $v_g = c/n_g = 1/\beta_1$ . La valeur du  $\beta_2$  est responsable des effets dispersifs et donc de l'élargissement temporel de l'impulsion. Le paramètre  $\beta_2$  ainsi que les ordres plus élevés de la constante de propagation seront donc les paramètres à estimer afin de calculer la dispersion matériau. Le  $\beta_2$  est déterminé par l'équation suivante :

$$\beta_2 = \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (4.5)$$

Dans la littérature, le paramètre de dispersion du matériau noté  $D_{mat}$  est plus communément utilisé, sa relation avec le  $\beta_2$  est la suivante :

$$D_{mat} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (4.6)$$

A partir des indices de réfraction de la figure 4.3, il est donc possible de connaître le  $\beta_2$  de la couche guidante ainsi que le paramètre de dispersion. Étant donné que la mesure des indices en fonction de la longueur d'onde a été réalisée sur une large gamme spectrale (300 à 2300 nm) avec un pas de 20 nm. Afin d'avoir plus de points autour de la

zone d'intérêt (1500 nm), une interpolation de points a été réalisée grâce à l'ajustement de la courbe 4.3 sur la gamme 1400 à 1600 nm avec un polynôme du 3<sup>ème</sup> degré (figure 4.4 (a)). La détermination du  $\beta_2$  à 1550 nm a été réalisée dans le matériau de la couche guidante, à savoir le  $Se_6$  qui est représentée sur la figure 4.4 (a). L'évolution du paramètre de dispersion (D), plus communément utilisé est illustrée sur la figure 4.4 (b).

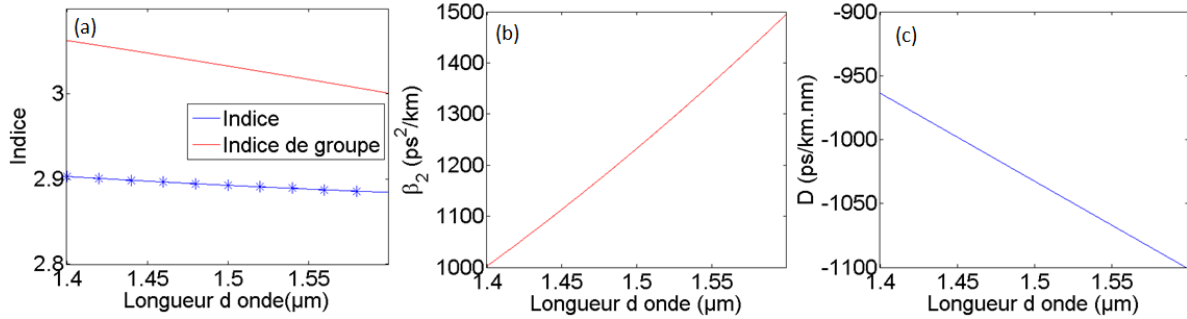


FIGURE 4.4 – (a) Évolution de l'indice et de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde (b) Évolution du  $\beta_2$  du  $Se_6$  en fonction de la longueur d'onde (c) Évolution du paramètre de dispersion (D) du  $Se_6$  en fonction de la longueur d'onde

A 1550 nm, le  $\beta_2$  a été estimé à  $1372 ps^2/km$  et équivaut à  $D = -1070 ps/(km.nm)$ . De part l'énorme diversité structurelle des réalisations issues de l'état de l'art, seule  $D_{mat}$  peut être comparé à la littérature. Ainsi la dispersion matériau du  $Se_6$  est comparable à celle d'autres compositions de verres de chalcogénures tels que le  $As - Se$  ( $D = -1015 ps/(km.nm)$ ) [127]. Les verres de chalcogénures incluant du soufre comme le  $As - Se - S$  ( $D = -488 ps/(km.nm)$ ) ou le  $As - S$  ( $D = -178 ps/(km.nm)$ ) [128] ont une dispersion matériau plus faible.

#### 4.1.2.2 Dispersion de forme

La dispersion de forme correspond à celle induite par la structure des guides. Ici il ne s'agit donc plus d'utiliser l'indice comme source de calcul de la dispersion mais l'indice effectif des modes guidés. Il faut donc être dans un premier temps capable de représenter l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde tout en prenant en compte la dispersion matériau. Une dépendance en longueur d'onde est donc ajoutée aux boucles de calculs de la méthode de l'indice effectif. La dispersion de forme peut ainsi être calculée selon les dimensions des guides pour différentes longueurs d'ondes. L'étape suivante est donc de dimensionner les guides pour une propagation monomode tout en optimisant les effets non-linéaires.

## 4.2 Dimensionnement des guides d'onde en verres de chalcogénure

Les dépôts des couches de  $Se_6$  réalisés par l'équipe Verres et Céramiques de l'ISCR doivent être réalisés sur une couche d'indice plus faible servant de couche de confinement. La couche choisie ici est la silice déposée sur un substrat de silicium car elle permet d'obtenir une grande différence d'indice et donc un bon confinement du champ dans la



couche guidante. Dans le même but d'augmenter le confinement et donc le paramètre non-linéaire, le superstrat choisi est l'air. A partir de l'indice présenté sur la figure 4.3 et en utilisant la méthode de l'indice effectif précédemment décrite (chapitre 2), la zone de propagation monomode à 1550 nm est représentée sur la figure 4.5 (zone hachurée). Cette zone est déterminée comme étant la zone dans laquelle un seul mode de propagation TE et/ou TM est permis.

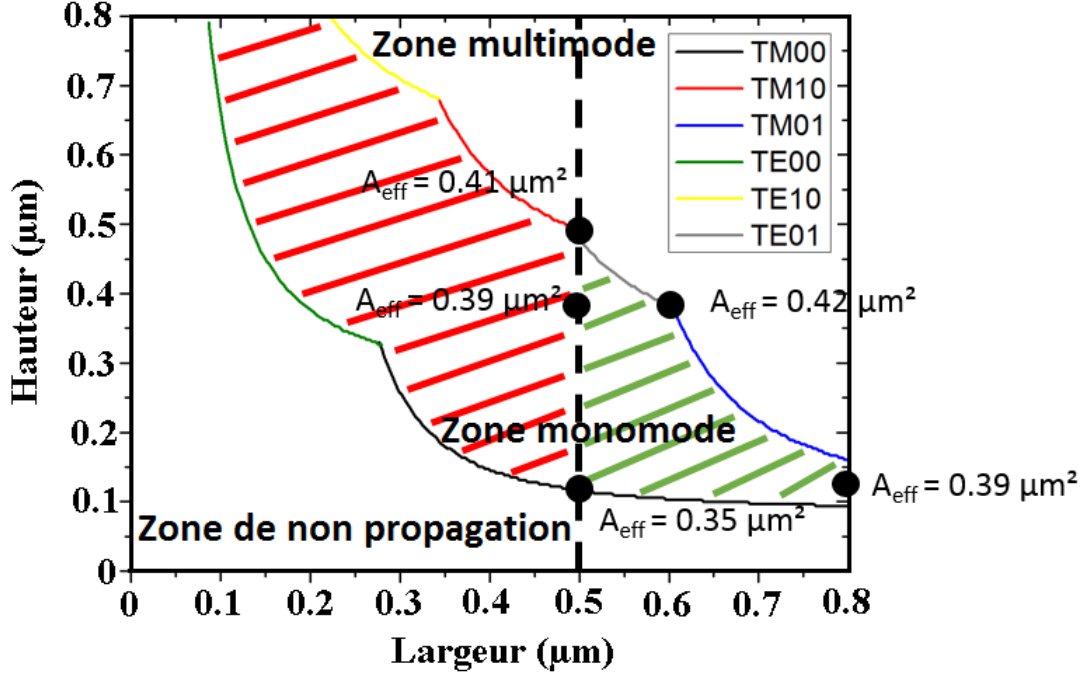


FIGURE 4.5 – Zone de propagation des guides de Se6 sur silice avec en rouge la zone de propagation monomode non réalisable en salle blanche et en verte, la zone de propagation monomode réalisable en salle blanche au sein du laboratoire Foton

La figure 4.5 montre les couples de hauteur-largeur du guide permettant une propagation monomode du signal. Cependant, toutes ces dimensions ne sont pas réalisables en salle blanche au sein du laboratoire. Les technologies à notre disposition nous permettent de réaliser de façon reproductible des guides d'une largeur minimale de 500 nm. Afin de déterminer les dimensions optimisant les effets non-linéaires à partir des couples de dimensions restants, il est nécessaire de les choisir à partir de l'aire effective du mode permettant d'augmenter le paramètre non-linéaire ( $\gamma$ ) et/ou le recouvrement modal entre la fibre d'injection et le guide. L'aire effective des modes dans la zone de propagation réalisable ne variant que peu (figure 4.5), le calcul du recouvrement modal a été privilégié. Contrairement au cas des guides organiques, le profil de mode du guide n'est plus forcément symétrique et la relation 3.29 devient :

$$\eta = \frac{4\omega_{g,x}\omega_{g,y}\omega_f^2}{(\omega_{g,x}^2 + \omega_f^2)(\omega_{g,y}^2 + \omega_f^2)} \quad (4.7)$$

Avec  $\omega_f$  le rayon de mode de la fibre et  $\omega_{g,x}, \omega_{g,y}$  respectivement le rayon de mode du guide selon la direction x et y. Les rayons de mode pour chaque couple de hauteur-largeur ont été déterminés numériquement à l'aide d'un logiciel commercial appelé Fimmwave.

La figure 4.6 est ensuite obtenue avec l'application de la formule 4.7. Le diamètre de mode de la fibre utilisée pour l'injection est de  $2\ \mu\text{m}$ . Ce diamètre est celui de mode minimal pouvant être réalisé au laboratoire. La figure 4.6 donne des exemples de pertes pour quelques couples de dimensions réalisables en salle blanche.

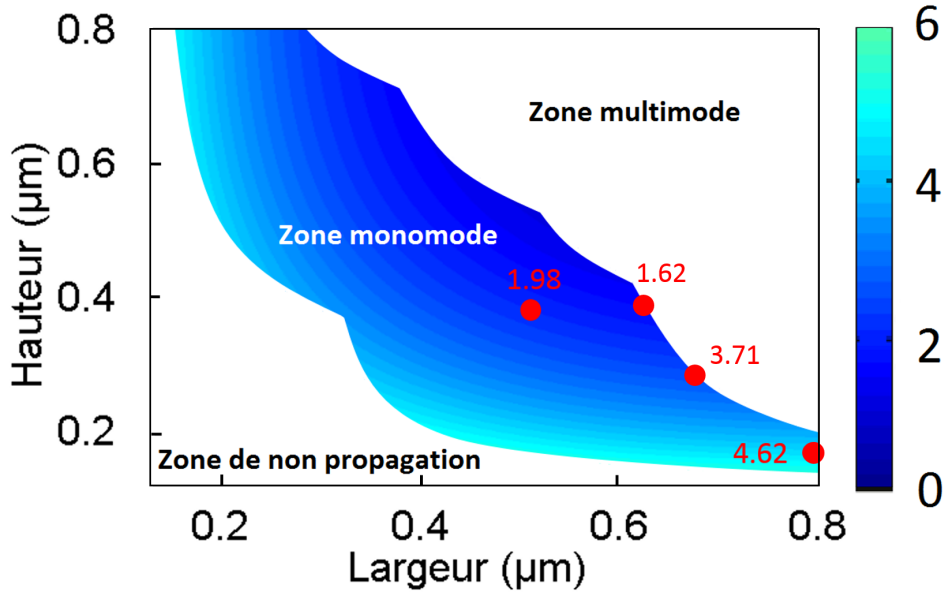


FIGURE 4.6 – Evolution des pertes par désadaptation de mode en dB entre une fibre de  $2\ \mu\text{m}$  de diamètre de mode et le mode fondamental d'un guide en fonction des dimensions des guides (largeur-hauteur).

Une forte augmentation des pertes est obtenue avec une diminution de la hauteur du guide. Il faut donc opter pour une hauteur de 400 ou 500 nm et adapter la largeur plutôt que d'utiliser des hauteurs inférieures à 300 nm. Ce choix permet de doubler la puissance lumineuse couplée dans le guide et permettra ainsi une optimisation des effets non-linéaires. Les dimensions retenues pour la conception des guides en verre de chalcogénure sont celles présentées sur la figure 4.7.

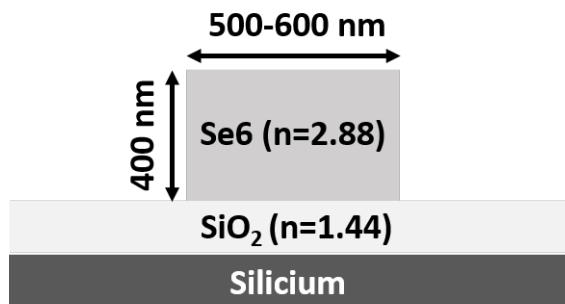


FIGURE 4.7 – Représentation schématique de la structure retenue ayant comme couche guidante le Se6 et comme couche de confinement la silice. Les indices de réfraction linéaires sont données pour  $\lambda = 1550\text{nm}$

Les valeurs de dispersion de guide de 500 nm et 600 nm pour une hauteur de 800

nm sont respectivement de 873 et 958  $ps^2/km$ . On peut noter que le couple largeur-hauteur 600-400 nm se situe à la limite multimode du guide. Du fait des incertitudes des dimensions inhérentes au procédé de fabrication, il est possible que ces guides soient faiblement multimodes. Cependant l'énergie est préférablement couplée dans le mode fondamental. De plus, les pertes de propagation des modes excités sont bien plus élevées du fait de leur mauvais confinement. Ainsi, l'hypothèse que le mode observé en sortie du guide d'onde soit le mode fondamental semble valide. Les paramètres des deux structures retenues sont résumés dans le tableau 4.2.

	$n_{eff}$	$A_{eff}(\mu m^2)$	$\alpha_d$ (dB)	$\gamma(m.W)^{-1}$	$\beta_2(ps^2/km)$
h = 400 nm w = 500 nm	2,09	0,39	1,98	176	873
h = 400 nm w = 600 nm	2,24	0,42	1,62	164	958

Tableau 4.2 – Tableau récapitulatif des paramètres des configurations retenues

Le dimensionnement des guides ayant été effectué, les étapes de fabrication des guides en verre de chalcogénure vont être développées dans la section suivante.

## 4.3 Procédés de fabrication des guides

De la même façon que pour les guides organiques, les différents paramètres de fabrication des guides ont été définis afin d'obtenir une structure ayant les dimensions spécifiées sur la figure 4.7. Le masque à notre disposition permet bien la réalisation de ces guides de cette gamme de largeurs avec un pas de 100 nm.

### 4.3.1 Dépôt de la couche guidante

Le dépôt de couches minces est réalisé par pulvérisation cathodique RF magnétron sur un substrat de silicium recouvert de 2  $\mu m$  de silice thermique. Le choix s'est porté sur la silice qui permet d'obtenir un grand contraste d'indice augmentant la capacité d'intégration de la structure. Les trois principaux facteurs influant les dépôts sont la pression en Argon, la puissance et la durée de dépôt. Les couches minces ont été effectuées avec des pressions en Argon comprises entre  $5.10^{-3}$  et  $5.10^{-2}$  mbar, qui est une gamme standard pour un système de pulvérisation. Lors de la thèse de E. Baudet [124], ces paramètres ont été finement étudiés pour être fixés à  $10^{-2}$  mbar pour la pression et à une puissance RF de 10 W pour le Se6. La vitesse de dépôt dans ces conditions est de 25 nm/min. Le Se2 étant moins fragile, il est déposé avec une puissance RF de 20 W. Sa vitesse de dépôt est également de 25 nm/min.

### 4.3.2 Photolithographie

Les étapes de photolithographie sont similaires à celles du procédé de fabrication des guides organiques mais nécessitent des adaptations permettant une augmentation de la résolution. Contrairement aux guides organiques, il n'y a pas d'interaction entre le solvant de la résine et la couche de Se6. Il n'est donc pas nécessaire de réaliser un

dépôt de silice avant la photolithographie. Cependant, la différence d'indice entre le  $Se_6$  et l'air étant beaucoup plus élevée que celle du couple PMMI-PMATRIFE, les dimensions nécessaires pour une propagation monomode sont bien plus petites. Afin d'obtenir une résolution suffisante à la réalisation de ces guides, la résine S1805 non diluée est utilisée. Avant le dépôt de la résine, le promoteur d'adhérence (HMDS) est déposé avec les mêmes paramètres que la photolithographie des guides organiques. Les paramètres utilisés pour le dépôt de la résine S1805 sont reportés dans le tableau 4.3.

Paramètres	Valeurs
Vitesse (rpm)	2500
Accélération (rpm/s)	1000
Durée (s)	10
Capôt	Fermé

Tableau 4.3 – Paramètres de dépôt de la résine S1805 par spin coating

L'épaisseur de résine obtenue est égale à 320 nm. La résine a été insolée par une lampe à mercure Xénon d'un flux égal à  $14mW/cm^2$  pendant 3 secondes avec un contact par vide entre le masque et la résine. L'ensemble de la structure est ensuite plongée pendant 75 secondes à plat sur un agitateur dans le développeur de résine (MIF319). Pour stopper l'étape de développement, un rinçage à l'eau désionisée pendant 45 secondes a été réalisé. Ceci permet également de nettoyer toute trace de solvant et/ou de résine. Les étapes de photolithographie sont résumées sur les figures 4.8.

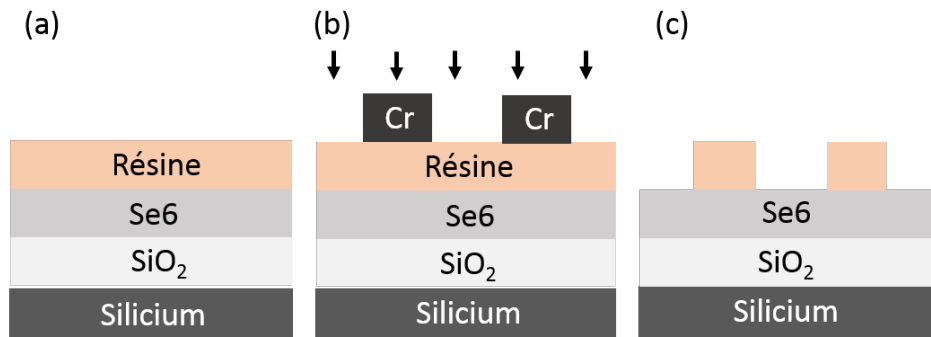


FIGURE 4.8 – Représentation schématique des différentes étapes de la photolithographie (a) Dépôt de la résine (b) Insolation (c) Développement

### 4.3.3 Gravure des verres de chalcogénures

Les verres de chalcogénure ne sont pas gravés avec les mêmes gaz que les matériaux organiques. L' $O_2$  est remplacé par le  $CHF_3$  et les paramètres permettant une faible rugosité et une bonne verticalité des flancs de gravure sont à définir. Pour des paramètres de gravure identique, il a été constaté que le  $CHF_3$  permettait une meilleure anisotropie de gravure par rapport au  $SF_6$ . Le choix a été fait de fixer le débit de  $CHF_3$  à 5 sccm ainsi que la pression de l'enceinte à 5 mTorr et de varier la puissance ICP et la puissance RIE

du bâti. La gravure ICP pour Inductively Coupled Plasma permet d'engendrer des plasmas de haute densité en augmentant le taux d'ionisation et donc d'augmenter la vitesse de gravure. A puissances RIE et ICP élevées, la vitesse de gravure ainsi que la rugosité augmente. Il a donc fallu déterminer la puissance RIE et ICP couplant vitesse de gravure acceptable et faible rugosité. Les paramètres de gravure retenus pour le  $Se_6$  sont présentés dans le tableau 4.4.

Paramètres	Valeurs
Débit $CHF_3$ (sccm)	5
Puissance RIE (W)	25
Puissance ICP (W)	75
Pression (mTorr)	5
Durée (s)	70

Tableau 4.4 – Paramètres de gravure du  $Se_6$  par RIE

Des guides présentant des largeurs de 500 et 600 nm pour une hauteur de 400 nm ont été réalisés. Les structures finales obtenues par MEB sont présentées sur les figures 4.9 (a) et (b). Les dimensions mesurées à partir de ces vues de coupe sont respectivement  $w = 490$  nm,  $h = 430$  nm et  $w = 580$  nm,  $h = 430$  nm.

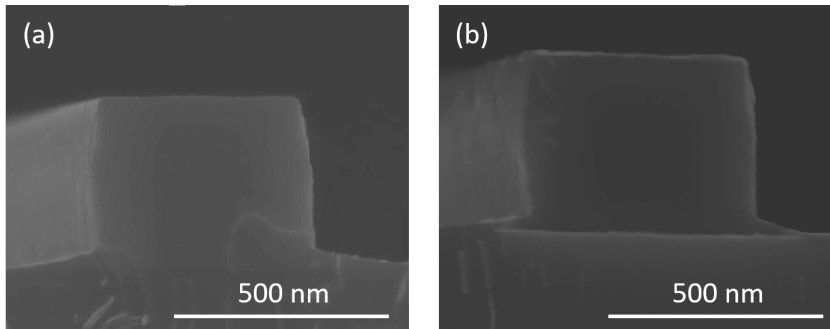


FIGURE 4.9 – Images obtenues au MEB de guides en  $Se_6$  sur silice pour (a)  $w = 500$  nm,  $h = 400$  nm et (b)  $w = 600$  nm,  $h = 400$  nm

Les flancs des guides ont une bonne anisotropie montrant la bonne qualité du procédé de fabrication.

## 4.4 Caractérisations optiques linéaires

De la même façon que pour les guides organiques, des caractérisations linéaires en terme de taille de mode et de pertes de propagation ont été effectuées. Ces mesures permettent dans un premier temps de vérifier la bonne qualité des guides mais aussi d'obtenir les données nécessaires pour une simulation précise des effets non-linéaires.

#### 4.4.1 Mesure du diamètre de mode

Le protocole utilisé pour la mesure du diamètre de mode est le même que celui présenté au chapitre 2. Les profils de mode expérimentaux et théoriques sont présentés sur les figures 4.10 (a) et (b). Il s'agit des profils de mode de guide d'une largeur de 600 nm et d'une épaisseur de 400 nm.  $\omega_x$  et  $\omega_y$  sont respectivement le diamètre de mode horizontal et vertical. Pour  $w = 600$  nm et  $h = 400$  nm,  $\omega_x$  et  $\omega_y$  théorique sont égaux à  $0,58 \mu m$  et  $0,36 \mu m$ , pour les mêmes dimensions,  $\omega_x$  et  $\omega_y$  expérimentaux sont égaux à  $0,54 \mu m$  et  $0,32 \mu m$ .

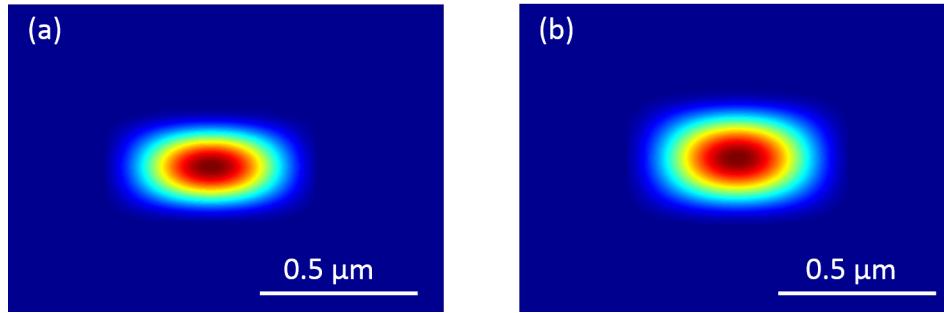


FIGURE 4.10 – Profil de mode (a) expérimental et (b) théorique

Une bonne correspondance entre expérience et simulation est obtenue avec une différence en terme de diamètre de mode de 15 % entre ces deux cas. Ceci confirme différents paramètres, à savoir les indices de réfraction ainsi que les dimensions des guides. Contrairement aux guides organiques du chapitre 2, le diamètre de mode de la fibre micro-lentillée ne peut pas être adaptée au diamètre du mode de propagation. En effet, le mode du guide est bien inférieur au diamètre de mode permis par la micro-lentille. Ceci vient de la conception des fibres micro-lentillées. En effet, afin de focaliser le mode se propageant dans la fibre, une demi sphère de silice est ajoutée à l'extrémité d'une fibre monomode. Plus le rayon de courbure de cette sphère est faible, plus le mode sera petit. Cependant, pour un rayon trop faible, de la réflexion totale interne peut se produire au niveau de l'interface de sortie silice-air. De cette façon, le diamètre de mode limite est estimé à  $2 \mu m \pm 0,2 \mu m$

#### 4.4.2 Mesure des pertes par cut-back

Les pertes de propagation des guides de la figure 4.9 ont été mesurées par cut-back. La précision de cette mesure est dépendante du nombre de mesures en terme de longueur d'échantillon pour une largeur donnée. Dans notre cas, les mesures ont été réalisées pour 5 longueurs différentes et pour 3 guides de même largeur. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 4.11.

Des pertes de propagation de  $23,8 \text{ dB/cm} \pm 0,2$  ainsi que des pertes de couplage ( $\alpha_c$ ) de  $11,5 \text{ dB}$  ont été déduites de la figure 4.11 (a). Des pertes de propagation de  $9,7 \text{ dB/cm} \pm 0,2$  ainsi que des pertes de couplage de  $8,9 \text{ dB}$  ont été déduites de la figure 4.11 (b). L'augmentation brusque des pertes de propagation est sûrement due à une forte augmentation des rugosités latérales des guides inhérentes aux limitations du procédé expérimental. Ces pertes seront interprétées dans la section suivante. Le calcul théorique

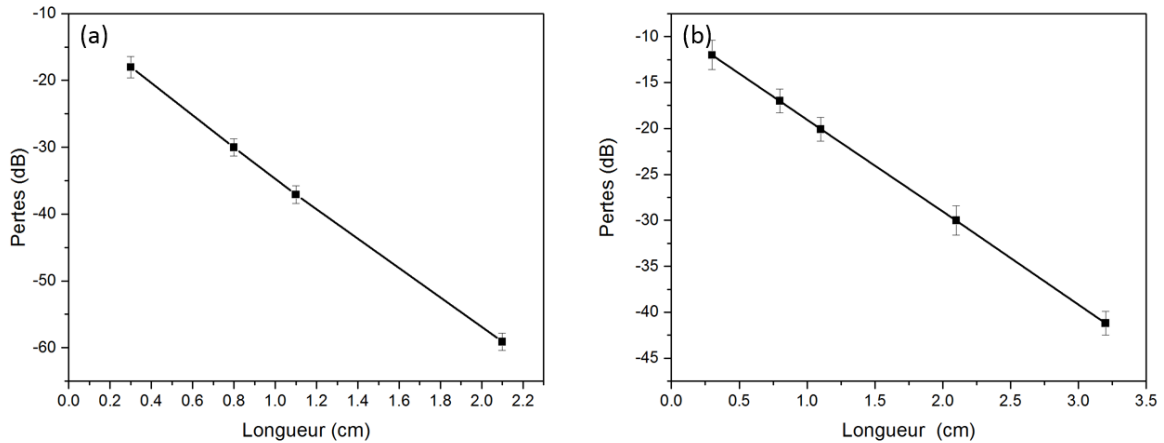


FIGURE 4.11 – Evolution des pertes à 1550 nm en fonction de la longueur de l'échantillon dans des guides de Se6 de 400 nm d'épaisseur et (a) 500 nm de large (b) 600 nm de large.

des pertes de couplage contient deux contributions : les pertes de désadaptation de mode ( $\alpha_d$ ) et les pertes de Fresnel ( $\alpha_f$ ). Le principe des pertes de désadaptation de mode a été expliqué précédemment tandis que les pertes de Fresnel correspondent à l'énergie réfléchie au niveau du dioptre d'entrée du guide. La prise en compte de ces deux sources de pertes permettent d'obtenir des pertes de couplage théoriques de 7,5 dB. La différence entre les pertes de couplage expérimentales et théoriques peut provenir du clivage qui n'était pas parfaitement orthogonal à l'axe optique. Concernant les pertes de propagation, différentes contributions sont à prendre en compte. Dans des guides droits, les causes principales des pertes de propagation sont l'absorption et la diffusion surfacique due aux rugosités ainsi que la diffusion volumique. La figure 4.2 montre que les pertes d'absorption et de volume sont négligeables à 1550 nm. Il est donc nécessaire d'expliquer l'origine des pertes à partir de la diffusion de surface.

### 4.4.3 Pertes par diffusion

Il existe deux types de pertes par diffusion, les pertes par diffusion volumique et les pertes par diffusion surfacique. Les pertes par diffusion volumique sont dues à des imperfections contenues dans les couches du guide d'onde (impuretés, défauts cristallins). Les pertes par diffusion de surface sont principalement dues à la rugosité présente à la surface des guides d'onde après les étapes de dépôt des couches et de réalisation technologique. Les pertes par diffusion dues à la rugosité de surface ont été décrites pour la première fois par Tien [129] dans le cas d'un guide plan puis l'analyse a été étendue aux guides ruban par Grillot [130]. L'expression des pertes de propagation en fonction des paramètres du guide est donnée par l'équation par l'équation suivante :

$$\alpha(dB/cm) = 4,34 \frac{\sigma^2}{k_0 \sqrt{2} h^4 n_c} g(V) f(x, \gamma) \quad (4.8)$$

Où  $\sigma$  est la rugosité,  $L_c$  la longueur de corrélation,  $h$  l'épaisseur de la couche guidante et  $n_c$ ,  $n_{sp}$ ,  $n_{eff}$  étant respectivement les indices de la couche guidante, du superstrat et

effectif.  $g(V)$  est une fonction dépendant seulement de la géométrie du guide

$$g(V) = \frac{U^2 V^2}{1 + W} \quad (4.9)$$

Avec

$$U = k_0 h \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} \quad (4.10)$$

$$V = k_0 h \sqrt{n_c^2 - n_{sp}^2} \quad (4.11)$$

$$W = k_0 h \sqrt{n_{eff}^2 - n_{sp}^2} \quad (4.12)$$

La fonction  $f(x, \gamma)$  est liée à la rugosité latérale des flancs et s'exprime de la façon suivante :

$$f(x, \gamma) = \frac{x \sqrt{1 - x^2 + \sqrt{(1 + x^2)^2 + 2x^2 \gamma^2}}}{\sqrt{(1 + x^2)^2 + 2x^2 \gamma^2}} \quad (4.13)$$

Les coefficients normalisés  $x$ ,  $\gamma$  et  $\Delta$  sont exprimés de la façon suivante :

$$x = W \frac{L_c}{h} \quad (4.14)$$

$$\gamma = \frac{n_{sp} V}{n_c W \sqrt{\Delta}} \quad (4.15)$$

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_{sp}^2}{2n_c^2} \quad (4.16)$$

Ce modèle permet d'estimer les pertes par diffusion surfacique à condition de connaître la rugosité et la longueur de corrélation de l'échantillon qui est la distance entre deux défauts de surface. Ces données peuvent être obtenues à partir de mesures utilisant un microscope à force atomique (AFM). L'AFM est une technique d'analyse microscopique à champ proche qui permet d'obtenir une image en trois dimensions des échantillons par balayage d'une sonde sur leur surface. Le principe de la mesure repose sur les différentes interactions qui peuvent exister entre les atomes de la surface d'un échantillon et ceux constituant la pointe, à savoir : les forces de répulsions ioniques, les forces de Van der Waals et les forces électrostatiques. Dans le cas de nos échantillons, quelles que soient les conditions de dépôt, la rugosité est toujours inférieure à 2 nm [124]. Cette mesure nous renseigne de la rugosité minimum de nos guides étant donné qu'il s'agit d'une mesure effectuée sur des guides plans avant les étapes de structuration. Pour utiliser le modèle précédemment décrit, il est nécessaire de connaître à la fois la rugosité ainsi que la longueur de corrélation. La longueur de corrélation des guides n'a pas pu être mesurée expérimentalement, cependant, son ordre de grandeur peut être estimé. En effet, à partir d'une comparaison avec la littérature de nos matériaux, des procédés expérimentaux utilisés et des dimensions voulues, il est possible d'estimer des longueurs de corrélation comprises entre 5 nm et 10 nm [131, 132]. Les pertes d'absorption étant négligeables et en faisant



l'hypothèse d'absence d'impuretés dans la couche guidante, il est possible d'estimer les pertes par diffusion de surface en fonction de la rugosité en utilisant le modèle de Grillot. Ainsi ces pertes ont été calculées pour les deux structures étudiées et sont représentées sur les figures 4.12.

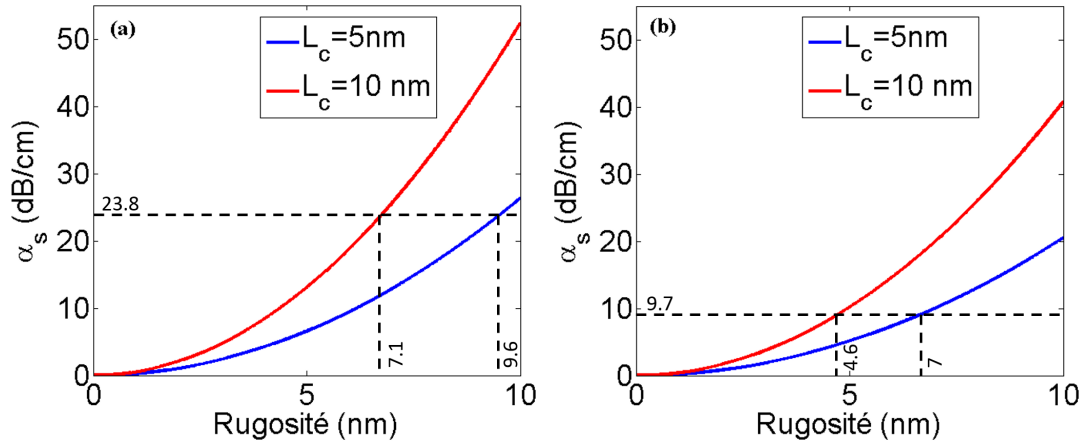


FIGURE 4.12 – Evolution des pertes par diffusion de surface en dB/cm en fonction de la rugosité des guides de Se6 de (a) 500 nm de large et une épaisseur de 400 nm (b) 600 nm de large et une épaisseur de 400 nm.

Les pertes et donc la rugosité diffèrent selon la largeur des guides (9,7 à 23,8 dB/cm pour une diminution de la largeur de 600 à 500 nm). Le procédé expérimental atteint ses limites pour des largeurs de 500 nm et la bonne définition des flancs des guides n'est plus garantie. Ceci peut ainsi provoquer une augmentation de la rugosité et donc une augmentation des pertes de propagation. Selon l'estimation de l'incertitude associée à la longueur de corrélation (entre 5 et 10 nm), il est possible de définir un intervalle de rugosité pour les deux structures. Ainsi pour un guide d'une largeur de 500 nm, l'intervalle de rugosité déduit de la figure 4.12 (a) est compris entre 7,1 et 9,6 nm. Pour une largeur de 600 nm, cet intervalle est compris entre 4,6 et 7 nm figure 4.12 (b). Pour conclure, selon les structures, des rugosités de l'ordre de 4 à 10 nm semblent être la source principale des pertes de propagation mesurées. Ce modèle nous renseigne donc sur le fort impact de la rugosité sur les pertes de propagation et nous permet de visualiser l'effort technologique à fournir pour une diminution significative des pertes de propagation.

## 4.5 Caractérisations optiques non-linéaires

Après les mesures des pertes de propagation et de taille de modes, la suite des travaux a consisté à réaliser les caractérisations non-linéaires de ces guides et de confronter ces résultats à ceux obtenus de manière théorique.

### 4.5.1 Résultats expérimentaux d'auto-modulation de phase

De la même façon que pour les guides organiques, des expériences d'auto-modulation de phase ont été réalisées avant le mélange à 4 ondes afin d'estimer rapidement les propriétés non-linéaires des guides et également de confronter l'indice non-linéaire de réfraction

à la littérature ( $1,7 \cdot 10^{-17} m^2/W$ ) [22]. Le montage expérimental est celui présenté sur la figure 3.33 avec le laser impulsionnel décrit au chapitre 2. Les résultats expérimentaux obtenus sont montrés pour plusieurs puissances de pompe sur la figure 4.13. Un élargissement significatif des spectres est observé démontrant l'effet non-linéaire souhaité.

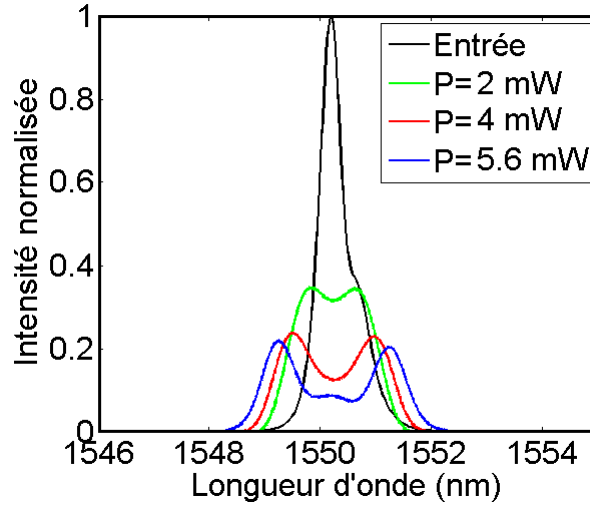


FIGURE 4.13 – Spectres d'auto-modulation de phase obtenus dans un échantillon ayant une épaisseur de 400 nm, une largeur de 600 nm et une longueur de 1,1 cm pour différentes puissances de pompe

L'efficacité de l'auto-modulation de phase est quantifiée avec le déphasage maximal ( $\Phi_{max}$ ) défini par l'équation suivante :

$$\phi_{max} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} = \frac{2\pi n_2 P_c L_{eff}}{\lambda A_{eff}} \quad (4.17)$$

L'objectif de cette section étant de confronter l'indice non-linéaire de réfraction des guides à la littérature, il est nécessaire d'élaborer une méthode de détermination du  $n_2$  à partir des spectres d'auto-modulation du phase. Il est difficile de relier précisément les spectres d'auto-modulation de phase expérimentaux de la figure 4.13 aux  $\Phi_{max}$  expérimentaux. En effet, la déduction de  $\Phi_{max}$  expérimental à partir d'un spectre d'auto-modulation de phase s'effectue avec le nombre de maximum (M) du spectre selon l'équation suivante :

$$\Phi_{max} = M - \frac{1}{2} \quad (4.18)$$

L'incertitude sur  $\Phi_{max}$  est ainsi de  $0,5 \pi$ . Dans les guides en verres de chalcogénures précédemment caractérisés et pour  $P_c = 30,2$  W, cette incertitude correspond à un  $n_2$  de  $5 \cdot 10^{-18} m^2/W$ . Cette valeur étant relativement élevée par rapport au  $n_2$  tabulé, la formule 4.18 ne peut pas être utilisée pour déterminer précisément le  $\Phi_{max}$  et le  $n_2$  des guides. Afin de pouvoir déterminer plus finement le  $n_2$  des guides, les spectres expérimentaux doivent être reliés à un modèle numérique simulant la déformation spectrale due à l'auto-modulation de phase. Ce modèle doit également être capable de prendre en compte les autres effets pouvant intervenir sur cette déformation spectrales, à savoir la dispersion et

le chirp. En effet, la dispersion est un effet linéaire pouvant étirer ou comprimer temporellement une impulsion (figure 4.14) et ainsi faire varier sa puissance crête. Par cet exemple, il est clair que certains effets linéaires peuvent avoir une influence sur l'efficacité des effets non-linéaires et donc sur la génération de nouvelles fréquences. La section suivante recense et évalue l'impact des effets linéaires sur l'auto-modulation de phase.

### 4.5.2 Simulation de l'auto-modulation de phase

L'estimation de l'efficacité du processus non-linéaire d'auto-modulation de phase est pour l'instant définie par le déphasage maximal. Cette estimation est correcte mais le lien entre le déphasage maximal et les spectres expérimentaux est difficile à établir. En effet, comme nous le verrons dans cette section, différents spectres expérimentaux peuvent correspondre au même  $\Phi_{max}$ . Un modèle a donc été développé afin de simuler l'évolution du spectre en prenant en compte les effets dispersifs mais également le "chirp" du laser. Du fait de son aire effective de l'ordre du  $\mu m^2$ , les dispositifs en optique intégrée présentent généralement une longueur non-linéaire très faible (typiquement  $L_{NL} < 10^{-2}m$ ). Si  $L_{NL}$  est inférieure à  $L$  (longueur de l'échantillon) alors le composant peut présenter un potentiel non-linéaire. Les effets dispersifs peuvent être également quantifiés par une longueur : la longueur de dispersion ( $L_D$ ) définie par l'équation suivante :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.19)$$

Où  $T_0$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. Si la longueur de dispersion est très grande devant la longueur de l'échantillon, alors les effets dispersifs seront négligeables. Au contraire, si  $L_D$  est petite par rapport à  $L$  alors les effets dispersifs seront importants. En général, en optique intégrée,  $L_D$  est très supérieur à  $L$ ,  $L_{NL}$ , les effets dispersifs sont donc négligeables. Dans le cas de guides droits en verres de chalcogénure avec  $h = 400nm$  et  $w = 600nm$ , la longueur de  $L_D$  est égale à 96 m. Les effets dispersifs sont donc négligeables étant donné que la longueur de l'échantillon est de l'ordre du centimètre. Il existe des composants intégrés à base de silice dopée ayant une structure en spirale ou les faibles non-linéarités du matériau sont compensées par une augmentation de la longueur du composant. Dans ce cas,  $L$  et  $L_{NL}$  augmentent et peuvent être du même ordre de grandeur que la longueur de dispersion. L'augmentation de la longueur de propagation n'est pas le seul problème des matériaux faiblement non-linéaires, elle peut aussi être rencontrée dans le cadre de la réalisation d'interconnexions optiques. Dans ce cas, la grande densité des voies optiques au sein d'une puce peut induire une longueur de propagation comparable à la longueur de dispersion (chapitre 1). Bien que le haut potentiel non-linéaire des guides intégrés en verres de chalcogénure réalisés permet de faire l'hypothèse de l'absence d'effet dispersifs ( $L_D \gg L, L_{NL}$ ) sur les quelques centimètres de l'échantillon, un modèle prenant en compte ces effets, et de ce fait applicable à toutes les plates-formes intégrées mais également aux fibres optiques [133] a été développé.

#### 4.5.2.1 Auto-modulation de phase et effets dispersifs

Le paramètre de dispersion  $D$  s'exprime en  $ps.nm^{-1}.km^{-1}$  et définit un écart temporel entre deux longueurs d'onde espacées de 1 nm sur une longueur de propagation de 1 km. Si  $D < 0$ , les composantes de hautes fréquences se propagent plus vite que les composantes

de basses fréquences et inversement pour  $D > 0$  (régime de dispersion anormal). Les effets dispersifs induisent une déformation temporelle de l'impulsion définie par l'équation 4.20 [11].

$$U(L, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 L)^{1/2}} e^{\frac{-T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 L)}} \quad (4.20)$$

$U(L, T)$  est l'amplitude de l'impulsion s'étant propagée d'une longueur  $L$  pendant un temps  $T$ . La déformation temporelle de l'amplitude de l'impulsion pour différents paramètres de dispersion est représentée sur la figure 4.14.

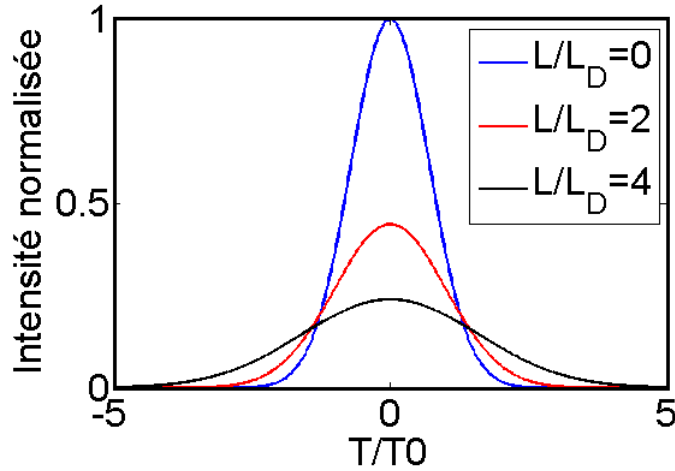


FIGURE 4.14 – Évolution d'une impulsion dans un milieu pour différentes longueur de dispersion

Quand  $L_D$  est très grand par rapport à  $L$ , l'impulsion ne subit aucune déformation temporelle (figure 4.14, courbe bleue). Quand les effets dispersifs augmentent et donc quand  $L_D$  diminue, un élargissement temporel de l'impulsion peut être obtenu (figure 4.14, courbes rouge et noire). Selon la dispersion, pour toute déformation temporelle, la phase des composantes spectrales les unes par rapport aux autres est modifiée (figures 4.15 (a), (b) et (c)). Ces courbes sont obtenues à partir de la partie réelle du champ calculé par l'équation 4.20.

Par contre, si l'on raisonne en intensité, autrement dit si l'on trace l'évolution du module au carré de l'amplitude en présence d'effets dispersifs en l'absence d'effets non-linéaires, le spectre de l'impulsion n'est pas modifié (figures 4.15 (d), (e) et (f)). Maintenant si l'on se place dans le cas où il y a une coexistence entre effets non-linéaires et effets dispersifs ( $L > L_{NL} \approx L_D$ ) alors les effets dispersifs peuvent avoir un impact dans la génération de nouvelles fréquences dans le sens où la dispersion peut élargir temporellement l'impulsion et donc modifier sa puissance crête. La modification spectrale par les effets dispersifs ne peuvent donc être observés qu'en présence d'effets non-linéaires et à condition que  $L \geq L_D, L_{NL}$ . La dispersion induit un chirp au niveau des composantes fréquentielles (figures 4.15 (a), (b) et (c)). De ce fait, et pour être complet dans cette étude, il faut donc intégrer l'impact du chirp laser sur l'élargissement spectral en présence d'effets non-linéaires.

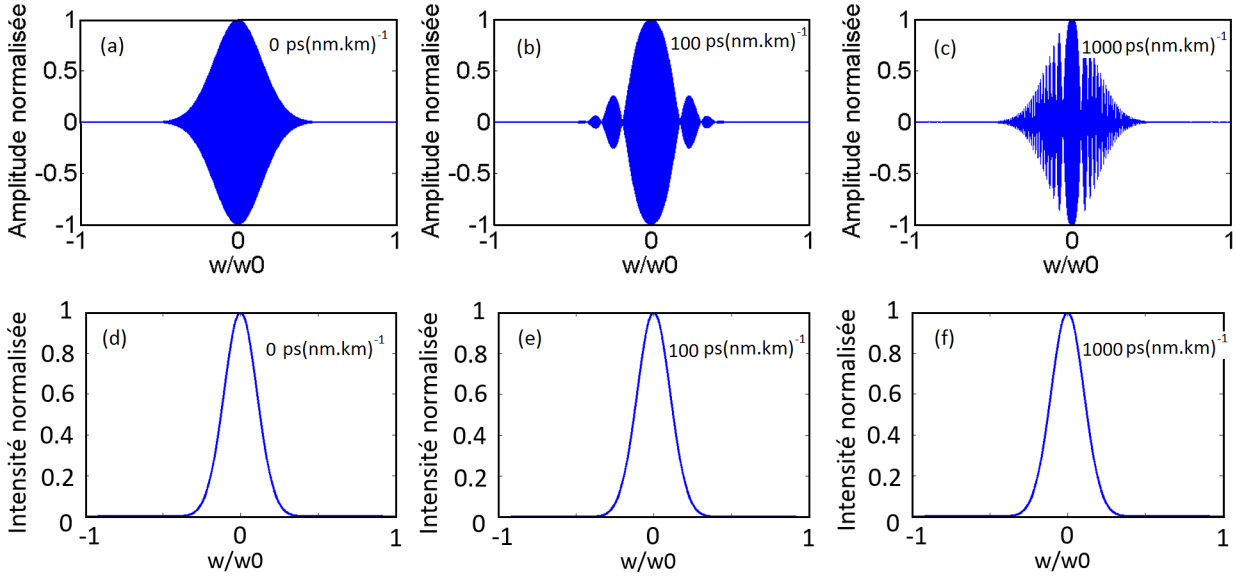


FIGURE 4.15 – Évolution de l'amplitude et de l'intensité normalisée d'une impulsion pour différents paramètres de dispersion

#### 4.5.2.2 "Chirp"

Le "chirp" provenant de la source laser, au même titre que la dispersion, est responsable de l'élargissement temporel des impulsions et de la dérive de la fréquence instantanée de la porteuse. En présence d'effet non-linéaire, le chirp peut donc aussi modifier la puissance crête des impulsions et donc la génération de nouvelles fréquences. Dans un premier temps, il est donc nécessaire de comprendre la contribution du chirp en présence de dispersion. La prise en compte du chirp dans l'amplitude d'une onde gaussienne dans un milieu dispersif induit la transformation de l'équation 4.20 en l'équation suivante [11] :

$$U(L, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 L(1 + iC))^{1/2}} e^{\frac{-(1+iC)T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 L(1+iC))}} \quad (4.21)$$

avec  $C$  le paramètre de chirp. Au même titre que la dispersion, le chirp induit donc une compression ou un étalement de la largeur à mi-hauteur  $T_1$  d'une impulsion dans un milieu de longueur  $L$ . Cette largeur à mi-hauteur peut être comparée à celle de l'impulsion en entrée d'échantillon ( $T_0$ ) à l'aide de l'équation 4.22 [11].

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[ \left( 1 + \frac{C\beta_2 L}{T_0^2} \right)^2 + \left( \frac{\beta_2 L}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

L'équation 4.22 est tracée sur la figure 4.16 et montre la possibilité de comprimer temporellement des impulsions selon le chirp du laser pour une valeur de dispersion fixée.

La présence de chirp et de dispersion n'est donc pas forcément synonyme de réduction de la puissance crête et des effets non-linéaires (figure 4.16). La description des différents effets pouvant entraîner une déformation spectrale étant réalisée, il est désormais nécessaire de développer le modèle de simulation de l'auto-modulation de phase intégrant les deux effets linéaires précédemment décrits.

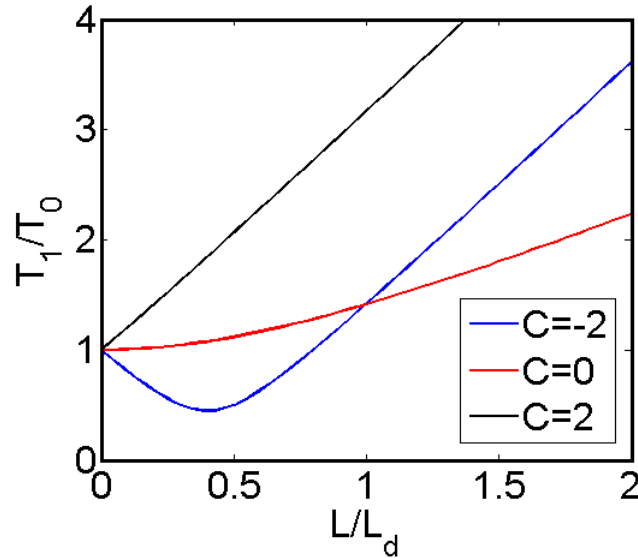


FIGURE 4.16 – Evolution de l'élargissement temporel en fonction de la distance de propagation pour une dispersion normale ( $D = 1000 \text{ ps} \cdot (\text{nm} \cdot \text{km})^{-1}$ )

#### 4.5.2.3 Algorithme splitstep

L'algorithme splitstep réalise un maillage spatial de l'échantillon dont le résultat du tronçon précédent sert de condition initiale pour le calcul du tronçon suivant. Une onde d'onde amplitude  $U(L, T)$  est propagée dans un milieu décomposé spatialement en  $N$  tronçons selon la figure 4.17.

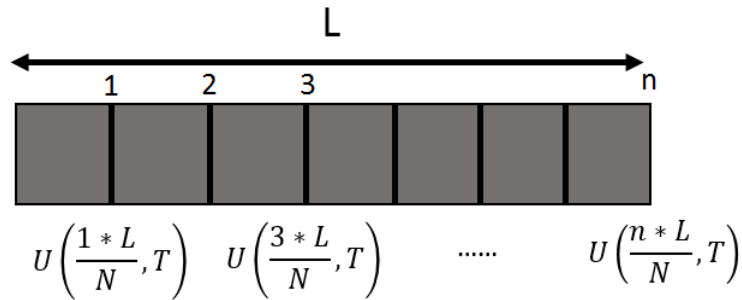


FIGURE 4.17 – Maillage spatial d'un échantillon

$L$  étant la longueur de l'échantillon et  $n$  un entier compris entre 1 et  $N$  déterminant le numéro du tronçon. Afin de pouvoir simuler les modifications spectrales induites par l'auto-modulation de phase, il est nécessaire de connaître la dépendance de l'amplitude du champ avec la phase non-linéaire ( $\Phi_{NL}$ ) donnée par l'équation 4.23 [11].

$$\Phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left( \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \quad (4.23)$$

L'amplitude du champ au bout d'une propagation  $L$  dans un milieu non-linéaire est

donnée par [11] :

$$U(L, T) = U(0, T)e^{i\Phi_{NL}(L, T)} \quad (4.24)$$

L'adaptation de ces équations pour un numéro de tronçon n donne :

$$\Phi_{NL}\left(\frac{nL}{N}, T\right) = \left|U\left(\frac{(n-1)L}{N}, T\right)\right|^2 \left(\frac{L_{eff}}{NL_{NL}}\right) \quad (4.25)$$

et

$$U\left(\frac{nL}{N}, T\right) = U\left(\frac{(n-1)L}{N}, T\right) e^{i\Phi_{NL}\left(\frac{nL}{N}, T\right)} \quad (4.26)$$

L'évolution de l'amplitude est aussi soumise aux effets dispersifs du 2<sup>ème</sup>, du 3<sup>ème</sup> ordre et au chirp. Il est donc nécessaire d'intégrer ces effets dans le calcul de l'amplitude au niveau des différents tronçons du guide. Pour une simplification des calculs, la prise en compte de ces effets nous oblige à résoudre les équations dans l'espace des fréquences.

$$\tilde{U}\left(\frac{nL}{N}, \omega\right) = \tilde{U}_0\left(\frac{(n-1)L}{N}, \omega\right) e^{\frac{i\beta_2\omega^2 L}{2N} + \frac{i\beta_3\omega^3 L}{6N}} \quad (4.27)$$

$\tilde{U}_0$  est la transformée de Fourier de l'onde gaussienne à l'entrée du composant et est définie de la façon suivante :

$$\tilde{U}_0(0, \omega) = TF\left(\sqrt{P_0}e^{\left[\frac{-1+iC}{2}\right]\left(\frac{T}{T_0}\right)^2}\right) \quad (4.28)$$

Avec  $P_0$ , la puissance crête. La transformée de Fourier inverse, permet de trouver l'amplitude de l'onde au bout d'une propagation  $L/N$  pour ensuite introduire la phase non-linéaire selon l'équation 4.26. Étant donné que l'intégration de cette phase non-linéaire est réalisée après le calcul de la modification de l'amplitude par les effets dispersifs, il est nécessaire d'avoir un N grand pour avoir sur chaque tronçon une faible variation de l'amplitude induite par les effets dispersifs. Les modifications spectrales induites par auto-modulation de phase en prenant en compte les effets dispersifs et de chirp (figure 4.18) peuvent ainsi être finement déterminées. Comme il a été dit précédemment, afin d'avoir une approche qualitative de l'impact du chirp et de la dispersion sur un spectre, il est nécessaire de se placer dans le cas où  $L \geq L_{NL}, L_D$ . Le déphasage maximal a donc été fixé arbitrairement à  $4.5 \pi$  et les spectres correspondant à un chirp positif, négatif ainsi qu'à des dispersions positives et négatives sont représentés sur les figures 4.18.

Le déphasage maximal des figures 4.18 est constant sur les 4 cas décrits. Pour un même déphasage maximal, 4 spectres sont obtenus pour des conditions de dispersion et de chirp différentes. Ainsi, on peut parler de déphasage maximal "apparent" induit par ces différentes conditions. La figure 4.18 (a) montre qu'un chirp positif entraîne une réduction de la largeur spectrale de l'impulsion. Le chirp positif a donc une contribution néfaste sur le déphasage maximal "apparent" en l'absence d'effets dispersifs tandis qu'un chirp négatif entraîne une augmentation du déphasage maximal "apparent" (figure 4.18(b)). Le signe du  $\beta_2$  permet également d'influer l'allure du spectre d'auto-modulation de phase

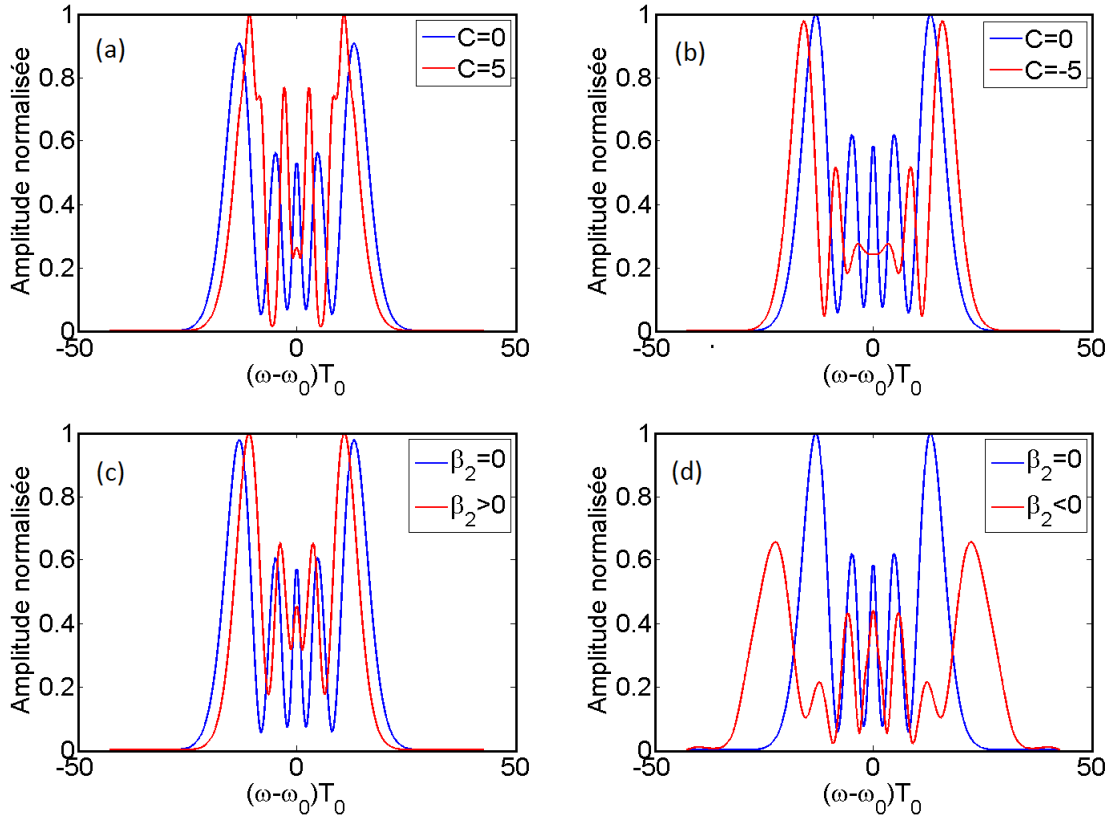


FIGURE 4.18 – Effet du chirp et de la dispersion sur un spectre initial présentant un déphasage maximal de  $4, 5\pi$  (courbe bleue) pour (a)  $C = 5$ ,  $\beta_2 = 0$  (b)  $C = -5$ ,  $\beta_2 = 0$  (c)  $C = 0$ ,  $\beta_2 > 0$  (d)  $C = 0$ ,  $\beta_2 < 0$

(figures 4.18 (c) et (d)). Le paramètre de dispersion ayant déjà été estimé, il est désormais nécessaire d'estimer le paramètre de chirp du laser. Le principe de la mesure du chirp consiste à utiliser un matériau parfaitement connu comme les fibres de type SMF et d'adapter le paramètre du chirp tout en fixant le  $n_2$ , les pertes et la dispersion afin de superposer les courbes expérimentales et théoriques. Le paramètre de chirp du laser a été déterminé à 1550 nm avec cette technique et est égal à 0,7 [133]. Il est supposé constant durant l'ensemble des simulations. Le modèle ainsi réalisé numériquement permet de simuler l'évolution de l'élargissement spectral dans le cas de guides fortement non-linéaires, dispersifs et avec un chirp du laser. Il sera utilisé pour déduire la valeur du  $n_2$  de manière précise. Le tableau récapitulatif des paramètres nécessaires à la simulation de l'auto-modulation de phase dans les guides en verre de chalcogénure sont recensés dans le tableau suivant :

$T_0(ps)$	$\beta_2(ps^2/km)$ ( $w = 600nm, h = 400nm$ )	$C$	$L_{eff}(cm)$	$L_{NL}(cm)$
9,6	958	0,7	0,38	0,15

Tableau 4.5 – Tableau récapitulatif des paramètres nécessaires à la simulation de la SPM

La section suivante a pour objectif de valider le modèle numérique à l'aide d'une confrontation des résultats expérimentaux et théoriques.



#### 4.5.2.4 Confrontations des résultats expérimentaux et théoriques dans le cas de guides d'onde en verre de chalcogénure

Des spectres d'auto-modulation de phase ont été obtenus à 7 puissances moyennes différentes allant de 1,8 à 5,6 mW. Le chirp, la dispersion et les pertes de propagation ayant été mesuré expérimentalement, le paramètre d'ajustement des courbes a été l'indice de réfraction non-linéaire du matériau. Les exemples d'ajustement sont représentés sur la figure 4.19.

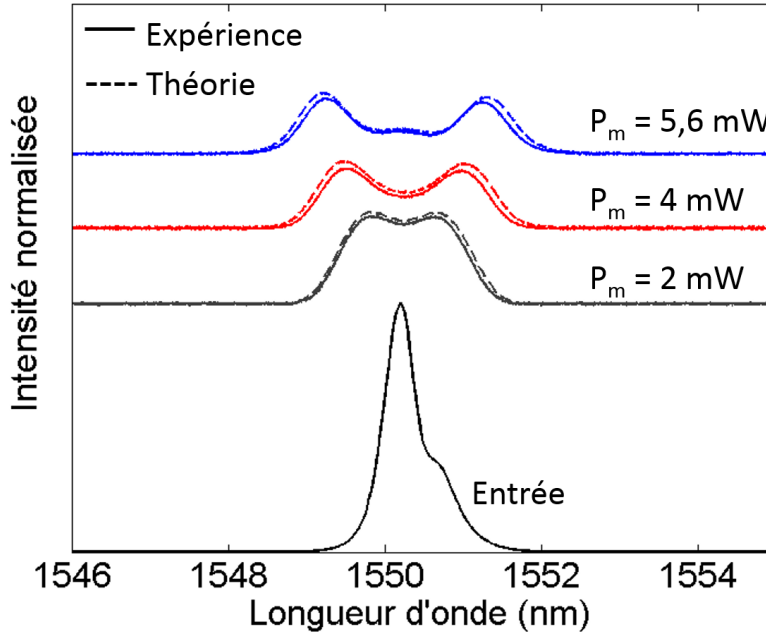


FIGURE 4.19 – Spectres expérimentaux et théoriques d'auto-modulation de phase d'un guide présentant les paramètres suivants :  $w = 600$  nm,  $h = 400$  nm,  $L = 1,1$  cm,  $\alpha = 9,7$  dB/cm,  $\beta_2 = 958$  ps<sup>2</sup>/km et  $C = 0,7$

Chaque spectre nécessite une valeur de  $n_2$  différente afin de les superposer au mieux avec leur équivalent théorique. Une valeur moyenne de  $n_2$  ainsi qu'un écart type (écart moyen entre les  $n_2$  expérimentaux et le  $n_2$  moyen) peuvent être déterminés à partir des 7 spectres. La valeur de l'indice de réfraction non-linéaire moyen est de  $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  et son écart type est de  $0,37 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Le  $n_2$  moyen est en accord avec le  $n_2$  tabulé ( $1,77 \cdot 10^{-17} \pm 0,59 \text{ m}^2/\text{W}$ ) [22] mesuré par Z-Scan. Cette expérience d'auto-modulation de phase nous a donc permis de mettre en évidence la SPM dans nos guides en verre de chalcogénure mais également de mieux connaître les propriétés optiques linéaires et non-linéaires de nos guides. L'utilisation de l'indice de réfraction non-linéaire moyen ( $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ) permet la représentation de l'évolution du déphasage maximal en fonction de la puissance de pompe sur la figure 4.20 (courbe bleue). Les guides en verres de chalcogénures présentent ainsi un déphasage maximal de  $2,02 \pi$  à une puissance moyenne de 5,6 mW.

Ces résultats se placent dans la continuité des réalisations issues de la littérature. Une augmentation progressive du déphasage maximal est obtenu avec la structuration des guides. En effet, la première démonstration d'auto-modulation de phase dans des guides intégrés en verres de chalcogénure a été réalisées en 2002 dans des guides plans

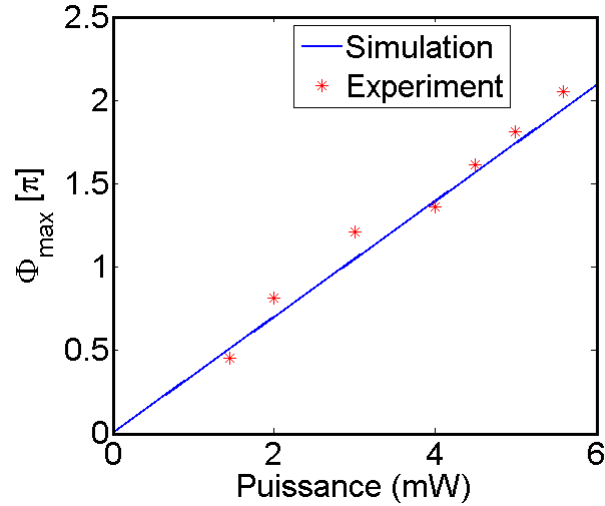


FIGURE 4.20 – Evolution du déphasage maximal en fonction de la puissance moyenne de pompe. En bleu : le déphasage maximal correspondant au  $n_2$  moyen des 7 spectres ( $1,02 \cdot 10^{-17} m^2/W$ ) et en rouge, le déphasage maximal de chaque spectre à une puissance donnée

par les laboratoires Bell [134]. Un déphasage maximal de  $\pi$  a été obtenu avec un laser à verrouillage de mode présentant une largeur à mi hauteur de 310 fs ( $P_c = 830$  W). En 2006, un déphasage maximal de  $1,5\pi$  a été obtenu par le CUDOS à partir de guide rib et d'une source de 1,3 ps ( $P_c = 53$  W) [135]. Nos résultats obtenus sur guides ridge permettent d'augmenter le confinement par rapport aux réalisations précédentes et se placent donc dans la continuité de l'augmentation des effets non-linéaires avec une réduction de la puissance de pompe.

### 4.5.3 Mélange à 4 ondes

Le deuxième effet non-linéaire mis en évidence dans ce travail doctoral est le mélange à 4 ondes. Les intérêts et les plates-formes utilisées pour le mélange à 4 ondes ont déjà été exposés dans le chapitre 1. Cette section sera donc consacrée à la mise en évidence expérimentale de cet effet dans les guides en verres de chalcogénure ayant la structure de la figure 4.7. Le mélange à 4 ondes a une dépendance quadratique en fonction de la puissance de pompe alors que l'auto-modulation de phase a une dépendance linéaire. L'observation de l'auto-modulation de phase et donc un bon indicateur quant à la probabilité d'observation du mélange à 4 ondes tant que le désaccord de phase n'est pas trop important. Contrairement à la SPM, deux sources impulsionnelles ou continues émettant à des longueurs d'ondes différentes peuvent être utilisées pour mettre en évidence le mélange à 4 ondes. La première source est en général plus intense et joue le rôle de pompe tandis que la deuxième joue le rôle de signal. Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 4.21.

Les expériences de mélange à 4 ondes ont été effectuées en utilisant des lasers fonctionnant en régime continu. Les deux lasers utilisés sont des lasers accordables suivis chacun d'un amplificateur et d'un filtre passe bande. Les filtres sont centrés autour des longueurs d'onde de pompe et de signal et sont nécessaires afin de supprimer le bruit introduit par

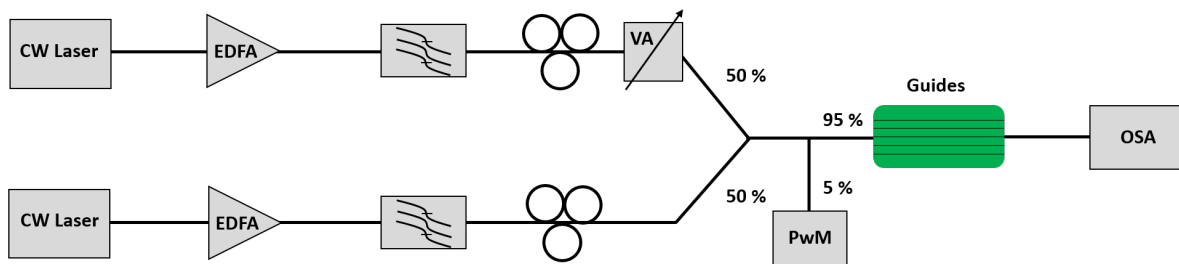


FIGURE 4.21 – Montage expérimental du banc de caractérisation du mélange à 4 ondes

les EDFA. Sur chacun des bras, la polarisation peut être modifiée avec des contrôleurs de polarisation. De la même façon que pour l'auto-modulation de phase, la puissance des lasers est fixée au maximum et un atténuateur variable placé sur la ligne du laser de pompe est utilisé pour changer la puissance de pompe. Ces deux ondes sont ensuite couplées dans les guides d'onde et sa puissance de sortie ainsi que le spectre sont enregistrés à l'aide d'un analyseur de spectre et d'un mesureur de puissance. Avant l'injection dans le guide, l'état de polarisation est vérifié individuellement pour chaque onde car l'état de polarisation de l'onde requis dépend de la structure des guides. Pour cela, un polarimètre est utilisé et l'état de polarisation est représenté sur une sphère de Poincaré. A ce niveau, il faut bien différencier la polarisation en espace libre (horizontale, verticale) et la polarisation des guides (TE, TM). Afin de respecter les conventions, ici la polarisation horizontale correspond à une polarisation TE et verticale à TM. De la même façon que pour l'auto-modulation de phase, une première injection fibre à fibre est réalisée afin de vérifier qu'aucun mélange à 4 ondes n'est induit au niveau des fibres. Pour cela, le montage de la figure 4.22 est réalisé à des puissances similaires à celles utilisées pour l'injection dans les guides.

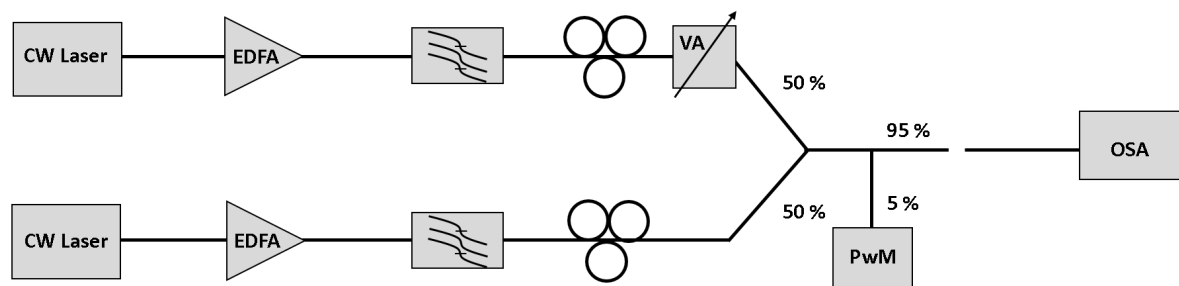


FIGURE 4.22 – Montage expérimental du banc de caractérisation du mélange à 4 ondes dans le cas d'une injection fibre à fibre

Lors du calcul de l'efficacité de conversion, il est donc nécessaire de connaître la puissance du signal à l'entrée du guide. Pour cela, les puissances de pompe et de signal ont été mesurées individuellement à l'entrée du composant avec un coupleur 95/5 relié à un mesureur de puissance (PwM). Le spectre est ensuite obtenu à l'aide de l'OSA avec les puissances associées à la pompe, au signal et aux idlers en sortie de guide. Le spectre de mélange à 4 ondes ainsi obtenu dans les guides en verres de chalcogénures est représenté sur la figure 4.23 (a).

La valeur de l'efficacité de conversion obtenue à partir du spectre de mélange à 4 ondes

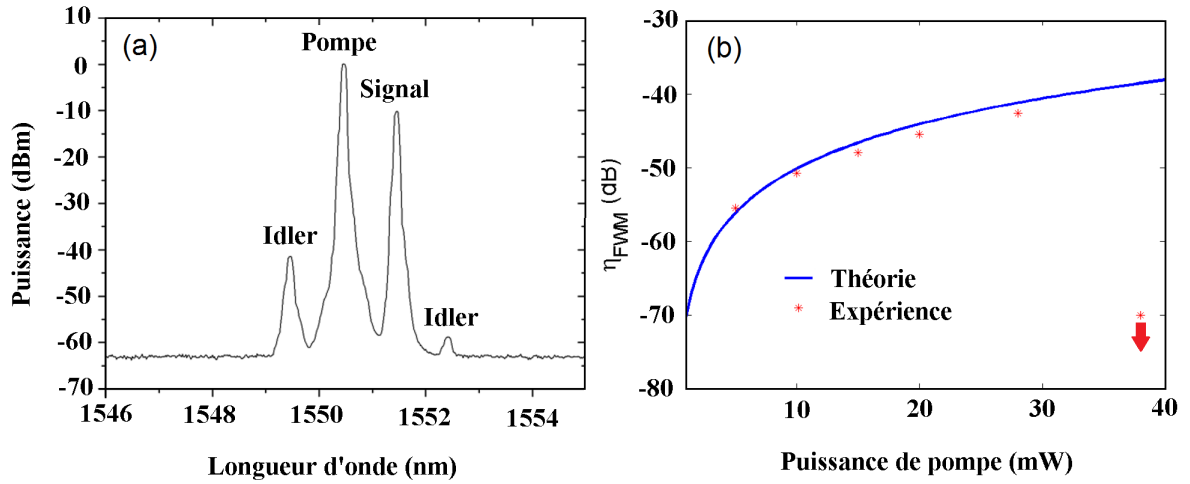


FIGURE 4.23 – (a) Spectre de mélange à 4 ondes obtenu dans un guide en verres de chalcogénure de 400 nm de haut, 600 nm de large et 1,1 cm de long à l'aide d'une pompe amplifiée à 14,5 dBm et (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe avec en bleu, les résultats théoriques et en rouge les résultats expérimentaux. Le désaccord de phase est ici calculé pour un signal et une pompe décalée de 1 nm

de la figure 4.23 (a) est de -42,6 dB. La convention utilisée pour le calcul de  $\eta_{FWM}$  à partir du spectre de mélange à 4 ondes est la suivante :

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{i,sortie}}{P_{s,entrée}} \quad (4.29)$$

Avec  $P_{s,entrée}$  et  $P_{i,sortie}$  étant respectivement la puissance du signal en entrée de l'échantillon et la puissance de l'idler en sortie de l'échantillon. L'idler choisi est celui adjacent à la pompe car il présente en général une puissance plus élevée. L'efficacité de conversion théorique est quant à elle obtenue de façon analytique à partir de l'équation 4.30. Des expériences de mélange à 4 ondes ont été réalisées à d'autres puissances de pompe. De la même manière que pour la SPM, une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques nous ont permis de valider notre modèle numérique. Les efficacités de conversion correspondant aux différentes puissances de pompe ont été représentées sur la figure 4.23 (b). L'efficacité de conversion expérimentale est en accord avec la théorie pour les 5 premières puissances de pompe. Le dernier point expérimental a été placé en dessous de notre limite de détection ( $\approx -70$  dBm) car il correspond à la puissance de pompe de 15,8 dBm  $\approx 38$  mW pour laquelle la densité d'énergie a détérioré le guide. Le modèle ainsi élaboré est validé. A ce niveau, il est intéressant de s'attarder sur l'équation de l'efficacité de conversion rappelée ci dessous :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{K L_{eff}}{2} \right) \quad (4.30)$$

Dans la littérature l'efficacité de conversion est en général exprimée sous forme de sinus hyperbolique [11]. La transformation du sinus hyperbolique en sinus cardinal apparait avec l'hypothèse de la non déplétion de la pompe. Il est communément admis que cette

hypothèse est valable pour un transfert énergétique de la pompe vers l'idler inférieur à 10 %. Les efficacités de conversion obtenues expérimentalement étant de l'ordre de -40 dB, cette hypothèse reste donc valide. Afin de simuler l'efficacité de conversion du mélange à 4 ondes, il est nécessaire de calculer le désaccord de phase linéaire et non-linéaire. Le désaccord de phase non-linéaire ( $\Delta k_{NL}$ ) est constant à puissance fixée pour une structure donnée (équation 2.16) et est toujours positif. Le désaccord de phase linéaire donné par l'équation 2.15 dans le cas d'une pompe dégénérée devient :

$$\Delta k_L = (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - 2\tilde{n}_1\omega_1)/c \quad (4.31)$$

Les indices  $\tilde{n}_j$  correspondent aux indices effectifs de la structure. Le désaccord total correspond donc à l'équation 4.32.

$$K = (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - 2\tilde{n}_1\omega_1)/c + \Delta k_{NL} \quad (4.32)$$

Dans notre cas, l'indice effectif est calculé en fonction des dimensions du guide mais aussi pour différentes longueurs d'onde à partir des indices mesurés par ellipsométrie de la figure 4.3. Ce calcul permet ensuite de calculer le désaccord linéaire puis le désaccord total à partir de l'équation 4.32. Ce calcul de l'indice effectif permet de cartographier l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction des dimensions du guide sur la figure 4.24.

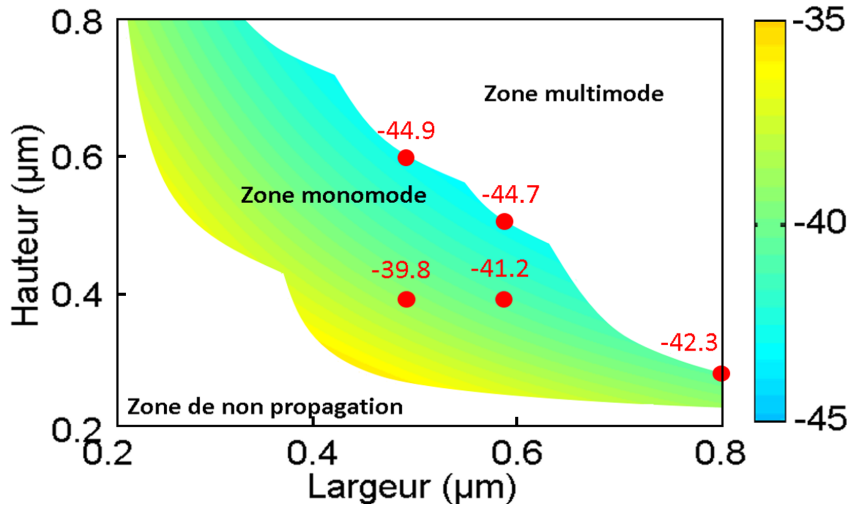


FIGURE 4.24 – Efficacité de conversion en dB en fonction de la hauteur et de la largeur du guide pour un décalage de longueur d'onde entre la pompe et le signal de 1 nm, un  $n_2$  égal à  $1,02 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $\alpha = 9,7 \text{ dB/cm}$ ,  $P_p = 14,5 \text{ dBm}$  et  $P_s = 3,5 \text{ dBm}$

La plus grande efficacité de conversion pouvant être obtenue théoriquement avec des dimensions compatibles avec notre étude est de -39,8 dB. Cette efficacité de conversion est obtenue pour une hauteur de 400 nm et une largeur de 500 nm. Expérimentalement, l'injection dans des guides d'une largeur de 500 nm a révélé des pertes de propagation de 23,8 dB/cm. L'augmentation brutale des pertes de propagation pour cette largeur de guide diminue l'efficacité de conversion des guides. Ainsi, il a été estimé numériquement que l'utilisation de guides plus larges (600 nm) et présentant moins de pertes (9,7 dB/cm)

permettait d'augmenter l'efficacité de conversion de 5,2 dB. L'étude a donc été réalisée dans des guides d'une largeur de 600 nm et l'efficacité de conversion expérimentale (-42,6 dB) obtenue est proche de celle simulée (-41,2 dB). Un mélange à 4 ondes significatif peut être obtenu même si l'accord de phase n'est pas parfait. La quantité de désaccord de phase tolérable dépend de la longueur du guide ( $L$ ) et de  $\beta_2$  de la façon suivante [11] :

$$\Delta\omega = \sqrt{\frac{2\pi}{|\beta_2|L}} \quad (4.33)$$

Avec  $\Delta\omega = \omega_4 - \omega_1$ .

Une grande quantité de désaccord de phase couplée à une efficacité de conversion élevée peut générer des peignes de fréquences. Dans notre cas, la dispersion étant normale, la gamme spectrale théorique permettant le mélange à 4 ondes est limitée à 5,18 nm. Cette gamme spectrale calculée à partir de l'équation 4.33 correspond au premier zéro de l'efficacité de conversion. Afin de vérifier l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction de la différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal ( $\Delta\lambda$ ), des mesures d'efficacité de conversion ont été réalisées en fixant la longueur d'onde de pompe et en variant la longueur d'onde du signal (figure 4.25).

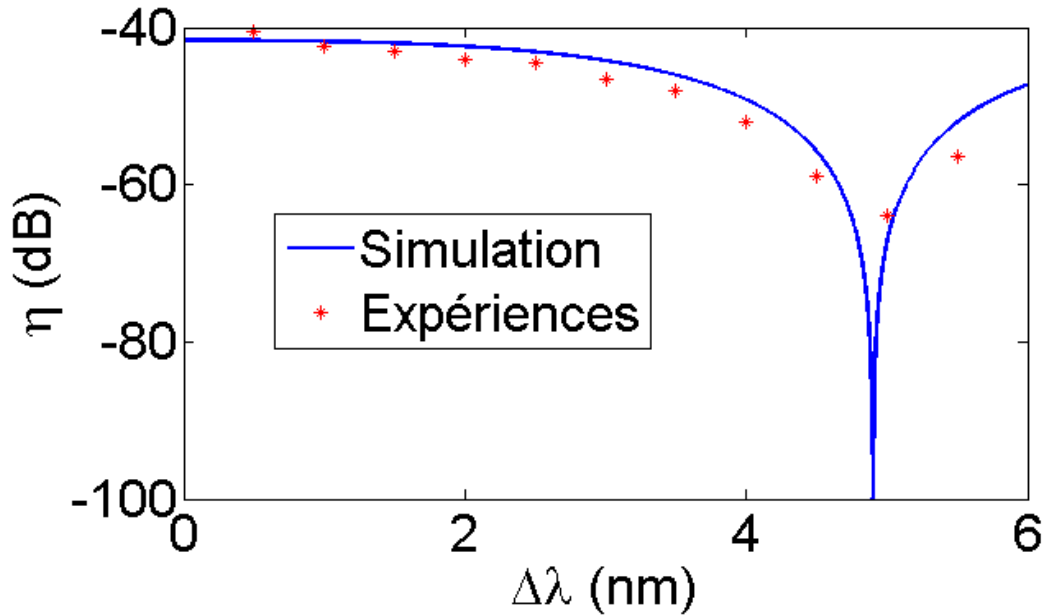


FIGURE 4.25 – Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal dans des guides de 400 nm de haut pour 600 nm de large avec un  $n_2$  égal à  $1,02 \cdot 10^{-17} m^2/W$ ,  $\alpha = 9,7 dB/cm$ ,  $P_p = 14,5 dBm$ ,  $\lambda_p = 1550,2 nm$  et  $P_s = 3,5 dBm$

Le premier zéro expérimental est obtenu pour  $\Delta\lambda$  entre 4,5 et 5 nm. La figure 4.25 montre une efficacité de conversion sur une gamme spectrale comparable aux simulations. La détermination précise du premier zéro nécessite la réalisation de plusieurs mesures entre ces deux valeurs. Ces mesures n'ont pas été réalisées étant donné qu'une détermination plus précise du premier zéro aurait nécessité un OSA ayant une limite de détection plus basse et n'aurait apporté aucune information supplémentaire sur le guide caractérisé.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le choix du Se6 comme couche guidante et de la silice comme couche de confinement a été réalisé afin de maximiser le paramètre non-linéaire  $\gamma$  de la structure. Le procédé de fabrication des cibles de Se6 a été expliqué. Les propriétés dispersives du Se6 nécessaires à la simulation des effets non-linéaires ont été déterminées. Le dimensionnement des guides pour une propagation monomode à 1550 nm optimisant le recouvrement modal entre les modes de propagation de la fibre et du guide a été réalisé. Le dimensionnement a également dû prendre en compte les limitations techniques inhérentes au procédé de fabrication. Un compromis entre dimensions réalisables et celles optimisant les effets non-linéaires a été trouvé pour une épaisseur de couche guidante égale à 400 nm pour des largeurs entre 500 et 600 nm. Le dimensionnement de guides en verres de chalcogénures a été réalisé et les différentes étapes du procédé de fabrication des guides ont ensuite été développées. Des caractérisations linéaires de ces guides ont été réalisées afin de vérifier la bonne qualité des guides en terme de taille de mode et de pertes de propagation. Des pertes de propagation ont été mesurées par cut-back à 9,7 dB/cm. Ces pertes ont ensuite été confrontées à un modèle estimant les pertes par diffusion surfaciques en fonction de la rugosité des guides. Ainsi une rugosité des guides post-process entre 4,5 et 7 nm a pu être estimée. Par la suite, des caractérisations non-linéaires d'auto-modulation de phase ont été réalisées et un modèle numérique a été développé. Ce modèle a permis une détermination précise de l'indice non-linéaire de réfraction des couches de Se6. Cet indice non-linéaire a été déterminé à une valeur égale à  $1,02 \pm 0,37 \cdot 10^{-17} m^2/W$  et est en accord avec la littérature. Pour finir, une expérience de mélange à 4 ondes a été réalisée et une efficacité de conversion égale à -42,6 dB a été obtenue avec une puissance de pompe de 14,5 dBm. Ces résultats ont ensuite été validés de manière théorique. La couche guidante de Se6 présentant de bonnes propriétés non-linéaires, l'étape suivante est d'apporter un niveau de complexité supplémentaire à la structuration des guides afin d'exalter les effets non-linéaires. Le chapitre suivant traitera donc de l'optimisation des effets non-linéaires dans une structure résonante en anneau ou en hippodrome.

## CHAPITRE 5

# EFFET NON-LINÉAIRE D'ORDRE 3 DANS DES MICRO-RÉSONATEURS EN VERRES DE CHALCOGÉNURES

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Mélange à 4 ondes dans une structure résonante . . . . .</b>	<b>107</b>
<b>5.2</b>	<b>Approche qualitative du dimensionnement des résonateurs .</b>	<b>111</b>
<b>5.3</b>	<b>Approche quantitative du dimensionnement des résonateurs</b>	<b>114</b>
5.3.1	Calcul du coefficient de couplage . . . . .	114
5.3.2	Facteur d'amélioration . . . . .	119
<b>5.4</b>	<b>Dimensionnement des résonateurs . . . . .</b>	<b>120</b>
5.4.1	Taux de couplage . . . . .	120
5.4.2	Rayon . . . . .	121
5.4.3	Longueur de couplage . . . . .	124
5.4.4	Gap et largeur . . . . .	125
5.4.5	Synthèse . . . . .	126
<b>5.5</b>	<b>Procédés de fabrication des résonateurs en verres de chal-</b>	
	<b>cogénure . . . . .</b>	<b>129</b>
<b>5.6</b>	<b>Partie expérimentale . . . . .</b>	<b>129</b>
5.6.1	Caractérisations linéaires . . . . .	129
5.6.1.1	Taille de mode . . . . .	130
5.6.1.2	Pertes de propagation . . . . .	130
5.6.1.3	Fonction de transmission . . . . .	130
5.6.2	Caractérisations non-linéaires . . . . .	136
5.6.2.1	Simulation du mélange à 4 ondes . . . . .	137
5.6.2.2	Mélange à 4 ondes . . . . .	137
<b>5.7</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>145</b>

---



---

---

L'objectif de ce chapitre est de réaliser des expériences de mélange à 4 ondes à basse puissance en tirant profit de l'exaltation du champ dans des structures résonantes à base de verres de chalcogénures. Une comparaison entre structures résonante et non-résonante sera effectuée afin de comprendre les paramètres géométriques importants permettant l'optimisation de la conception des résonateurs. Ces paramètres étant inter-dépendants, une étude qualitative sera utilisée afin d'estimer les paramètres prédominants. La théorie des modes couplés sera introduite afin de calculer le coefficient de couplage en utilisant la méthode de Marcatili et ainsi de déterminer le facteur d'amélioration des résonateurs. Un protocole de dimensionnement sera mis en place afin d'avoir un mélange à 4 ondes efficace et compatible avec les résolutions permises par le procédé de fabrication. La deuxième partie de ce chapitre présentera la mise en évidence expérimentale du mélange à 4 ondes dans les micro-résonateurs préalablement réalisés en salle blanche. Le choix des longueurs d'onde de travail et le montage expérimental seront présentés. La comparaison des spectres de transmission expérimentaux et théoriques en terme d'intervalle spectral libre et de fonction de transfert permettra de valider les dimensions des micro-résonateurs. Des expériences de mélange à 4 ondes seront réalisées pour différentes géométries de résonateurs. Une comparaison de l'efficacité de conversion en résonance et hors résonance sera réalisée. Pour finir, une géométrie très efficace sera utilisée afin de mettre en évidence un mélange à 4 ondes en cascade.

## 5.1 Mélange à 4 ondes dans une structure résonante

Outre une plus grande compacité, les structures résonantes permettent une augmentation de l'efficacité de conversion d'un mélange à 4 ondes (chapitre 1). Cette augmentation de l'efficacité de conversion a néanmoins comme contrepartie la discrétisation des longueurs d'onde. En effet, seules certaines longueurs d'onde séparées de l'ISL (équation 2.30) peuvent être couplées du guide d'accès vers le résonateur. Il est donc nécessaire de faire coïncider les longueurs d'onde de pompe et de signal dans deux résonances adjacentes afin de profiter du facteur d'amélioration inhérent à la structuration des guides avec le meilleur accord de phase possible (figure 5.1 (a)). Les différents paramètres de dimensionnement des résonateurs utilisés lors de ce chapitre sont rappelés sur les figures 5.1 (b) et (c).

Des études visant à comparer l'efficacité de conversion d'une structure résonante et non-résonante ont été réalisées. La première validation expérimentale de l'efficacité de conversion entre structure résonante ( $\eta_r$ ) et non-résonante ( $\eta_s$ ) en optique intégrée a été réalisée sur la plate-forme GaAs [136]. Le rapport d'efficacité de conversion entre ces deux géométries est donné par :

$$\frac{\eta_r}{\eta_s} = \left( \frac{L'_r}{L'_s} \right)^2 (FE)^8 \quad (5.1)$$

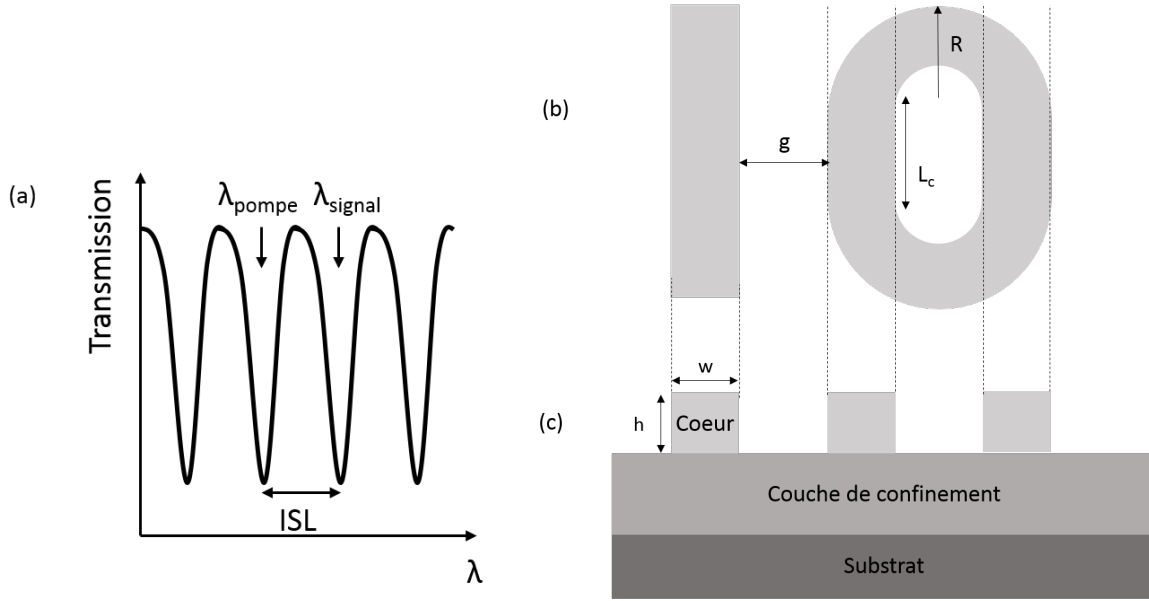


FIGURE 5.1 – (a) Principe de couplage de la pompe et du signal dans une structure résonante, (b) Représentation schématique en vue de dessus d’un hippodrome avec son guide d’accès, (c) Représentation schématique en vue de profil d’un hippodrome avec son guide d’accès.

Avec

$$L'_{r,s}{}^2 = L_{r,s}^2 e^{(-\alpha L_{r,s})} \left| \frac{1 - e^{-\alpha L_{r,s} + i\Delta k_L L_{r,s}}}{\alpha L_{r,s} - i\Delta k_L L_{r,s}} \right|^2 \quad (5.2)$$

Où  $L'_{r,s}$  peut être comparée à une longueur effective prenant en compte les pertes de propagation ( $\alpha$ ) et le désaccord de phase linéaire ( $\Delta k_L$ ) d’un résonateur de périmètre  $L_r$  et d’un guide droit de longueur  $L_s$ . FE est le facteur d’amélioration du résonateur et rappelé ci dessous :

$$FE(\omega_0) = \frac{\kappa a}{(1 - a\tau)} \quad (5.3)$$

Avec  $\tau$ , le coefficient de transmission,  $\kappa$ , le coefficient de couplage et  $a$  l’atténuation du champ sur un tour. Ici  $\eta_r$  est l’efficacité de conversion d’un résonateur isolé, la contribution du guide d’accès n’est donc pas prise en compte. De plus, l’équation 5.1 est donnée en faisant l’hypothèse que le guide droit et le résonateur ont le même paramètre non-linéaire, c’est à dire ont les mêmes dimensions dans un même matériau. Si le rapport,  $\eta_r/\eta_s$  est compris entre 0 et 1, la structure droite sera à privilégier par rapport à la structure résonante. Il est donc nécessaire de nuancer l’intérêt d’un résonateur par rapport à un guide droit en fonction de leur longueur respective, du facteur d’amélioration du résonateur et des pertes de propagation linéiques ( $\alpha$ ).

### Pertes de propagation

La stagnation des effets non-linéaires dans des structures non-résonantes peut provenir entre autre des pertes de propagation. En effet, ces pertes vont déterminer la longueur effective du guide ( $L'_s$ ) et du résonateur ( $L'_r$ ), à savoir la longueur pour laquelle, les pertes de propagation seront le paramètre prédominant expliquant la stagnation de l'efficacité des effets non-linéaires. En d'autres termes, si  $L_s \approx L'_s$  alors une augmentation de  $L_s$  n'augmentera pas ou peu  $\eta_s$ . A partir de l'équation 5.1, il est possible de représenter le rapport  $\eta_r/\eta_s$  en fonction de la longueur du guide droit pour différentes valeurs de pertes de propagation. Le facteur d'amélioration a été arbitrairement fixé à 3 et aucune dimension ne lui ai encore associée.

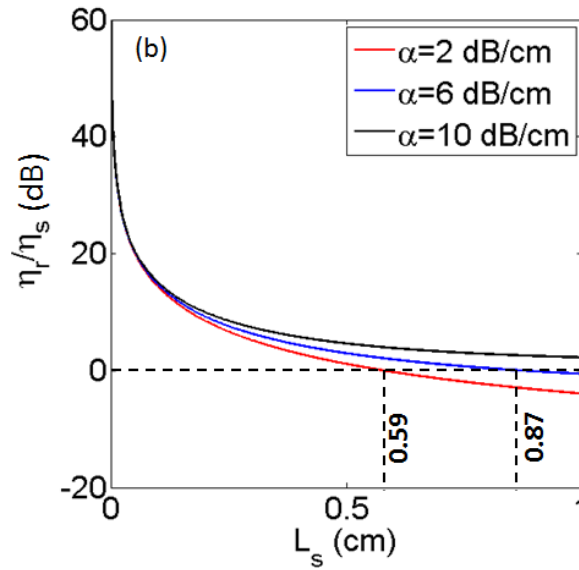


FIGURE 5.2 – Evolution du rapport  $\eta_r/\eta_s$  d'un résonateur ayant un rayon de  $10 \mu m$ , une longueur de couplage nulle et un FE de 3 en fonction de la longueur du guide droit pour des pertes de propagation de 2, 6 et 10 dB/cm. Les longueurs effectives d'un guide de 1 cm pour ces pertes de propagation sont respectivement de 8, 5,4 et 3,9 mm

L'axe de ordonnées de la figure 5.3 étant en dB, une structure droite sera plus efficace qu'une structure résonante pour  $\eta_r/\eta_s < 0$  et inversement pour  $\eta_r/\eta_s > 0$ . Dans cet exemple, un guide droit présentant des pertes de 2 dB/cm et d'une longueur supérieure à 5.9 mm sera plus efficace qu'un résonateur de  $10 \mu m$  de rayon présentant un facteur d'amélioration de 3. Il faudra au moins un guide de 8,7 mm pour atteindre cet objectif pour un guide droit présentant des pertes de 6 dB/cm. En effet, du fait de la diminution de  $L'_s$ , une augmentation des pertes de propagation entrainera une augmentation de l'intérêt d'une structure résonante par rapport à une structure droite. Dans un deuxième temps, il est nécessaire de représenter l'évolution du rapport  $\eta_r/\eta_s$  pour différents facteurs d'amélioration, à perte de propagation fixée.

### Facteur d'amélioration

Le facteur d'amélioration est ici un paramètre de l'équation 5.1. Il n'est donc pour l'ins-

tant relié à aucun dimensionnement du résonateur. Le facteur d'amélioration de l'équation 5.3 est donné en champ. Lors du calcul de l'efficacité de conversion, il est donc nécessaire de la mettre à la puissance 8 afin de prendre en compte l'intensité des 4 ondes. La contribution du facteur d'amélioration peut ainsi être prédominante par rapport aux autres paramètres (pertes de propagation et longueur de guide). Afin de visualiser l'impact du facteur d'amélioration sur l'efficacité de conversion résonante, il est nécessaire de représenter le rapport  $\eta_r/\eta_s$  à perte de propagation fixe (figure 5.3).

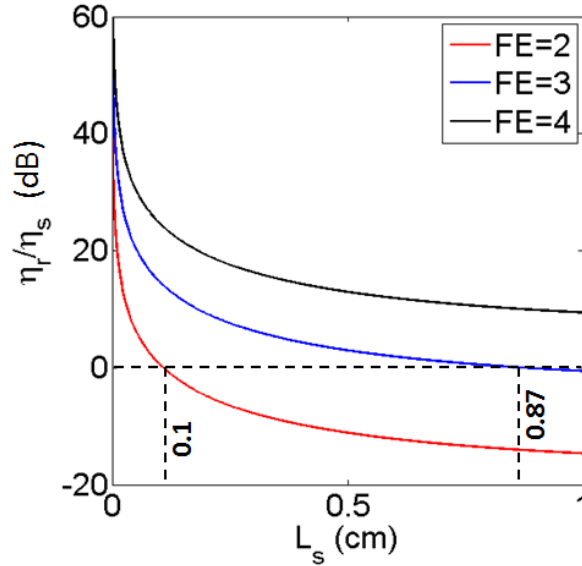


FIGURE 5.3 – Evolution du rapport  $\eta_r/\eta_s$  d'un résonateur ayant un rayon de  $10 \mu m$  et une longueur de couplage nulle en fonction de la longueur du guide droit pour différents FE et des pertes de propagation fixées à 6 dB/cm

La figure 5.3 (a) montre qu'un guide droit d'une longueur supérieure à 1 mm sera plus efficace qu'un résonateur ayant un FE de 2 (courbe rouge). Dans le cas de résonateurs présentant un facteur d'amélioration plus élevé, la longueur de guide droit pour que  $\eta_r = \eta_s$  est naturellement plus importante (courbe bleu). De plus, aux pertes de propagation utilisées dans cette simulation (6 dB/cm), on observe une stagnation du rapport  $\eta_r/\eta_s$  du fait que  $L_s \approx L'_s$  pour les plus grandes longueurs. Ainsi pour  $FE = 4$  (courbe noire), un FE de 4 associé à  $L_s \approx L'_s$  rend le résonateur plus efficace qu'une structure droite pour toutes les longueurs. Ces simulations permettent de nuancer l'intérêt d'une structure résonante par rapport aux guides droits mais nous confortent dans l'idée d'utiliser de telles structures. En effet, d'après nos mesures expérimentales des pertes de propagation dans les structures droites en verres de chalcogénures lors du chapitre précédent, la longueur effective des guides a été estimée à environ 4 mm. Sous réserve de réaliser un résonateur ayant les mêmes pertes de propagation (9,7 dB/cm) et le même paramètre non-linéaire que les guides droits du chapitre 3, un résonateur de  $10 \mu m$  de rayon devrait avoir un FE de 2,6 afin que les effets non-linéaires du résonateur soient comparables aux guides du chapitre précédent. La suite du chapitre concernera le dimensionnement des résonateurs permettant de se placer dans les cas les plus favorables par rapport aux guides droits. Les verres de chalcogénures utilisés dans le chapitre précédent présentant de bonnes propriétés non-linéaires, il a été décidé de conserver le *Se6* ( $Ge_{12.5}Sb_{25}Se_{62.5}$ ) comme couche guidante.

La couche de confinement quant à elle sera le  $Se_2$  ( $Ge_{28.1}Sb_{6.3}Se_{65.6}$ ) afin de favoriser le couplage d'énergie du guide d'accès vers le résonateur. En effet, du fait de la diminution du contraste d'indice, le confinement du mode de propagation sera moins élevé que dans le cas de l'utilisation de la silice comme couche de confinement. La structure ainsi que la zone de propagation monomode en fonction des dimensions du guides sont présentées sur les figures 5.4 (a) et (b).

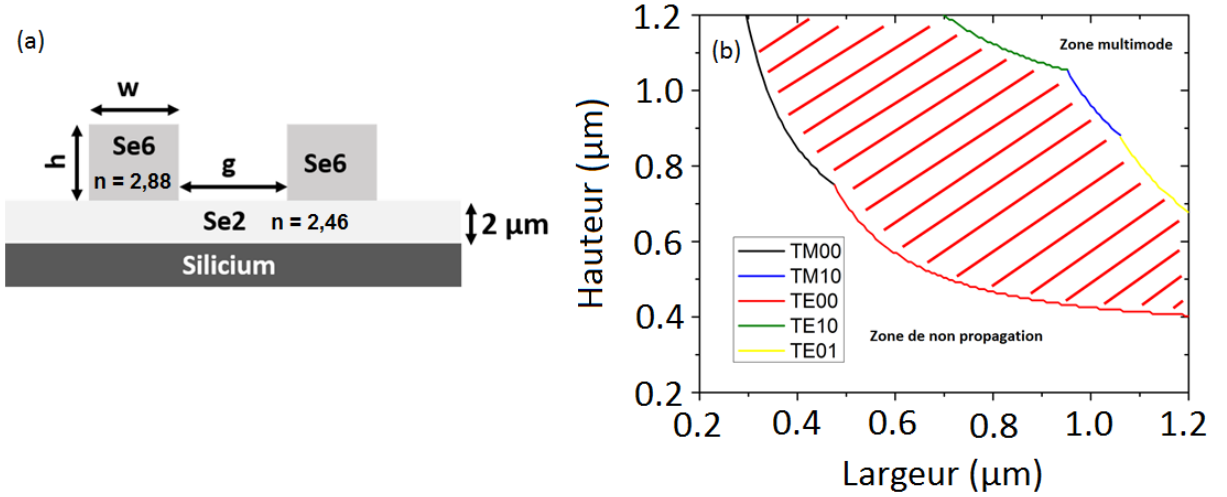


FIGURE 5.4 – (a) Représentation schématique en vue de profil de la structure des résonateurs avec guide d'accès, (b) Zone de propagation monomode d'un guide (zone hachurée) ayant comme couche guidante du Se6, comme couche de confinement du Se2 et l'air comme superstrat.

Afin de dimensionner les résonateurs, il est nécessaire de calculer le facteur d'amélioration et donc le taux de couplage pour différentes géométries. Les paramètres de ces simulations seront donc la hauteur, la largeur du guide ainsi que le gap, le rayon et la longueur de couplage du résonateur. Le grand nombre de paramètres nous oblige via une étude qualitative de déterminer la contribution majeure de certains paramètres par rapport aux autres.

## 5.2 Approche qualitative du dimensionnement des résonateurs

Beaucoup de paramètres étant interdépendants, cette approche permet de diminuer et de prioriser les paramètres à intégrer dans le futur modèle de simulation de  $\eta_{FWM}$ . La formule de l'efficacité de conversion adaptée aux structures résonantes est le support de départ de cette étude. Elle est rappelée dans l'équation suivante :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 FE^8(\omega_0) \text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right) \quad (5.4)$$

Cette approche qualitative va permettre de développer certaines notions telles que l'accord de phase ainsi que le facteur d'amélioration. L'accord de phase (K) est un para-

mètre primordial intervenant dans l'efficacité de conversion par l'intermédiaire d'un sinus cardinal selon l'équation 5.4.

$$K = (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - 2\tilde{n}_1\omega_1)/c + \Delta k_{NL} \quad (5.5)$$

Avec  $\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2)$ , l'accord de phase non-linéaire. Si l'accord de phase est parfait, cela entraîne  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right) = 1$  et dans ce cas on peut réécrire l'efficacité de conversion de la forme suivante :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 FE^8(\omega_0) \quad (5.6)$$

Un désaccord de phase entraîne dans tous les cas une dégradation de  $\eta_{FWM}$ . Le périmètre du résonateur détermine l'intervalle spectrale libre et donc les longueurs d'onde permises pour la génération de mélange à 4 ondes. L'accord de phase est déterminé pour chaque périmètre (L) d'anneau en faisant l'hypothèse que l'onde de pompe et de signal sont couplées dans deux résonances adjacentes. L'accord de phase sera donc meilleur pour les résonateurs présentant un grand périmètre. Etant donné que K diminue avec l'augmentation de L, le choix du périmètre de l'anneau se fera en représentant  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right)$  en fonction du périmètre du résonateur avec ou sans désaccord de phase non-linéaire (figures 5.5 (a), (b) et (c)).

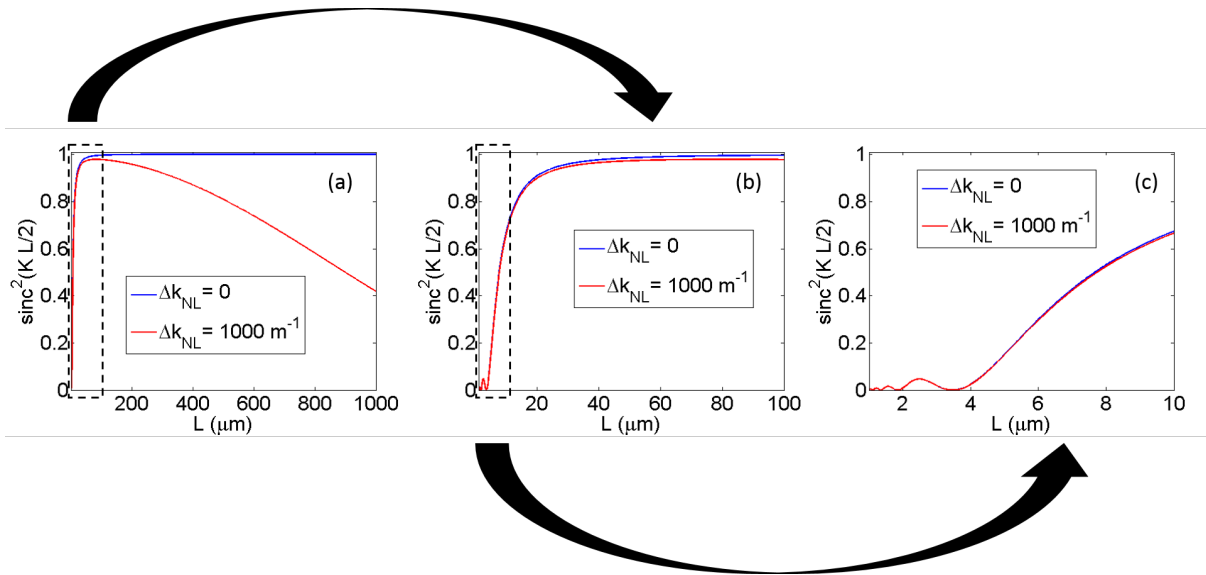


FIGURE 5.5 – Evolution de  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right)$  en fonction du périmètre d'un anneau en Se6 ( $n = 2,88$ ) pour différents accords de phase et pour en bleu un désaccord de phase non-linéaire nul et en rouge un désaccord de phase non-linéaire de  $1000 \text{ m}^{-1}$ .

En l'absence de désaccord de phase non-linéaire ( $\Delta k_{NL} = 0$ ), pour les plus grands périmètres,  $KL \approx 0$  et  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right) \approx 1$  (figure 5.5 (a)). En d'autres termes, la diminution du désaccord de phase prédomine sur l'augmentation du périmètre du résonateur. Pour de plus petit périmètre, le désaccord est beaucoup plus élevé ce qui engendre une diminution de  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right)$  par rapport aux plus grandes structures (figure 5.5 (b) et (c)). Dans un second temps, un désaccord de phase non-linéaire est pris en compte (courbes rouges). Il est

fixé à une valeur volontairement élevée ( $1000 \text{ m}^{-1}$ ), correspondant au couplage d'une onde pompe et signal de 3 W dans une structure comparable à celle présentée dans le chapitre 3. La courbe rouge de la figure 5.5 (a) montre la présence d'un maximum de  $\text{sinc}^2\left(\frac{KL}{2}\right)$  en fonction du périmètre du résonateur. Dans le cas de  $\Delta k_{NL} \neq 0$ , l'augmentation de la longueur est donc le paramètre limitant l'accord de phase. Dans le cadre de cette thèse, les ondes de pompe et de signal utilisées pour la génération de mélange à 4 ondes étant continues, le désaccord de phase non-linéaire peut être négligé. Cette étude souligne la difficulté d'une l'approche quantitative du fait de l'interdépendance de certains paramètres. Cependant, l'importance d'autres paramètres peut être estimée de façon qualitative. En effet, l'efficacité de conversion est dépendante du paramètre non-linéaire  $\gamma$  rappelé par la relation suivante :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (5.7)$$

Dans cette expression, l'indice non-linéaire de réfraction ( $n_2$ ) est invariant avec la structuration du matériau mais l'aire effective ne l'est pas. L'évolution de l'aire effective en fonction de la hauteur et de la largeur du guide a été calculée à partir d'un logiciel commercial (Fimmwave). Dans la zone de propagation monomode définie sur la figure 5.4 (b), l'aire effective varie de  $0,42 \mu\text{m}^2$  à  $0,84 \mu\text{m}^2$ . La gamme des dimensions réalisables en salle blanche commençant environ à une largeur de 500 nm, l'intervalle des aires effectives peut être réduit de  $0,42 \mu\text{m}^2$  à  $0,65 \mu\text{m}^2$ . La variation maximale de l'aire effective dans la zone monomode est de 36 %. Cette variation peut sembler importante mais, comme nous le verrons par la suite, elle est largement négligeable devant la contribution du facteur d'amélioration. Le couplage de l'énergie du guide d'accès vers le résonateur se faisant latéralement (figures 5.1 (b) et (c)), la largeur du guide aura une grande influence sur le taux de couplage tandis que celle de la hauteur sera négligeable. La hauteur a ainsi été le premier paramètre à être fixé. La figure 5.4 (b) montre que pour une largeur minimale de 500 nm, la hauteur requise pour se placer en limite de la propagation monomode est de 800 nm. L'objectif étant de réaliser des structures ayant le  $\gamma$  le plus élevé possible, la limite de propagation monomode est bien évidemment celle en commun avec la zone de non propagation. La largeur et la longueur de couplage seront ensuite adaptées pour obtenir le taux de couplage voulu. La prise en compte de la résonance des structures intervient avec le facteur d'amélioration (FE) rappelé par la relation 5.3. Le paramètre important dans cette relation est le coefficient de couplage  $\kappa$ . Une contribution pondérée des différents paramètres sur le coefficient de couplage, l'aire effective, le désaccord de phase (K) et son bilan sur l'efficacité de conversion est effectuée dans le tableau 5.1.

	Largeur	Hauteur	Gap	Longueur de couplage	Rayon
$\kappa$	+++	+	+++	+++	+
$A_{eff}$	+	+			
K				+++	+++
$\eta_{FWM}$	+++	+	+++	+++	++

Tableau 5.1 – Tableau récapitulatif de la contribution des dimensions d'une structure résonante sur le taux de couplage, l'aire effective et le désaccord de phase.

La hauteur n'intervenant que dans le calcul de l'aire effective, ce paramètre a peu d'influence dans le calcul de l'efficacité de conversion d'une structure résonante. Les tra-



vaux de dimensionnement vont donc principalement se porter sur la largeur, le gap et la longueur de couplage. Cette brève étude qualitative a permis d'estimer l'importance des différents paramètres des guides. Une approche quantitative permettra quant à elle d'associer les valeurs de  $\eta_{FWM}$  aux différentes géométries.

## 5.3 Approche quantitative du dimensionnement des résonateurs

Afin d'estimer l'efficacité de conversion d'une structure résonante, il faut donc être capable de calculer le facteur d'amélioration (FE) dépendant notamment du taux de couplage. Le calcul du taux de couplage s'effectue à partir de la méthode de Marcatili issue de la théorie des modes couplés.

### 5.3.1 Calcul du coefficient de couplage

Considérons deux guides d'ondes parallèles séparés l'un de l'autre par une distance  $d$ . Eloignés l'un de l'autre, ils interagissent peu ensemble. S'ils sont suffisamment proches, ils pourront échanger de l'énergie par couplage évanescent. Le coefficient de couplage permet de connaître la quantité d'énergie transférée d'un guide à l'autre. La méthode de calcul de ce coefficient utilisée lors de cette thèse est la méthode de Marcatili. L'utilisation de la méthode de Marcatili nécessite de diviser le guide en 5 zones représentées sur la figure 5.6.

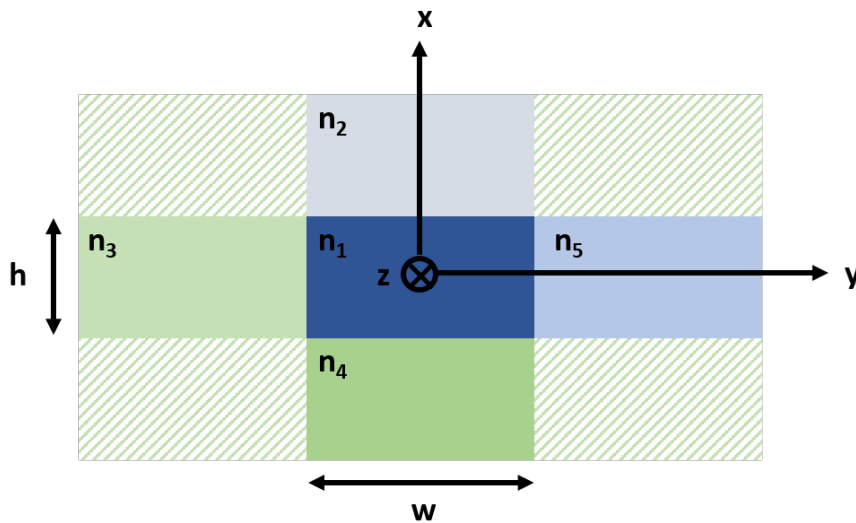


FIGURE 5.6 – Représentation schématique en vue de profil d'un guide ainsi que les 5 zones d'indice  $n_i$  pour  $i=1$  à 5 nécessaires pour l'utilisation de la méthode de Marcatili.

La propagation s'effectue dans le milieu d'indice  $n_1$  tandis que les milieux d'indice  $n_2, n_3, n_4$  et  $n_5$  voient une décroissance exponentielle de l'amplitude des champs E et H. La constante de propagation axiale (selon  $z$ ) dans le milieu d'indice  $n_1$  notée  $k_z$  s'écrit :

$$k_z = (k_1^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} \quad (5.8)$$

A partir de la figure 5.6, on peut écrire :

$$\begin{cases} k_x = k_{x,1} = k_{x,2} = k_{x,4} \\ k_y = k_{y,1} = k_{y,3} = k_{y,5} \end{cases} \quad (5.9)$$

$k_{x,i}$  et  $k_{y,i}$  étant les constantes de propagation transverses dans le milieu  $i$ . Les constantes de propagation transverses sont les solutions des équations suivantes :

$$\begin{cases} k_x h = p\pi - \arctan(\eta_2 k_x) - \arctan(\eta_4 k_x) \\ k_y w = q\pi - \arctan\left(\left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2 k_y \xi_3\right) - \arctan\left(\left(\frac{n_5}{n_1}\right)^2 k_y \xi_5\right) \end{cases} \quad (5.10)$$

Avec  $p$  et  $q$  entier.  $\xi_i$  et  $\eta_i$  correspondent aux profondeurs de pénétration de l'onde dans un milieu  $i$  respectivement selon la direction (x) et la direction (y) et sont calculées à partir des relations suivantes :

$$\xi_i = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_i}\right)^2 - k_y^2\right]^{1/2}} \quad (5.11)$$

$$\eta_i = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_i}\right)^2 - k_x^2\right]^{1/2}} \quad (5.12)$$

Avec

$$A_i = \frac{\lambda_0}{2(n_1^2 - n_i^2)^{1/2}} \quad (5.13)$$

L'hypothèse que la lumière soit bien confinée dans la couche guidante implique pour  $i=2, 4$  :

$$\left(\frac{k_x A_i}{\pi}\right)^2 \ll 1 \quad (5.14)$$

Dans le cas de la structure définie sur la figure 5.4 (a), le milieu d'indice  $n_1$  est le Se6 ( $n = 2,88$ ), le milieu d'indice  $n_2$  est l'air ( $n = 1$ ) et le milieu d'indice  $n_4$  est le Se2 ( $n = 2,46$ ).

Et pour  $i = 3, 5$

$$\left(\frac{k_y A_i}{\pi}\right)^2 \ll 1 \quad (5.15)$$

La figure 5.7 montre que l'hypothèse d'une lumière bien confinée de l'équation 5.14 est vérifiée pour  $i=2$ . La vérification a également été effectuée pour  $i=3$  et  $5$ . Cette validation permet de réécrire les équations 5.10 sous la forme suivante :

$$\begin{cases} k_x h = p\pi - \arctan\left(\frac{k_x A_2}{\pi}\right) - \arctan\left(\frac{k_x A_4}{\pi}\right) \\ k_y w = q\pi - \arctan\left(\left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2 \frac{k_y A_3}{\pi}\right) - \arctan\left(\left(\frac{n_5}{n_1}\right)^2 \frac{k_y A_5}{\pi}\right) \end{cases} \quad (5.16)$$

Le développement limité de la fonction arctan au premier ordre permet d'écrire  $k_x$  et  $k_y$  sous les formes suivantes :

$$k_x = \frac{p\pi}{h} \left(1 + \frac{A_2 + A_4}{\pi h}\right)^{-1} \quad (5.17)$$

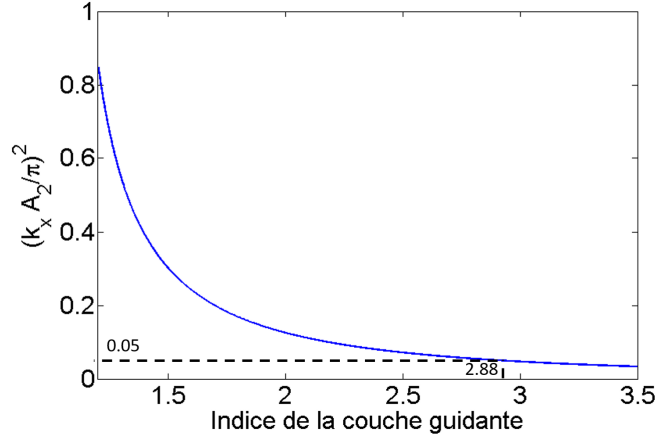


FIGURE 5.7 – Représentation de la grandeur  $k_x A_2 / \pi$  en fonction de l'indice de la couche guidante

$$k_y = \frac{q\pi}{w} \left( 1 + \frac{n_3^2 A_3 + n_5^2 A_5}{\pi n_1^2 w} \right)^{-1} \quad (5.18)$$

A partir de l'expression des composantes transverses, il est possible de réécrire les expressions de la composante axiale et les profondeurs de pénétration selon les équations 5.19 à 5.21

$$k_z = \left( k_1^2 - \left( \frac{q\pi}{w} \right)^2 \left( 1 + \frac{n_3^2 A_3 + n_5^2 A_5}{\pi n_1^2 w} \right)^{-2} - \left( \frac{p\pi}{h} \right)^2 \left( 1 + \frac{A_2 + A_4}{\pi h} \right)^{-2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

$$\xi_i = \frac{A_i}{\pi} \left[ 1 - \left( \frac{qA_i}{w} \left( 1 + \frac{n_3^2 A_3 + n_5^2 A_5}{\pi n_1^2 w} \right)^{-1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.20)$$

$$\eta_i = \frac{A_i}{\pi} \left[ 1 - \left( \frac{pA_i}{h} \left( 1 + \frac{A_2 + A_4}{\pi h} \right)^{-1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.21)$$

Si l'on considère un deuxième guide à proximité du premier, à partir du calcul de la profondeur de pénétration du champ, il est possible de calculer le recouvrement des champs des deux guides (figure 5.8).

Notons  $a_1(z)$  et  $a_2(z)$  respectivement l'amplitude des champs des guides 1 et 2. Ces amplitudes sont liées entre elles par deux équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dz} + jC_{t21}a_2(z)\exp(-j(\beta_2 - \beta_1)z) = 0 \\ \frac{da_2}{dz} + jC_{t12}a_1(z)\exp(-j(\beta_2 - \beta_1)z) = 0 \end{cases} \quad (5.22)$$

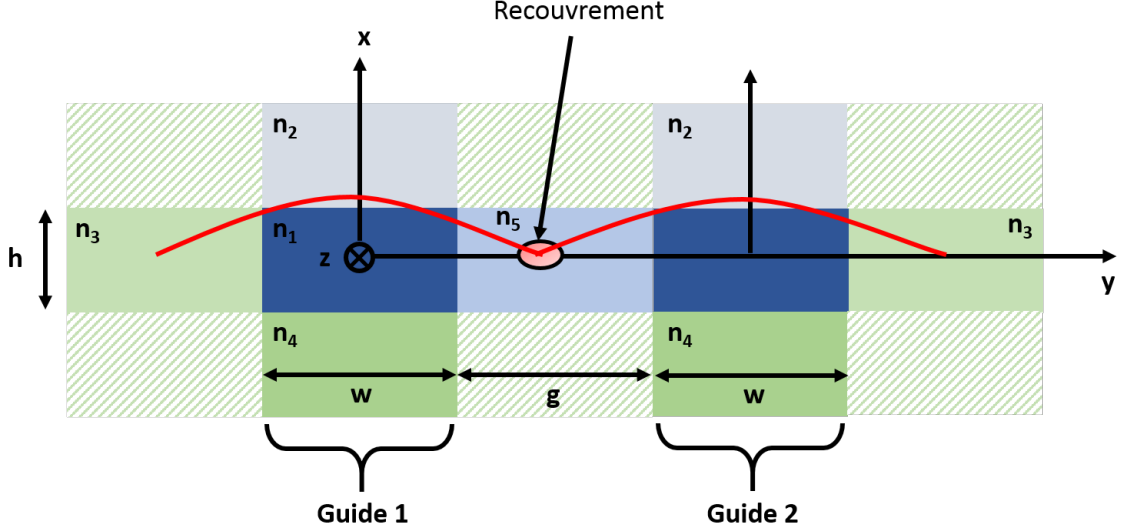


FIGURE 5.8 – Représentation de la section de deux guides couplés

Où  $C_{t12}$  et  $C_{t21}$  sont les coefficients de couplage du guide 1 vers le guide 2 et inversement. Les solutions de ces équations s'écrivent de la forme suivante :

$$\begin{cases} a_1(z) = A(z)a_1(0) + B(z)a_2(0) \\ a_2(z) = C(z)a_1(0) + D(z)a_2(0) \end{cases} \quad (5.23)$$

Où

$$\begin{cases} A(z) = D(z) = [\cos(\gamma'z) + j\frac{\delta}{2\gamma'}\sin(\gamma'z)]\exp(-j\frac{\delta z}{2}) \\ B(z) = -j\frac{C_{t21}}{\gamma'}\sin(\gamma'z)\exp(-j\frac{\delta z}{2}) \\ C(z) = -j\frac{C_{t12}}{\gamma'}\sin(\gamma'z)\exp(j\frac{\delta z}{2}) \end{cases} \quad (5.24)$$

avec la différence des constantes de propagation  $\delta = \beta_2 - \beta_1$  et  $\gamma'$  donnée par

$$\gamma' = \sqrt{C_t^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2} \text{ avec } C_t^2 = C_{t12}C_{t21} \quad (5.25)$$

Si la lumière n'est injectée qu'à l'entrée du guide 1,  $a_2(0)=0$  et  $a_1(0) = 1$ . A l'aide de l'équation 5.24 nous obtenons :

$$\begin{cases} a_1(z) = [\cos(\gamma'z) + j\frac{\delta}{2\gamma'}\sin(\gamma'z)]\exp(-j\frac{\delta z}{2}) \\ a_2(z) = -j\frac{C_{t12}}{\gamma'}\sin(\gamma'z)\exp(j\frac{\delta z}{2}) \end{cases} \quad (5.26)$$

L'évolution de la puissance optique, en fonction de  $z$ , s'exprime alors :

$$\begin{cases} |a_1(z)|^2 = 1 - \left(\frac{C_t}{\gamma'}\right)^2 \sin^2(\gamma'z) \\ |a_2(z)|^2 = \left(\frac{C_{t12}}{\gamma'}\right)^2 \sin^2(\gamma'z) \end{cases} \quad (5.27)$$

Lorsque les deux guides d'onde sont identiques, les constantes de propagation sont égales,  $\beta_1 = \beta_2$  et  $\delta = 0$ . Dans ce cas, le rapport  $\left(\frac{C_t}{\gamma'}\right)^2 = 1$  et  $C_{t12} = C_{t21} = C_t$ . Les équations 5.27 peuvent donc se réécrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} |a_1(z)|^2 = 1 - \sin^2(C_t z) \\ |a_2(z)|^2 = \sin^2(C_t z) \end{cases} \quad (5.28)$$

Le coefficient de couplage  $C_t$  s'écrit selon l'équation suivante pour une abscisse  $z$  donnée [137, 138] :

$$C_t = \frac{2jk_y^2 \xi_5 \exp\left(\frac{-g}{\xi_5}\right)}{k_z \omega (1 + k_y^2 \xi_5^2)} \quad (5.29)$$

Selon cette expression, le coefficient de couplage décroît exponentiellement avec le rapport  $\frac{g}{\xi_5}$ . C'est à dire que plus le gap est faible et la pénétration du champ dans le milieu d'indice  $n_5$  est grande, plus le couplage de l'énergie d'un guide vers l'autre est facilité. Le couplage d'un guide d'accès vers un résonateur s'effectue de la même façon que le couplage entre deux guides droits, à la différence près que le gap évolue avec la courbure du résonateur (figure 5.9).

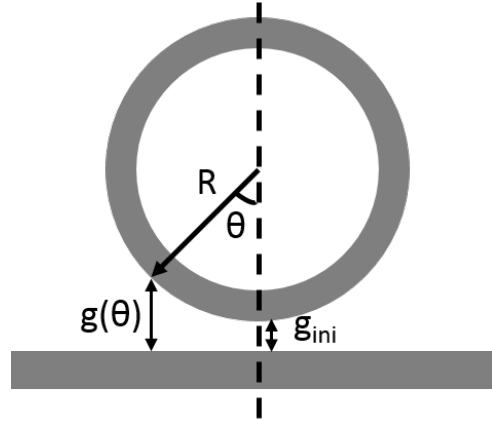


FIGURE 5.9 – Représentation schématique de la zone de couplage d'un résonateur en anneau

$g(\theta)$  représente le gap à un angle  $\theta$  par rapport à la normale au guide d'accès et se calcule de la manière suivante :

$$g(\theta) = g_{ini} + R(1 - \cos\theta) \quad (5.30)$$

D'après les équations 5.23, pour un couplage sur une longueur  $L$ ,  $a_1(L)$  et  $a_2(L)$  dépendent de  $a_1(0)$  et  $a_2(0)$ . Cette combinaison linéaire peut être écrite sous la forme d'une matrice de transfert :

$$\begin{pmatrix} a_1(L) \\ a_2(L) \end{pmatrix} = (1 - \alpha_c) \begin{pmatrix} \cos(C_t z) & -j \sin(C_t z) \\ -j \sin(C_t z) & \cos(C_t z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{pmatrix} \quad (5.31)$$

Avec  $\alpha_c$  compris entre 0 et 1 selon les pertes de couplage. Les coefficients  $\cos(C_t z)$  et  $-\sin(C_t z)$  sont notés respectivement  $\tau$  et  $\kappa$ . La matrice de transfert devient :

$$\begin{pmatrix} a_1(L) \\ a_2(L) \end{pmatrix} = (1 - \alpha_c) \begin{pmatrix} \tau & j\kappa \\ j\kappa & \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

La loi de conservation de l'énergie s'écrit alors  $\tau^2 + \kappa^2 = (1 - \alpha_c)^2$ . Avec  $\tau^2$  et  $\kappa^2$  respectivement le taux de transmission et le taux de couplage. Lorsque le coupleur est considéré sans pertes de couplage, nous avons :

$$\kappa^2 + \tau^2 = 1 \quad (5.33)$$

Pour finir, le coefficient de couplage pour une longueur de couplage non nulle s'écrit selon l'équation 5.34.

$$\kappa^2 = \sin^2 \left( \frac{2jk_y^2 L_c \xi_5 \exp(\frac{-g}{\xi_5})}{k_z \omega 1 + k_y^2 \xi_5^2} \right) \quad (5.34)$$

A ce niveau, il est désormais possible de calculer le facteur d'amélioration d'une structure résonante en fonction du taux de couplage.

### 5.3.2 Facteur d'amélioration

Comme il a été vu précédemment, l'augmentation de l'efficacité de conversion dans une structure résonante est due à l'apparition d'un facteur d'amélioration. Ce facteur d'amélioration dépend du coefficient de couplage ( $\kappa$ ) et du facteur d'atténuation du champ (a) sur un tour comme le rappelle l'équation suivante :

$$FE(\omega_0) = \frac{\kappa a}{1 - a\tau} \quad (5.35)$$

Le coefficient de couplage est calculé avec la méthode de Marcatili précédente tandis que le facteur d'atténuation du champ est calculé de la façon suivante :

$$a = \exp \left[ -\frac{\ln(10)\alpha L + (1 - \alpha_c)}{20} \right] \quad (5.36)$$

$\alpha$  étant les pertes de propagation en dB/cm,  $\alpha_c$  les pertes de couplage et  $L$  la circonférence de la cavité définie par :

$$L = 2\pi R + 2L_c \quad (5.37)$$

Avec  $L_c$  la longueur de couplage et  $R$  le rayon du résonateur.

## 5.4 Dimensionnement des résonateurs

L'approche qualitative a permis d'estimer les paramètres importants à prendre en compte dans le futur modèle numérique. L'approche quantitative va permettre de connaître précisément les contributions de ces différents paramètres. La première étape du dimensionnement consiste à calculer la facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage pour différentes valeurs de pertes.

### 5.4.1 Taux de couplage

Il est important de comprendre l'évolution du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage (figure 5.10). A ce niveau, le taux de couplage n'est pas encore relié aux dimensions du guide.

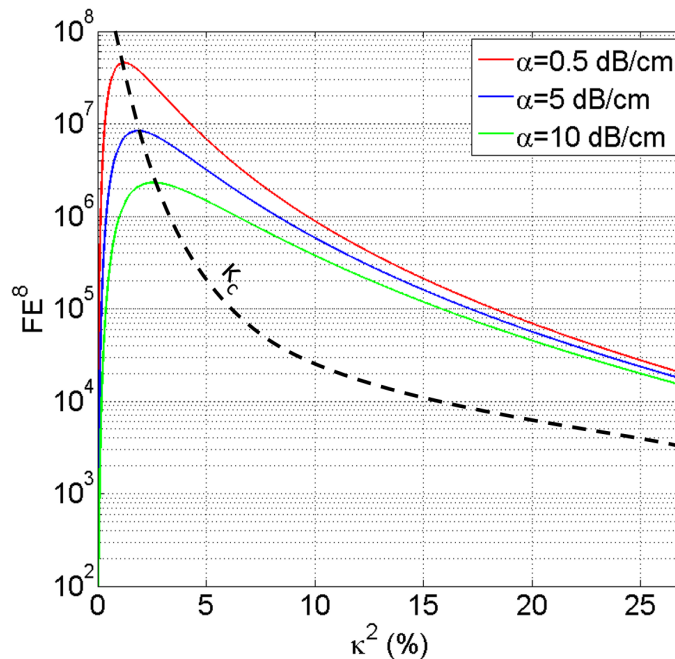


FIGURE 5.10 – Evolution du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage pour des pertes de 0,5, 5 et 10 dB/cm dans un résonateur en anneau ( $L_c = 0 \mu m$ ) de rayon  $10 \mu m$ .

La figure 5.10 montre une diminution du facteur d'amélioration avec l'augmentation des pertes à périmètre fixé ainsi que la possibilité d'obtenir un maximum du facteur d'amélioration selon le taux de couplage choisi. Ce maximum est obtenu pour le couplage dit "critique" pour lequel les pertes de propagation sur un tour sont parfaitement compensées par l'énergie apportée au résonateur via la zone de couplage. Un taux de couplage inférieur est appelé "sous-couplage" tandis qu'un taux de couplage supérieur est appelé "sur-couplage". Pour une valeur de pertes de propagation fixée, la zone de sous-couplage verra une augmentation brusque du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage. Un résonateur se trouvant dans la zone de sous-couplage aura donc un facteur d'amélioration extrêmement variable en fonction des conditions expérimentales et des incertitudes de dimensions imputables au procédé de fabrication. A l'inverse, dans le

cas d'un sur-couplage, la diminution du facteur d'amélioration due à l'augmentation du taux de couplage est plus lente. L'objectif étant d'atteindre un couplage critique, il est préférable de s'en approcher par la zone de sur-couplage. La figure 5.10 montre la variation du couplage critique en fonction des pertes. Les taux de couplage critique pour des pertes de propagation de 0,5 dB/cm, 5 dB/cm et 10 dB/cm sont respectivement égaux à 1,21%, 1,85% et 2,57%. L'étape de dimensionnement des résonateurs doit déterminer les dimensions permettant un couplage critique (largeur, gap, rayon, longueur de couplage) tout en restant dans une zone de propagation monomode avec la plus faible aire effective possible. La première étape a été de déterminer le rayon du résonateur. Ce paramètre n'a que peu d'impact sur le taux de couplage. L'intérêt de sa détermination réside dans la connaissance du facteur d'atténuation ( $\alpha$ ) dépendant du périmètre du résonateur.

## 5.4.2 Rayon

La relation 5.3 montre que le facteur d'amélioration dépend du taux de couplage ( $\kappa$ ) et de l'atténuation par tour ( $\alpha$ ). Afin de comprendre la contribution de l'atténuation par tour sur le facteur d'amélioration, il est nécessaire de le représenter en fonction du périmètre du résonateur pour différentes pertes de propagation. Le taux de couplage fixé est ici le taux de couplage critique pour les différentes pertes de propagation choisie, à savoir 1,21%, 1,85% et 2,57% pour des pertes de propagation respectivement de 0.5, 5 et 10 dB/cm. Pour ces pertes de propagation, le facteur d'amélioration a donc été représenté en fonction du rayon du résonateur, pour une longueur de couplage nulle sur la figure 5.11.

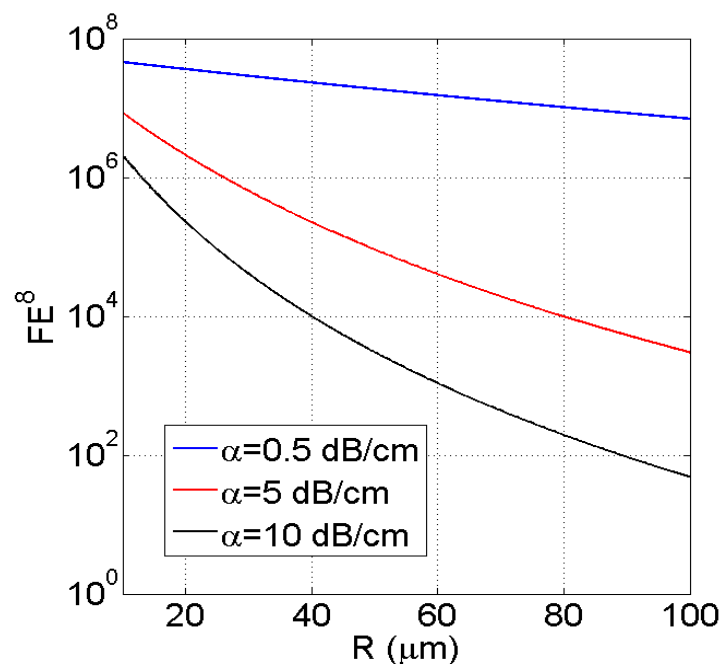


FIGURE 5.11 – Evolution du facteur d'amélioration en fonction du rayon pour des pertes de 0,5 dB/cm, 5 dB/cm et 10 dB/cm et une longueur de couplage nulle

La figure 5.11 montre, comme prévu, une diminution du facteur d'amélioration avec l'augmentation du rayon du résonateur et des pertes de propagation. Cependant, cette



représentation ne suffit pas pour déterminer le rayon de résonateur optimisant le mélange à 4 ondes. En effet, il est nécessaire de combiner à la fois les effets de l'atténuation par tour mais également le désaccord de phase. L'approche qualitative de la section précédente nous a permis de révéler qu'un meilleur accord de phase était obtenu pour les plus grands périmètre de résonateurs (figure 5.5). L'augmentation du périmètre a donc une contribution antagoniste sur l'accord de phase et le facteur d'amélioration. Afin de pondérer ces contributions, il est nécessaire de représenter leur produit en fonction du périmètre du résonateur (figure 5.12).

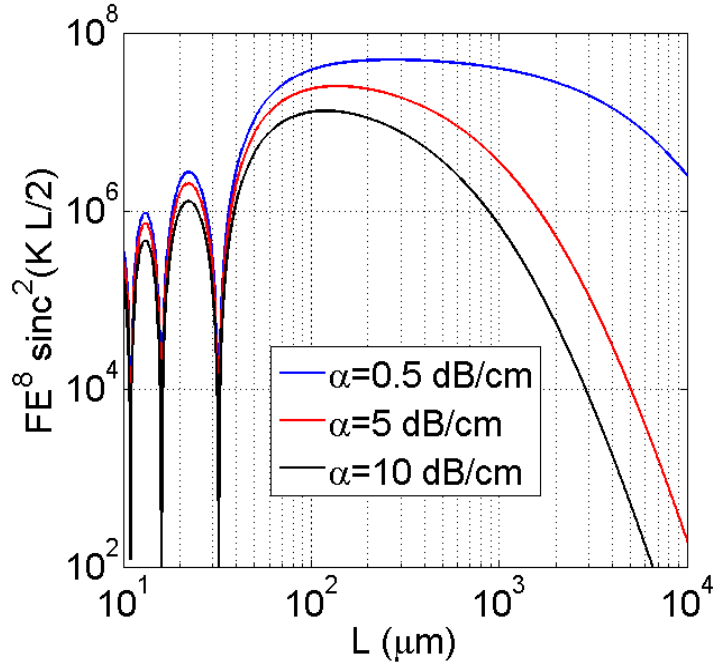


FIGURE 5.12 – Evolution du produit du facteur d'amélioration et de l'accord de phase en fonction du périmètre pour des pertes de 0,5 dB/cm, 5 dB/cm et 10 dB/cm, une longueur de couplage nulle et un couplage critique

La figure 5.12 met clairement en évidence les différentes contributions de l'accord de phase et des pertes par tour. En effet, sur la première partie de la courbe, une variation sous la forme d'un sinus cardinal de  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$  en fonction de  $L$  est obtenue. Cette première partie voit donc une contribution du désaccord de phase plus importante que celle du facteur d'amélioration. Ces contributions s'inversent pour les plus grands périmètres. Un périmètre optimisant l'efficacité des effets non-linéaires peut ainsi être déterminé selon les pertes de propagation. Afin d'être complet dans le dimensionnement des résonateurs, il est nécessaire d'estimer la dépendance des pertes par courbure en fonction du rayon des résonateurs.

Le processus de pertes par courbure peut être perçu de la façon suivante : les photons du mode optique localisés à une distance supérieure à  $R + X_r$  du centre de l'anneau ne peuvent pas se déplacer assez vite pour suivre le reste du mode.

Ils s'en séparent donc et leur énergie est perdue dans le superstrat. Si on exprime ce phénomène de façon plus rigoureuse, l'augmentation du périmètre de l'anneau en fonction de sa largeur ( $w$ ) entraîne la nécessité d'une augmentation de la vitesse de groupe

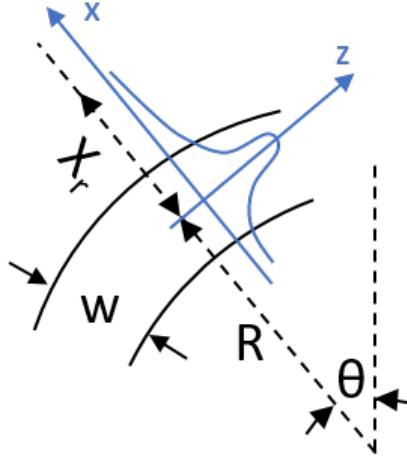


FIGURE 5.13 – Définitions des paramètres d'un guide courbe

des photons en périphérie pour pouvoir préserver le front d'onde. Ceci étant impossible, l'énergie de ces photons est perdue. A partir de ce constat et en utilisant la méthode de Marcatili, le calcul des pertes de courbures ( $\alpha$ ) se fait de la façon suivante :

$$\alpha = C_1 e^{-C_2 R} \quad (5.38)$$

Avec

$$C_1 = \frac{\lambda \cos^2\left(\frac{\sigma w}{2}\right) e^{\kappa_{sp} w}}{\kappa_{sp} w^2 \left[ \frac{w}{2} + \frac{1}{2\sigma} \sin(\sigma w) + \frac{1}{\kappa_{sp}} \cos^2\left(\frac{\sigma w}{2}\right) \right]} \quad (5.39)$$

$$C_2 = -\frac{2\kappa_{sp}(\beta_g - \beta_{sp})}{\beta_{sp}} \quad (5.40)$$

et

$$\sigma = -\sqrt{n_{sp}^2 k_0^2 - \beta_g^2} \quad (5.41)$$

$$\kappa_{sp} = \sqrt{n_g^2 k_0^2 - \beta_g^2} \quad (5.42)$$

$\lambda$  la longueur d'onde,  $k_0$  le vecteur d'onde,  $\beta_g$  et  $\beta_{sp}$  les constantes de propagation de la couche guidante et du superstrat. Le rayon pour lequel les pertes de propagation augmentent de façon exponentielle est appelé le rayon critique. Dans notre cas, l'indice de la courbe guidante est celui du Se6 ( $n = 2,88$ ) et celui de la couche de confinement est 1 (air). Pour des largeurs comprises dans la zone de propagation monomode d'intérêt ( $\approx 400$  nm à 800 nm), le rayon de courbure critique est compris entre 1,4 et 3,2  $\mu m$ . Les rayons critiques étant relativement faibles, une miniaturisation du résonateur est possible. Pour des matériaux à plus faible indice ou pour des cas utilisant un superstrat, la conception du masque doit prendre en compte la valeur du rayon critique pour minimiser les pertes par courbures. Ces faibles rayons induisent des périmètres de résonateurs situés à la limite de la zone présentant un mauvais accord de phase (figure 5.12). Afin de s'éloigner de cette zone, le rayon minimal des résonateurs fabriqués en salle blanche a été fixé à 10  $\mu m$ . Au terme de cette première étape, le début du protocole de dimensionnement est le suivant :

- Un rayon minimal du résonateur est fixé à  $10 \mu m$  permettant à la fois un bon accord de phase et une atténuation par tour faible.

La suite du protocole de dimensionnement doit déterminer le taux de couplage critique d'un résonateur de  $10 \mu m$  de rayon à différentes pertes de propagation et longueurs de couplage.

### 5.4.3 Longueur de couplage

Le rayon ayant été fixé à  $10 \mu m$ , il est possible à partir de la figure 5.12 de déterminer une gamme de longueur de couplage maximisant  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$ . Sur une large gamme de pertes de propagation, ce produit reste élevé pour des périmètres de résonateurs variant de  $100$  à  $160 \mu m$ . Ainsi, des longueurs de couplages comprises entre  $18$  et  $48 \mu m$  permettront à la fois un bon accord de phase et un facteur d'amélioration élevé. La suite du travail de dimensionnement de la longueur de couplage, consiste à calculer les taux de couplage critique associés à la gamme de longueur de couplage précédemment définie. Afin de déterminer ce taux de couplage critique, il est nécessaire de représenter le facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage à pertes de propagation fixées et pour différentes longueurs de couplage (figure 5.14).

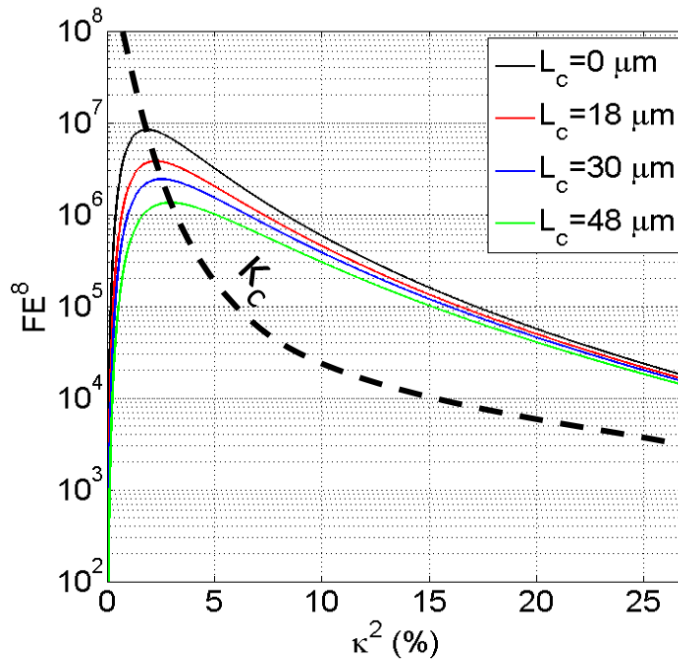


FIGURE 5.14 – Evolution du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage pour un résonateur en hippodrome de rayon  $10 \mu m$ , des pertes de propagation de  $5 \text{ dB/cm}$  et des longueurs de couplage de  $0$ ,  $18$ ,  $30$  et  $48 \mu m$ .

A rayon et pertes fixés, l'augmentation de la longueur de couplage induit une diminution du facteur d'amélioration ainsi qu'un décalage du couplage critique vers les plus hauts taux de couplage. Par exemple le passage d'un résonateur en anneau à un résonateur en hippodrome ayant une longueur de couplage de  $20 \mu m$  entraîne une diminution de la valeur de  $FE^8$  de  $8.10^7$  à  $3,9.10^6$ . Le tableau 5.2 résume les différents taux de couplage critique en fonction de la longueur de couplage et des pertes de propagation choisies.

$L_c(\mu m)$ \backslash $\alpha(dB/cm)$	0,5	5	10
18	$\kappa_c^2 = 1,25\%$	$\kappa_c^2 = 2,26\%$	$\kappa_c^2 = 3,37\%$
20	$\kappa_c^2 = 1,26\%$	$\kappa_c^2 = 2,35\%$	$\kappa_c^2 = 3,44\%$
30	$\kappa_c^2 = 1,28\%$	$\kappa_c^2 = 2,54\%$	$\kappa_c^2 = 3,92\%$
40	$\kappa_c^2 = 1,30\%$	$\kappa_c^2 = 2,74\%$	$\kappa_c^2 = 4,35\%$
48	$\kappa_c^2 = 1,34\%$	$\kappa_c^2 = 2,97\%$	$\kappa_c^2 = 4,68\%$

Tableau 5.2 – Tableau récapitulatif présentant le taux de couplage critique pour différentes longueurs de couplage et pertes de propagation ( $R = 10 \mu m$ )

Comme il a été dit précédemment, il est préférable de s'approcher du couplage critique par la zone de sur-couplage à partir de laquelle le couplage est diminué. Une augmentation de la longueur de couplage permet donc d'obtenir le cas d'un sur-couplage puis la diminution du coefficient de couplage s'effectue en augmentant la largeur du guide et/ou le gap. De ce fait, une longueur de couplage non nulle permet à la fois d'atteindre un couplage critique mais aussi d'avoir des largeurs de guides et des gaps compatibles avec les moyens technologiques à notre disposition. L'utilisation d'une géométrie en hippodrome sera ainsi privilégiée lors de cette thèse. Cette étude sur la longueur de couplage permet d'ajouter une étape au protocole de dimensionnement :

- Les taux de couplage critique pour un résonateur de  $10 \mu m$  de rayon, des longueurs de couplage comprises entre 17 et  $48 \mu m$  et des pertes de propagation variant de 0,5 à 10 dB/cm sont calculés.

L'intérêt d'un résonateur en hippodrome ayant été fixé, la dernière étape de dimensionnement consiste à déterminer les couples de largeurs et gaps permettant d'obtenir ce couplage critique.

#### 5.4.4 Gap et largeur

Ici le gap et la largeur seront décorrélés afin de permettre une représentation en 3 dimensions du taux de couplage en fonction de ces deux paramètres. Les couples de dimensions permettant les couplages critiques du tableau 5.2 seront ainsi déterminés. Si plusieurs couples de dimensions sont permis, le choix de la combinaison se fera selon la facilité d'obtention des structures. Etant donné que nos limites de résolutions sont proches de 500 nm, seules les structures ayant des dimensions supérieures seront retenues. Prenons l'exemple d'un résonateur ayant un rayon de  $10 \mu m$  et une longueur de couplage de  $20 \mu m$  comprise dans l'intervalle précédemment déterminé. D'après le tableau 5.2, les taux de couplage critique associés à cette géométrie pour des pertes de propagation de 0,5, 5 et 10 dB/cm sont respectivement de 1,26, 2,35 et 3,44 %. A partir de l'équation 5.34, le taux de couplage en fonction du gap et de la largeur est représenté sur la figure 5.15. Le taux de couplage critique pour les différentes pertes est représenté par les lignes blanches et les dimensions réalisables en salle blanche ( $> 500nm$ ) sont représentées en rouge.

Les taux de couplages critiques les plus bas associés aux faibles pertes de propagation sont permis par une large gamme de couples gap-largeur tandis que des pertes de propagation élevées (10 dB/cm) ne permettent pas l'obtention du couplage critique avec les technologies de fabrication à notre disposition. Afin de contourner cette limitation, il est

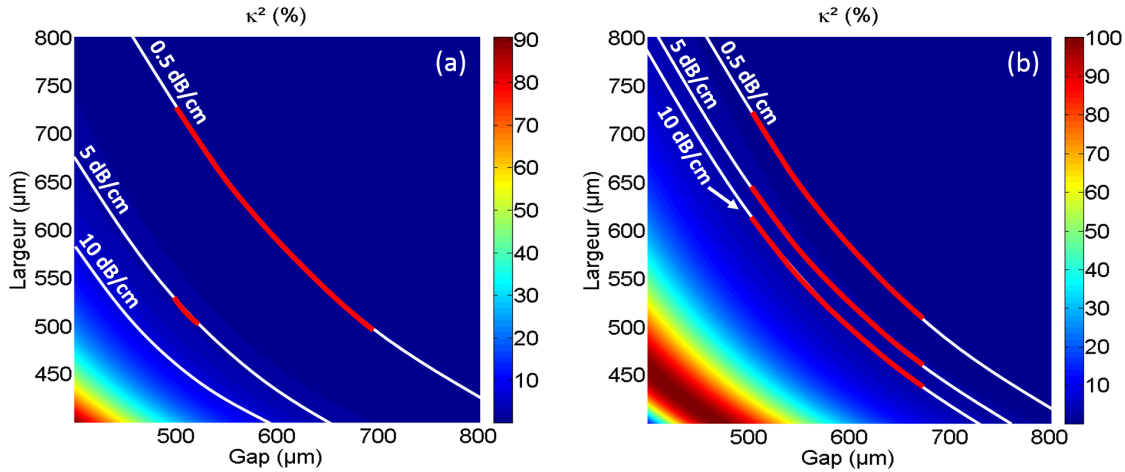


FIGURE 5.15 – Représentation du taux de couplage d’un guide d’accès vers un résonateur en Se6 ayant un rayon de  $10 \mu m$ , une hauteur de  $800 \text{ nm}$  et une longueur de couplage de (a)  $18 \mu m$  et (b)  $48 \mu m$  en fonction du gap et de la largeur

nécessaire d’augmenter la longueur de couplage (figure 5.15 (b)). Selon l’équation 5.34, le taux de couplage décroît en fonction du gap de façon exponentielle. Ce comportement est observé sur la figure 5.15 (a). Pour les taux de couplage plus élevés, permis par l’augmentation de la longueur de couplage, on retrouve bien cette décroissance exponentielle mais également une modulation du taux de couplage sous forme d’une sinusoïde (figure 5.15 (b)). Ce comportement est également celui prévu lors du calcul du taux de couplage par la méthode de Marcatili (équation 5.34). Il est préférable de s’éloigner de cette zone de modulation afin que les incertitudes de dimensions inhérentes aux procédés de fabrication n’entraînent pas de fortes modifications du taux de couplage. Pour la plus grande longueur de couplage simulée ( $48 \mu m$ ), cette modulation n’a cependant pas d’impact étant donné qu’elle se produit pour des couples de dimensions non réalisables en salle blanche. Afin de fixer les esprits, il faudrait une longueur de couplage de  $170 \mu m$  et plus pour qu’un résonateur de  $500 \text{ nm}$  de large pour  $800 \text{ nm}$  de haut présente une modulation de son taux de couplage. Une longueur de couplage aussi élevée est inutile dans le sens où pour une  $L_c = 48 \mu m$ , de nombreux couples de largeur-gap permettent un couplage critique sur une large gamme de pertes de propagation. De plus, une augmentation de  $L_c$  serait contre productif étant donné l’évolution du produit  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$  en fonction du périmètre du résonateur (figure 5.12). L’étape du protocole de dimensionnement associée aux largeurs et gap est la suivante :

- Les couples de largeur-gap correspondant aux couplages critiques pour différentes longueurs de couplage et pertes de propagation sont déterminés.

### 5.4.5 Synthèse

La possibilité d’obtenir un couplage critique avec un hippodrome en verres de chalcogénures pour une large gamme de pertes de propagation a été démontrée. Des longueurs de couplage comprises entre  $18$  et  $48 \mu m$  permettant à la fois un bon accord de phase et un facteur d’amélioration élevé pour des dimensions réalisables en salle blanche ont été démontrées. La dernière étape est de représenter le produit  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$  en fonction

du gap et de la largeur pour différentes longueurs de couplage comprises dans l'intervalle préalablement déterminé (figures 5.16).

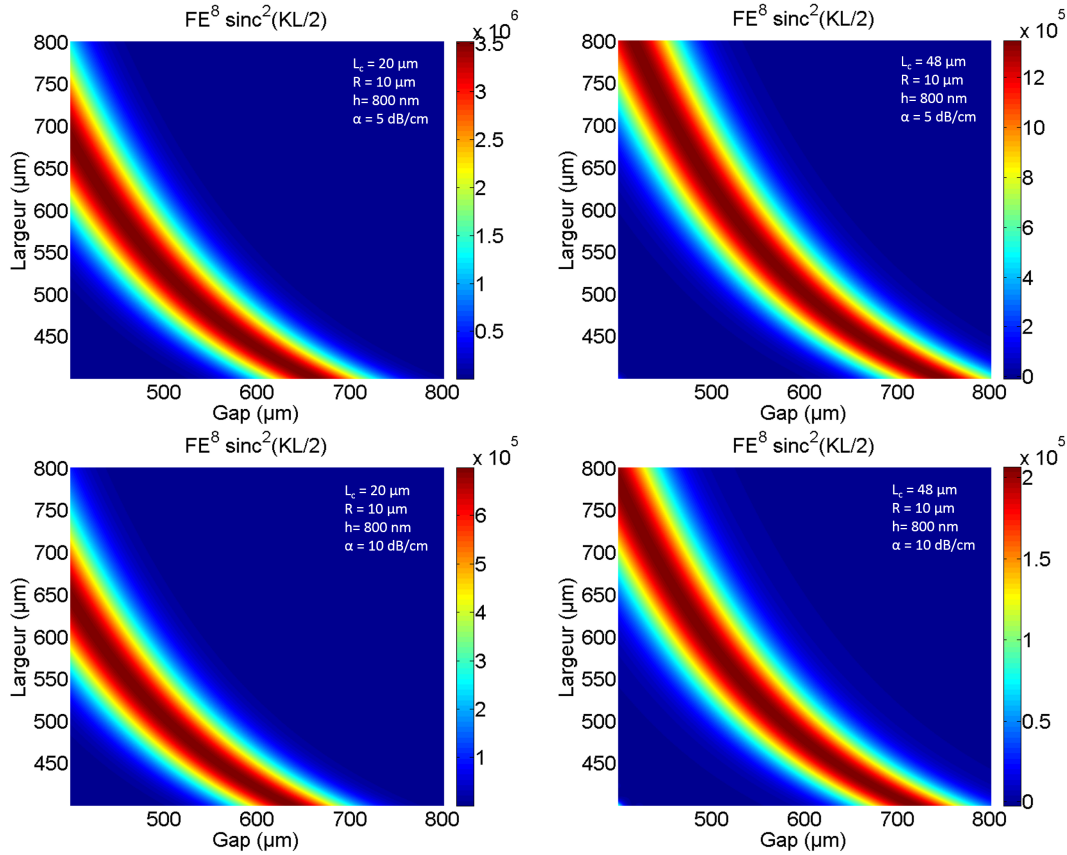


FIGURE 5.16 – Représentation de  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$  en fonction du gap et de la largeur d'un résonateur en Se6 ayant un rayon de  $10 \mu\text{m}$ , une hauteur de  $800 \text{ nm}$  et une longueur de couplage de (a)  $20 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 5 \text{ dB/cm}$  et (b)  $48 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 5 \text{ dB/cm}$ , (a)  $20 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 10 \text{ dB/cm}$  et (b)  $48 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 10 \text{ dB/cm}$

Les figures 5.16 révèlent bien un maximum de  $FE^8 \text{sinc}^2(KL/2)$  pour les plus faibles pertes de propagation. On observe également un décalage de ce maximum vers les plus grandes dimensions avec l'augmentation de la longueur de couplage. Ce comportement est en accord avec le décalage du couplage critique observé sur les figures 5.15 (a) et (b). Pour finir, le procédé de dimensionnement de la structure est résumé ci dessous.

- Le rayon minimal du résonateur est fixé à  $10 \mu\text{m}$  permettant à la fois un bon accord de phase et une faible atténuation par tour.
- Le taux de couplage critique pour un résonateur de  $10 \mu\text{m}$  de rayon, des longueurs de couplage comprises entre  $18$  et  $48 \mu\text{m}$  et des pertes de propagation variant de  $0,5$  à  $10 \text{ dB/cm}$  sont calculés.
- Les couples de largeur-gap correspondant à ces couplages critiques pour différentes longueurs de couplage et pertes de propagation sont déterminés.
- Les couples de largeur-gap ayant la plus faible longueur de couplage et compatibles avec nos résolutions sont retenus.

De nombreuses géométries résonantes optimisant le mélange à 4 onde ont ainsi pu être déterminées et sont données dans les tableaux suivant :

gap \ w	500 nm							
	500 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$
550 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 30\mu m$
600 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 30\mu m$

gap \ w	600 nm							
	500 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$
550 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 30\mu m$
600 nm	$L_c = 0\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 10\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 10\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 20\mu m$ $R = 30\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 20\mu m$	$L_c = 30\mu m$ $R = 30\mu m$

Tableau 5.3 – Tableaux récapitulatifs de l'efficacité de conversion théorique pour différentes géométries

## 5.5 Procédés de fabrication des résonateurs en verres de chalcogénure

Les échantillons de Se6 sur Se2 nous sont également fournis par l'équipe Verres et Céramiques de l'ISCR. Les étapes de photolithographie sont identiques à celles présentées lors de la fabrication des guides droits. La gravure est également identique à l'exception de la détermination de son arrêt. En effet, sur les échantillons de Se6 sur silice, la couche de silice n'était pas gravée dans les conditions de gravure du Se6. Le contrôle de la gravure par interférométrie permettait donc simplement de déterminer l'arrêt de la gravure. Concernant les échantillons utilisés pour la réalisation des micro-résonateurs, une composition proche entre la couche guidante et la couche de confinement entraîne la gravure de la couche de confinement dans les mêmes conditions expérimentales que la couche guidante. Ici, l'arrêt de la gravure est donc déterminé par une modification de pente lors du contrôle interférométrique dû à la différence d'indice. Au terme de l'étape de gravure, des observations au MEB (figures 5.17 (a) et (b)) permettent de se rendre compte de la qualité du procédé de fabrication des structures.

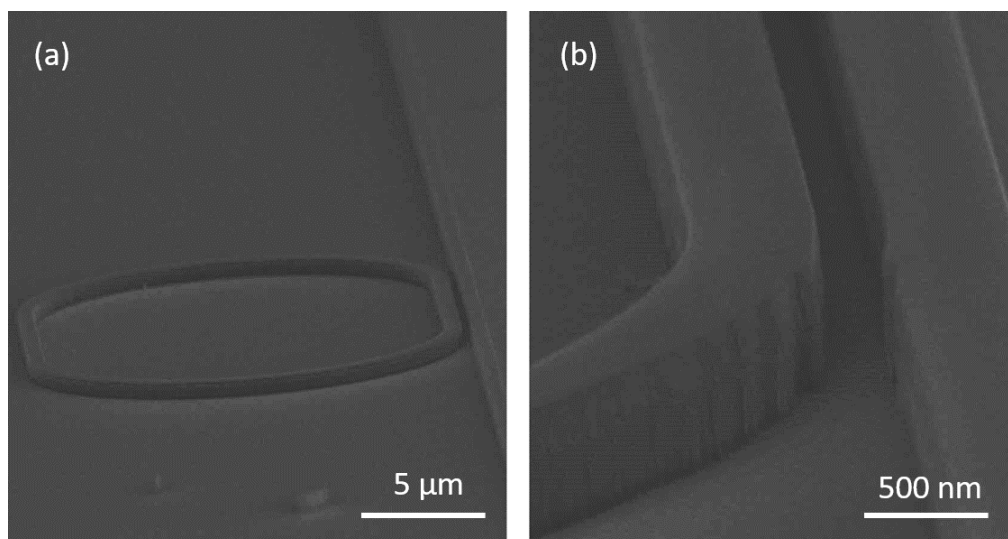


FIGURE 5.17 – Images obtenues au MEB de résonateurs en Se6 sur Se2 pour ayant une largeur de 600 nm, un gap de 450 nm, une longueur de couplage de 10  $\mu m$  et un rayon de 20  $\mu m$

## 5.6 Partie expérimentale

Cette partie traitera de la mise en évidence expérimentale du mélange à 4 ondes dans les structures résonantes préalablement réalisées au sein de notre plate-forme technologique.

### 5.6.1 Caractérisations linéaires

L'approche est ici la même que pour les chapitres précédents. Des caractérisations linéaires en terme de taille de modes et de pertes de propagation sont réalisées afin de



déterminer les paramètres permettant une simulation précise des effets non-linéaires.

### 5.6.1.1 Taille de mode

La première étape a été la vérification en champ proche d'une propagation lumineuse dans les plus petites structures guidantes. Pour cela, le banc de mesure de la figure 3.25 a été utilisé. Les profils de mode expérimentaux et théoriques sont présentés sur les figures 5.18 (a) et (b).

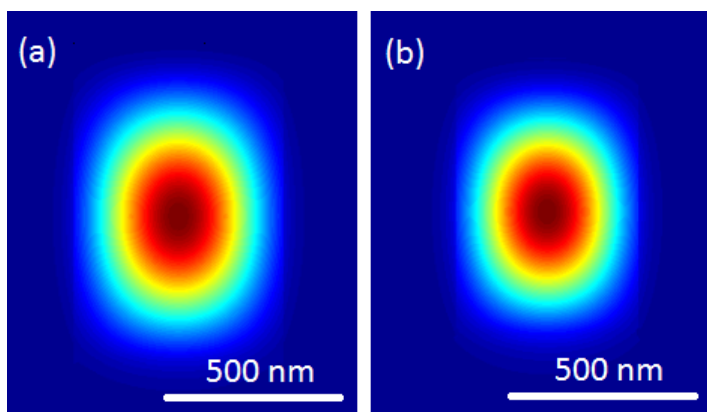


FIGURE 5.18 – Profil de mode (a) expérimental et (b) théorique d'un guide en Se6 sur Se2 ayant les paramètres suivants :  $w = 600$  nm,  $h = 800$  nm

Une bonne correspondance entre expérience et simulation est obtenue. Ceci confirme le respect des dimensions lors de la fabrication des guides.

### 5.6.1.2 Pertes de propagation

Les pertes de propagation ont été déterminées de la même manière que précédemment, à savoir en utilisant la méthode du cut-back. Cette technique a été présentée chapitre 2 et réalisée hors résonance sur des guides de  $w = 600$  nm et  $h = 800$  nm de 5 longueurs différentes (figure 5.19 (b)).

Les pertes de propagation ainsi mesurées s'élèvent à 6,7 dB/cm. Le chapitre précédent a montré des pertes de propagation extrêmement variables en fonction de la largeur des guides. Des mesures de pertes de propagation ont donc également été réalisées sur des guides de 500 nm de large pour 800 nm d'épaisseur. Une faible augmentation des pertes de propagation (7,9 dB/cm) (figure 5.19 (a)) a été mesurée pouvant provenir d'une limitation de la résolution de l'aligneur et/ou d'une dégradation des plus petits motifs du masque. L'évolution des pertes de propagation entre les structure Se6/ $SiO_2$  et Se6/Se2 a été rendue possible grâce à une amélioration des procédés photolithographiques et de dépôt des films.

### 5.6.1.3 Fonction de transmission

Afin de caractériser la fonction de transmission des structures résonantes, une source accordable ainsi qu'un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9710B) ont été utilisés (figure 5.20).

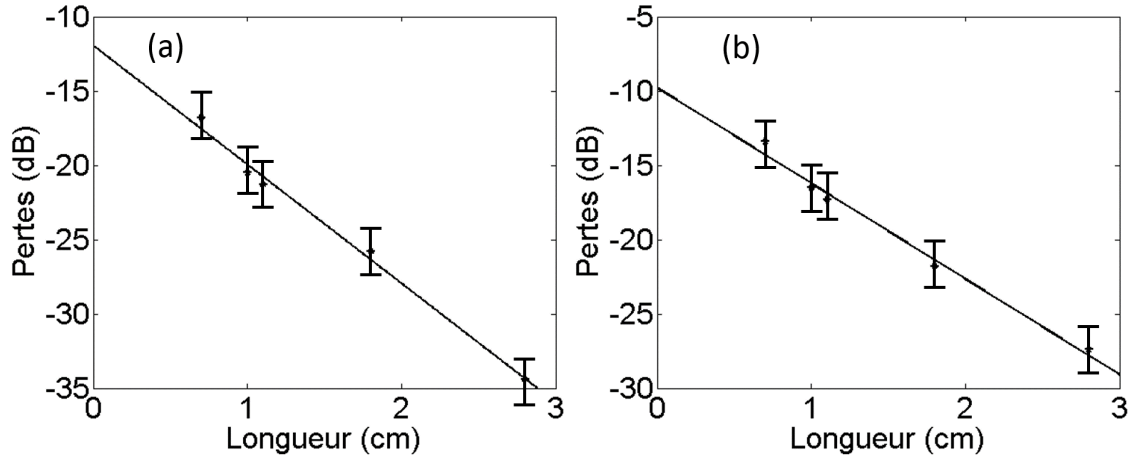


FIGURE 5.19 – Evolution des pertes à 1550 nm en fonction de la longueur de l'échantillon dans des guides de Se6 sur Se2 de 800 nm d'épaisseur et pour (a) 500 nm de large et (b) 600 nm de large

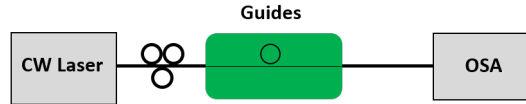


FIGURE 5.20 – Montage expérimental permettant la mesure de la fonction de transfert des micro-résonateurs

La transmission de la structure en sortie est observée sur l'OSA et les longueurs d'onde vérifiant les conditions de résonances dans la cavité en sont déduites. Une fois les résonances déterminées, il peut être délicat de coupler l'énergie du guide d'accès vers le résonateur étant donné que ces longueurs d'onde peuvent être sujettes à un décalage. En effet, les longueurs d'onde de résonance sont déterminées par la géométrie du résonateur qui est susceptible de changer avec la température et la puissance du laser. Ce décalage est en général inférieur à la largeur spectrale de la source et n'a donc que très peu d'impact sur le couplage de l'énergie du guide d'accès vers le résonateur. L'observation des résonances est également très riche en informations. Elle permet via l'intervalle spectral libre le calcul du périmètre du résonateur et donc du rayon et de la longueur de couplage. La détermination de la largeur à mi-hauteur permet quant à elle le calcul du facteur de qualité et l'estimation du taux de couplage et la confirmation de la valeur des pertes de propagation.

### 5.6.1.3.1 Intervalle spectral libre

L'intervalle spectral libre est calculé de la façon suivante :

$$ISL = \frac{\lambda_{res}^2}{Ln_g} \quad (5.43)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe et L le périmètre du résonateur. L'indice de groupe du Se6

à 1550 nm est égal à 3,04 (figure 4.4) et les longueurs d'onde de résonance sont calculées selon l'équation 5.44.

$$\lambda_{res} = \frac{n_{eff}L}{p} \quad (5.44)$$

Avec  $n_{eff}$ , l'indice effectif et  $p$ , un nombre entier déterminé par la relation suivante :

$$\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}L = p2\pi \quad (5.45)$$

Dans un premier temps, l'intervalle spectral libre est utilisé afin de valider les dimensions des résonateurs. Différents spectres de transmission expérimentaux correspondant à différents résonateurs en hippodrome sont représentés sur les figures 5.21.

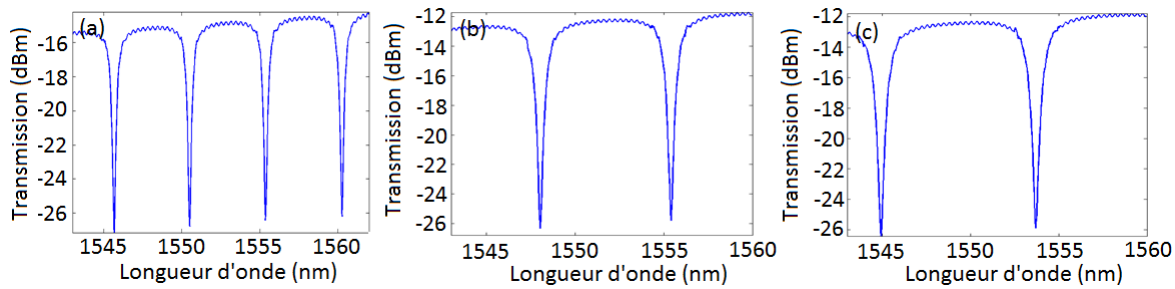


FIGURE 5.21 – Spectres de transmission expérimental de résonateurs en Se6 sur Se2 ayant les paramètres suivants : (a)  $R = 20 \mu m$ ,  $L_c = 30 \mu m$ ,  $w = 600 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $g = 500 \text{ nm}$  (b)  $R = 10 \mu m$ ,  $L_c = 30 \mu m$ ,  $w = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $g = 550 \text{ nm}$  (c)  $R = 10 \mu m$ ,  $L_c = 20 \mu m$ ,  $w = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $g = 550 \text{ nm}$

Les figures 5.21 (a), (b) et (c) montrent respectivement des ISL de 4.85, 7.33 et 8.82 nm. La comparaison de l'ISL expérimental ( $ISL_{exp}$ ) et théorique ( $ISL_{th}$ ) pour les différentes structures testées est résumées dans le tableau 5.4.

	$ISL_{exp}(nm)$	$ISL_{th}(nm)$
$L_c = 30 \mu m$ $R = 20 \mu m$	$4,85 \pm 0,07$	4,78
$L_c = 30 \mu m$ $R = 10 \mu m$	$7,33 \pm 0,07$	7,21
$L_c = 20 \mu m$ $R = 10 \mu m$	$8,82 \pm 0,07$	8,74
$L_c = 20 \mu m$ $R = 20 \mu m$	$5,38 \pm 0,07$	5,30
$L_c = 20 \mu m$ $R = 30 \mu m$	$4,01 \pm 0,07$	3,93
$L_c = 30 \mu m$ $R = 30 \mu m$	$3,64 \pm 0,07$	3,52

Tableau 5.4 – Tableau comparatif de l'intervalle spectral libre expérimental et théorique avec  $n_g = 3,04$

Une modulation du maximum de transmission est observée entre chaque résonance. Cette modulation est certainement due à un effet Fabry-Perot entre la face d'entrée et de sortie du composant. La différence entre  $ISL_{exp}$  et  $ISL_{th}$  est faible voir comprise dans l'incertitude due à la limite de résolution de l'OSA (0,07 nm). Les résonateurs réalisés en salle blanche respectent donc bien les dimensions prévues en terme de rayon et de longueur de couplage.

### 5.6.1.3.2 Facteur de qualité

Le facteur de qualité peut également être estimé à partir d'un spectre de transmission selon de l'équation suivante :

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda} \quad (5.46)$$

Avec  $\lambda_{res}$  calculé selon l'équation 2.29 et  $\Delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur de la résonance caractérisée. L'interprétation du facteur de qualité obtenu en terme de pertes de propagation et/ou de couplage nécessite cependant d'exprimer la fonction de transmission en fonction du taux de transmission ( $\rho^2$ ), de l'atténuation par tour ( $a$ ) et des pertes du coupleur ( $\alpha_c$ ). Cette fonction de transmission est rappelée ci dessous :

$$T(\omega) = \frac{\rho^2\alpha_c^2 + a^2\alpha_c^4 - 2a\rho\alpha_c^3\cos(\phi(\omega))}{1 + \rho^2a^2\alpha_c^2 - 2a\rho\alpha_c\cos(\phi(\omega))} \quad (5.47)$$

Le calcul de la largeur à mi-hauteur d'une résonance s'effectue en calculant  $Z = (T_{max} + T_{min})/2$  avec  $T_{max}$  et  $T_{min}$  respectivement la transmission maximale et minimale du résonateur données par :

$$T_{max} = \frac{\alpha_c^2(\rho + a\alpha_c)^2}{(1 + a\rho\alpha_c)^2} \quad (5.48)$$

et

$$T_{min} = \frac{\alpha_c^2(\rho - a\alpha_c)^2}{(1 - a\rho\alpha_c)^2} \quad (5.49)$$

La largeur à mi-hauteur peut ainsi être exprimée de la façon suivante :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{res}^2}{\pi n_{eff}L} \arccos \left[ \frac{Z(1 + a^2\rho^2\alpha_c^2) - \rho\alpha_c^2 + a^2\alpha_c^4}{2(Za\rho\alpha_c - \alpha_c^3)} \right] \quad (5.50)$$

A partir des pertes de propagation mesurées par la méthode du cut-back et les relations 5.46 et 5.50, il est possible de représenter le facteur de qualité théorique en fonction de la largeur et du gap pour des pertes de propagation, longueur de couplage et rayon fixés :

Les figures 5.22 (a) et (b) montrent une bonne concordance entre résultats expérimentaux et théoriques. Le léger décalage entre  $Q_{th}$  et  $Q_{exp}$  provient du choix de  $\alpha_c$ . Dans la littérature, cette valeur est régulièrement comprise entre 0,9 et 1 [57, 78, 139]. Sur les figures 5.22 (a) et (b),  $\alpha_c$  a été arbitrairement fixée à 1 (pas de pertes dans le coupleur) mais le tableau 5.5 montre qu'une adaptation de  $\alpha_c$  à la valeur de 0.96 permet le meilleur accord entre  $Q_{th}$  et  $Q_{exp}$ .

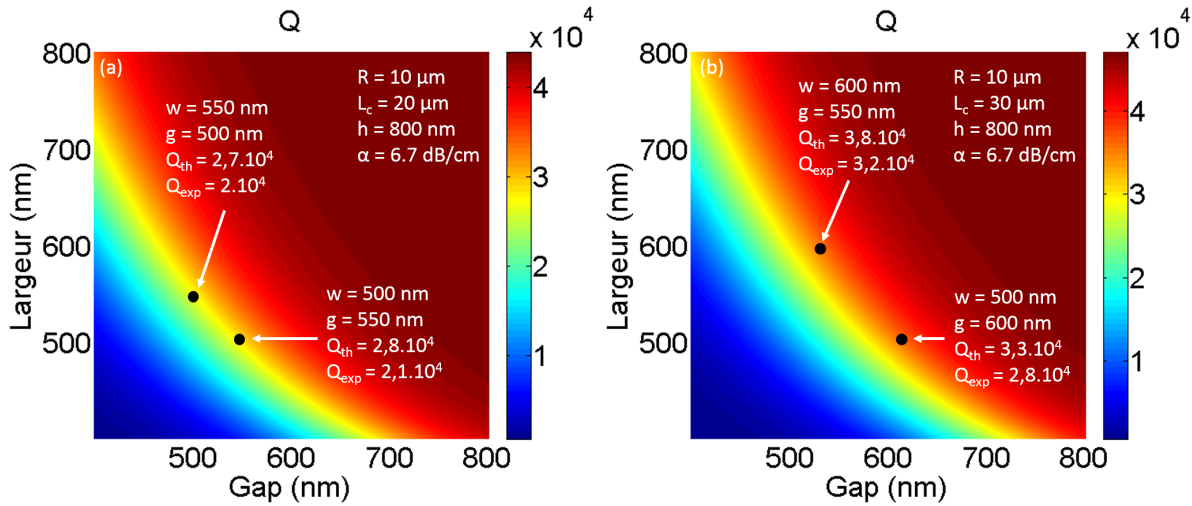


FIGURE 5.22 – Facteur de qualité théorique en fonction du gap et de la largeur pour des résonateurs ayant les paramètres suivants :  $R = 10 \mu m$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha_c = 1$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$  (a)  $L_c = 20 \mu m$  et (b)  $L_c = 30 \mu m$

	$\alpha_c = 1$	$\alpha_c = 0,96$	$\alpha_c = 0,9$
$L_c = 30 \mu m$ $R = 10 \mu m$	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 600 \text{ nm}$ $Q_{th} = 3,3 \cdot 10^4$	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 600 \text{ nm}$ $Q_{th} = 2,8 \cdot 10^4$	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 600 \text{ nm}$ $Q_{th} = 1,9 \cdot 10^4$
	$w = 600 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 3,8 \cdot 10^4$	$w = 600 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 3,2 \cdot 10^4$	$w = 600 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 1,4 \cdot 10^4$
$L_c = 20 \mu m$ $R = 10 \mu m$	$w = 550 \text{ nm}$ $g = 500 \text{ nm}$ $Q_{th} = 2,7 \cdot 10^4$	$w = 550 \text{ nm}$ $g = 500 \text{ nm}$ $Q_{th} = 2,1 \cdot 10^4$	$w = 550 \text{ nm}$ $g = 500 \text{ nm}$ $Q_{th} = 1,2 \cdot 10^4$
	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 2,8 \cdot 10^4$	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 2,1 \cdot 10^4$	$w = 500 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $Q_{th} = 1,4 \cdot 10^4$

Tableau 5.5 – Tableau récapitulatif du facteur de qualité théorique pour différentes structures et pertes de couplage

Les pertes dans le coupleur ont ainsi été estimées à 0,96. A ce niveau, les facteurs de qualité expérimentaux peuvent être comparés à l'état de l'art. Le facteur de qualité dépendant des pertes de propagations, des matériaux présentant de faibles pertes de propagation comme la silice, la silice dopée ou le nitrure de silicium peuvent présenter des facteurs de qualité très élevés ( $Q \approx 10^6$ ) [78, 90]. Notre cas s'apparente plutôt aux structures à base de silicium présentant des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^3$  à  $10^4$  [140, 141] ou à base d'AlGaAs ( $Q = 9 \cdot 10^3$ ) [142]. Le facteur de qualité est également lié à la technologie résonante utilisée (micro-résonateurs, cristaux photoniques ...) [143]. L'étape suivante concernant l'étude de la fonction de transmission est la détermination de la finesse des différentes structures résonantes.

### 5.6.1.3.3 Finesse

La finesse est définie selon la relation suivante :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{\Delta\lambda} \quad (5.51)$$

A partir des deux paragraphes précédents, il est ainsi possible de représenter la finesse en fonction de la largeur et du gap (figures 5.23 (a) et (b)).

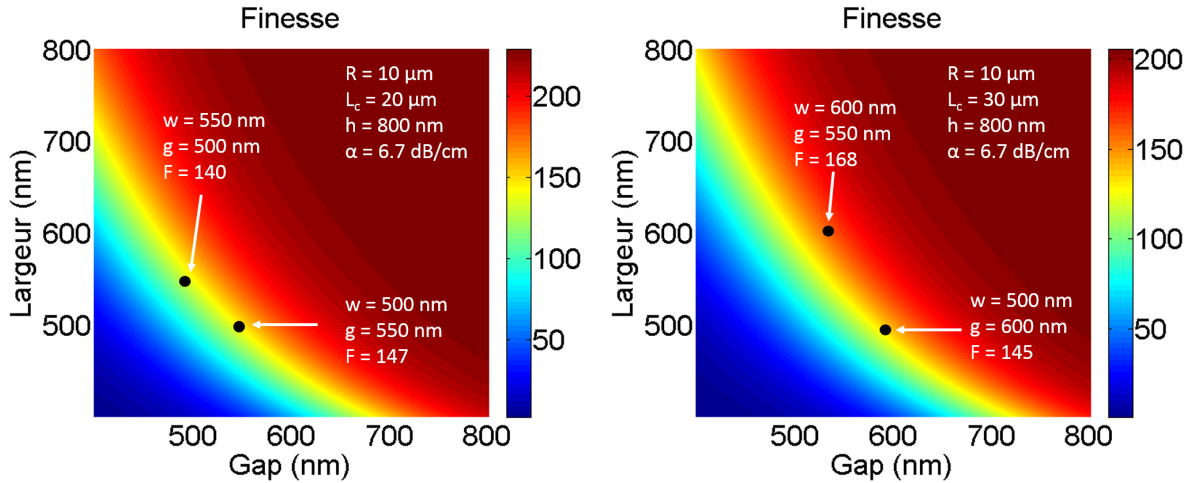


FIGURE 5.23 – Finesse théorique en fonction du gap et de la largeur pour des résonateurs ayant les paramètres suivants :  $R = 10 \mu\text{m}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha_c = 0,96$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$  (a)  $L_c = 20 \mu\text{m}$  et (b)  $L_c = 30 \mu\text{m}$

Il est important de noter que les facteurs de qualité ainsi que les finesse des résonateurs conçus ne sont pas les plus élevés pouvant être réalisés. En effet, une diminution du taux de couplage permet d'augmenter à la fois le facteur de qualité et la finesse mais ne maximise plus le mélange à 4 ondes du fait d'un couplage non-critique.

### 5.6.1.3.4 Comparaison des fonctions de transmission expérimentales et théoriques

Les pertes de propagation ayant été déterminées, la superposition des spectres expérimentaux et théoriques peut ainsi être réalisée avec le taux de couplage comme seul paramètre d'ajustement. Durant tout ce chapitre, l'intervalle spectral libre est supposé suffisamment faible pour que les pertes de propagation mesurées à  $1550 \text{ nm}$  soit égales aux pertes de propagation des longueurs d'ondes de résonances adjacentes. Un exemple de superposition des fonctions de transmission expérimentale et théorique est donné figure sur la 5.24.

Dans ce cas, le taux de couplage expérimental permettant la superposition de ces fonctions de transmission est de  $3,53 \%$ . Une comparaison systématique des taux de couplage expérimentaux et théoriques a été réalisée pour différentes géométries de résonateur et les résultats sont résumés dans le tableau 5.6.

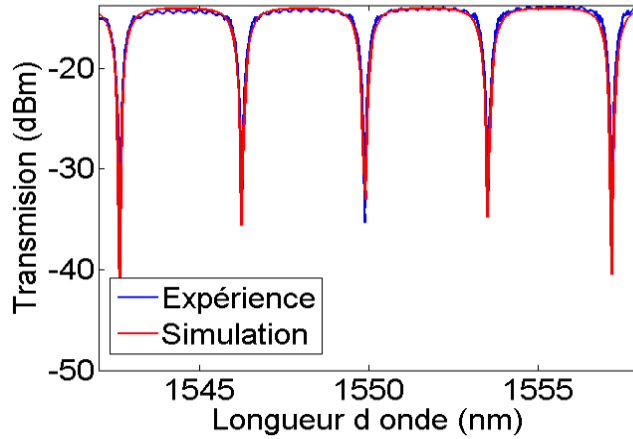


FIGURE 5.24 – Spectres de transmission expérimental et théorique d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec  $L_c = 30 \mu m$ ,  $R = 30 \mu m$ ,  $w = 600 \text{ nm}$ ,  $g = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$  et  $\alpha_c = 0,96$

	$L_c = 30 \mu m$ $R = 30 \mu m$ $w = 600 \text{ nm}$ $g = 500 \text{ nm}$ $h = 800 \text{ nm}$ $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ $\alpha_c = 0,96$	$L_c = 30 \mu m$ $R = 10 \mu m$ $w = 500 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $h = 800 \text{ nm}$ $\alpha = 7,9 \text{ dB/cm}$ $\alpha_c = 0,95$	$L_c = 20 \mu m$ $R = 10 \mu m$ $w = 500 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ $h = 800 \text{ nm}$ $\alpha = 7,9 \text{ dB/cm}$ $\alpha_c = 0,96$
$\kappa_{th}^2$	3,49 %	2,71 %	2,43 %
$\kappa_{exp}^2$	3,53 %	2,82 %	2,58 %
$\kappa_c^2$	3,57 %	2,89 %	2,67 %

Tableau 5.6 – Comparaison des taux de couplage expérimental et théorique pour les différentes structures testées

Ce tableau montre une bonne concordance entre le taux de couplage expérimental ( $\kappa_{exp}^2$ ) et théorique ( $\kappa_{th}^2$ ). De plus, le taux de couplage expérimental est également proche du taux de couplage critique ( $\kappa_c^2$ ) défini pour chaque géométrie. Ceci confirme le respect des dimensions des résonateurs en terme de largeur et de gap et permet d'espérer de bonnes propriétés non-linéaires.

### 5.6.2 Caractérisations non-linéaires

Afin de mettre en évidence du mélange à 4 ondes, le montage expérimental de la figure 5.25 a été utilisé.

Ce montage est un montage standard de mélange à 4 ondes avec deux sources continues amplifiées puis filtrées. Ces deux premières étapes sont nécessaires afin dans un premier temps d'augmenter la puissance des ondes pompe et signal et dans un second temps de baisser le plancher de bruit. Le deux bras sont munis d'un contrôleur de polarisation et un atténuateur variable (VA) est placé sur le bras de pompe. Ces deux ondes sont ensuite couplées dans le guide d'accès à l'aide d'une fibre micro-lentillée et le spectre de mélange

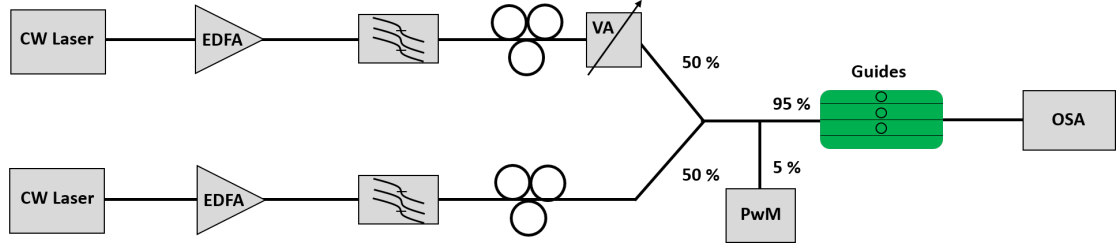


FIGURE 5.25 – Montage expérimental pour la caractérisation du mélange à 4 ondes

à 4 ondes est obtenu sur un OSA. Avant de traiter les résultats expérimentaux, il est nécessaire d'affiner le modèle du mélange à 4 ondes.

### 5.6.2.1 Simulation du mélange à 4 ondes

Le modèle du mélange à 4 ondes précédemment développé calcule l'efficacité de conversion du résonateur sans prendre en compte le mélange à 4 ondes généré dans le guide d'accès. L'efficacité de conversion d'une structure droite est rappelée ci-dessous :

$$\eta_{FWM} = (P_p \gamma L_{eff})^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{K L_{eff}}{2} \right) \quad (5.52)$$

Cette relation a été obtenue avec l'hypothèse d'une non déplétion de la pompe. Dans le cas d'une structure résonante, une portion de la puissance de pompe est transférée au résonateur avec un certain taux de couplage ( $\kappa^2$ ). Dans le cas d'un couplage critique, ( $\kappa_c^2$ ) étant de l'ordre de quelques pourcents, l'hypothèse de la non déplétion de pompe semble rester valable. Ainsi pour les faibles taux de couplage, le résonateur et le guide droit peuvent être traités séparément. Cependant, afin de prendre au mieux en compte l'évolution de la puissance de pompe au niveau de la zone de couplage, une segmentation spatiale du guide d'accès en 3 zones a été réalisée. Une zone avant la zone de couplage, la zone de couplage et la zone après le couplage. L'évolution de la puissance de pompe au niveau de la zone de couplage s'écrit  $P'_p = P_p - \kappa^2 P_p$ . Cet algorithme est simpliste car il traite le mélange à 4 ondes résonante et non- résonant de façon indépendante et ne prend pas en compte les échanges dynamiques d'énergie du fait de la non déplétion de la pompe. Cependant, comme il sera démontré dans la section suivante, cet algorithme a permis d'obtention d'un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques.

### 5.6.2.2 Mélange à 4 ondes

Afin de valider le modèle, il est nécessaire de faire varier un paramètre de dimension du résonateur en maintenant les autres constants. Afin de maintenir un taux de couplage constant, le paramètre choisi est le rayon du résonateur. L'impact du rayon sur le calcul de l'efficacité de conversion se situe au niveau du facteur d'amélioration et de l'accord de phase. Par exemple, une diminution du rayon entraîne une augmentation du facteur d'amélioration mais une diminution de l'accord de phase.

#### 5.6.2.2.1 Variation du rayon



La première structure à être caractérisée possède les dimensions suivantes :  $w = 600$  nm,  $gap = 500$  nm,  $h = 800$  nm,  $L_c = 30 \mu m$  et  $R = 30 \mu m$ . Cette structure n'est théoriquement pas la plus efficace mais a l'intérêt de présenter de relativement faibles pertes de propagation (6,7 dB/cm) et une étude complète de sa fonction de transmission a été réalisée (figure 5.24). Le spectre de mélange à 4 ondes de cette structure pour une puissance de pompe en entrée du composant de 16,12 dBm est représenté sur les figures 5.26 (b) et (c).

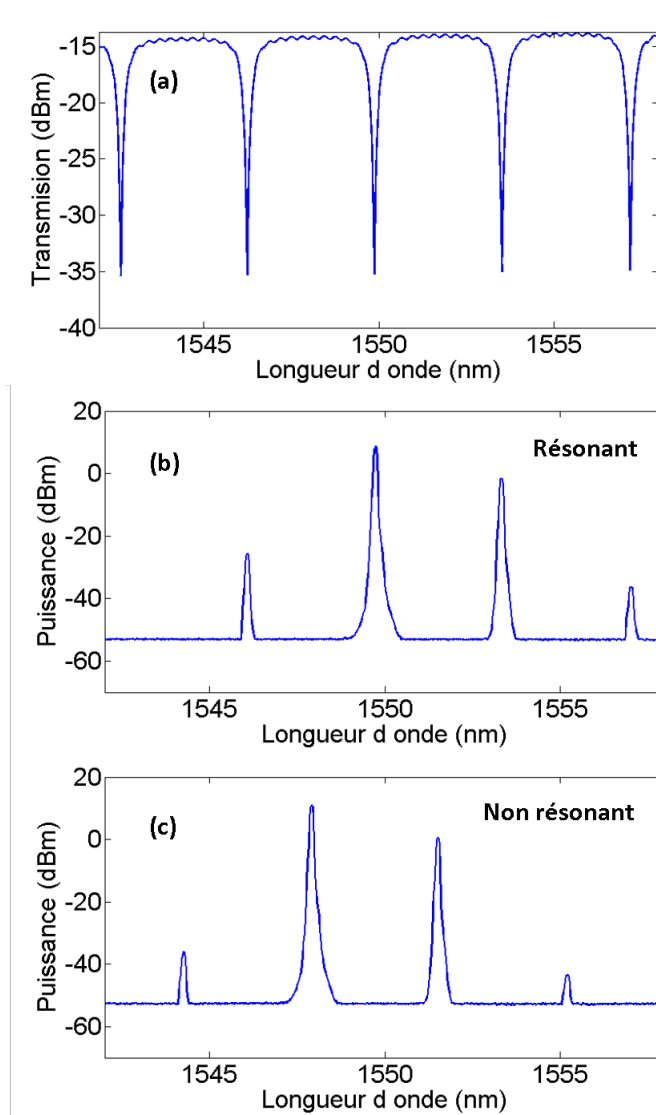


FIGURE 5.26 – (a) Spectres de transmission expérimental d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec  $L_c = 30 \mu m$ ,  $R = 30 \mu m$ ,  $w = 600$  nm,  $g = 500$  nm,  $h = 800$  nm,  $\alpha = 6,7$  dB/cm; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant

Le calcul de l'efficacité de conversion à partir du spectre de mélange à 4 ondes s'effectue de la même façon que précédemment. La relation est rappelée ci dessous :

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{i,sortie}}{P_{s,entrée}} \quad (5.53)$$

Le cas résonant est obtenu avec le couplage des longueurs d'onde de pompe et de signal dans deux résonances adjacentes. Le cas non résonant est obtenu en décalant la pompe et le signal de la moitié de l'ISL par rapport au cas résonant. L'efficacité de conversion résonante mesurée est de -32,5 dB à  $P_p = 16,12$  dBm. Cette valeur doit désormais être comparée au modèle précédemment décrit. Dans un premier temps, le calcul de l'efficacité de conversion s'est effectué en calculant le taux de couplage ( $\kappa^2 = 3,49$  %) et le facteur d'amélioration (FE = 3,21) théorique de cette structure. Pour cela, des pertes de propagation et de couplage respectivement de 6,7 dB/cm et de 0,96 ont été utilisées. Dans un second temps, la puissance de pompe  $P_p = 16,12$  dBm, la longueur de l'échantillon  $L = 1,1$  cm, l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2 = 1,02 \cdot 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$  et l'aire effective  $A_{eff} = 0,49 \mu\text{m}^2$  ont été intégrés au modèle afin de calculer  $\eta_{FWM}$ . L'efficacité de conversion théorique est égale à -30,7 dB (figure 5.27 (a)).

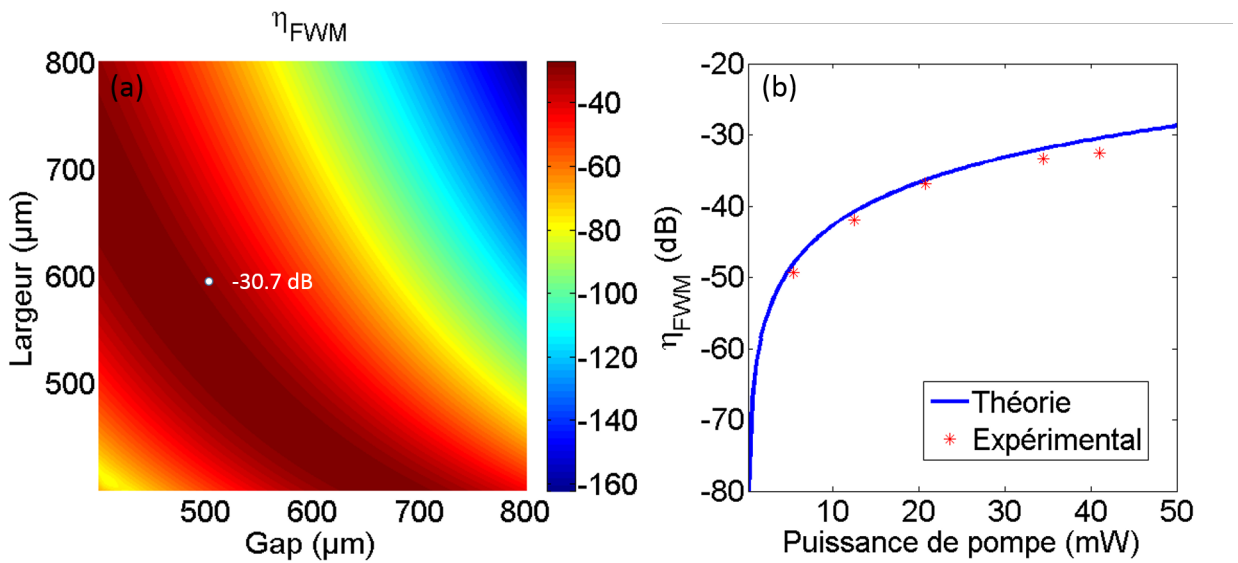


FIGURE 5.27 – (a) Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants :  $R = 30 \mu\text{m}$ ,  $L_c = 30 \mu\text{m}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ,  $\alpha_c = 0,96$ ,  $P_p = 16,12 \text{ dBm}$  (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe du résonateur précédemment décrit

A la puissance de pompe maximale (16,12 dBm), l'efficacité de conversion expérimentale est en accord avec les prévisions. Afin d'estimer la fiabilité du modèle, du mélange à 4 ondes a été expérimenté pour d'autres puissances de pompe (figure 5.27 (b)). La bonne correspondance entre efficacité de conversion expérimentale et théorique est respectée aux 5 puissances de pompe testées. La seconde structure étudiée a un rayon réduit de 30 à 20  $\mu\text{m}$ . Le taux de couplage théorique est de 3,46 % et le facteur d'amélioration de 3,41. Le spectre de mélange à 4 ondes de cette structure pour une puissance de pompe en entrée de composant de 16,21 dBm est représentée sur les figures 5.28 (b) et (c).

L'efficacité de conversion résonante mesurée est de -29,9 dB pour  $P_p = 16,21$  dBm. L'efficacité de conversion théorique est représentée sur la figure 5.29 (a) et son évolution en fonction de la puissance de pompe est représentée sur la figure 5.29 (b).

Dans le cas de  $R = 20 \mu\text{m}$ , la contribution du FE est plus élevée que celle de l'accord de phase étant donné qu'une augmentation de l'efficacité de conversion a été observée

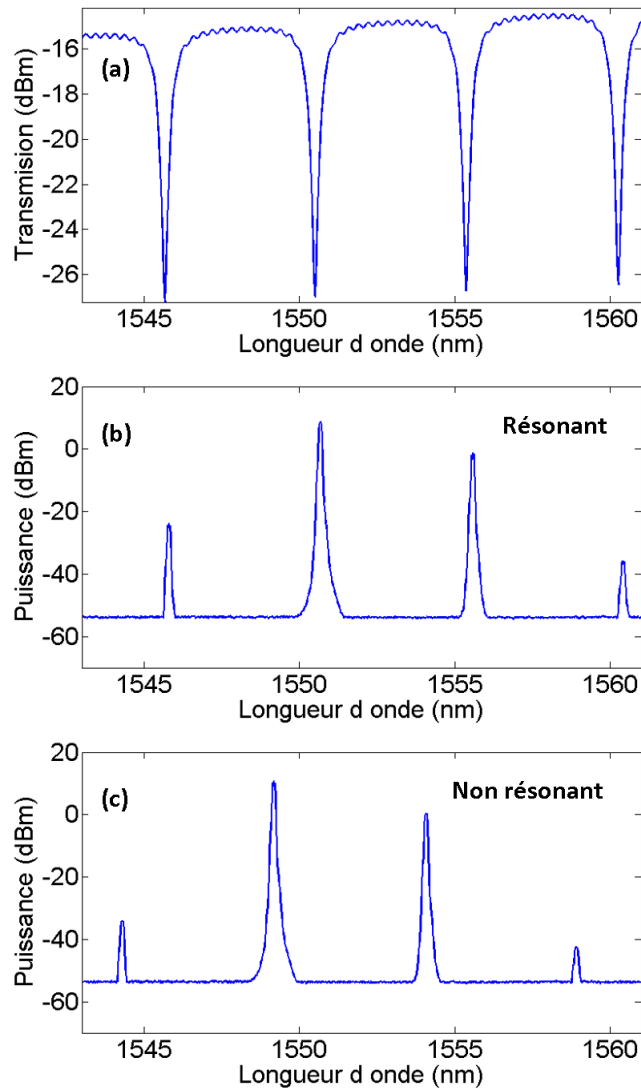


FIGURE 5.28 – (a) Spectres de transmission expérimental d’un résonateur en Se6 sur Se2 avec  $L_c = 30 \mu m$ ,  $R = 20 \mu m$ ,  $w = 600 \text{ nm}$ ,  $g = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant

(-32,5 à -29,9 dB) pour une diminution du rayon. De la même façon que la structure précédente, l’évolution de l’efficacité de conversion a été représentée en fonction de la puissance de pompe sur la figure 5.28 (b). On remarque que sur la figure 5.29 (b), le 4<sup>ème</sup> point expérimental obtenu pour une puissance de pompe de 30,1 mW ne correspond pas avec l’efficacité de conversion théorique prévue. Cette différence peut provenir d’un léger désalignement de l’injection pendant la mesure. Ces deux structures confirment l’impact du rayon sur le calcul de l’efficacité de conversion. La deuxième partie des caractérisations non-linéaires portera sur la modification du taux de couplage via la longueur de couplage.

#### 5.6.2.2.2 Variation de la longueur de couplage

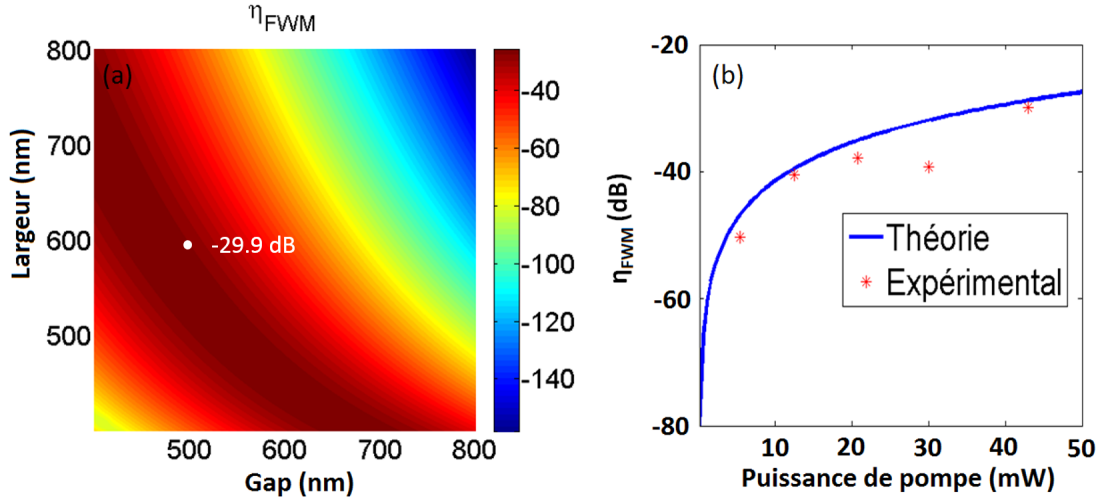


FIGURE 5.29 – (a) Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants :  $R = 20 \mu m$ ,  $L_c = 30 \mu m$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ,  $\alpha_c = 0,96$ ,  $P_p = 16,12 \text{ dBm}$  (b) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe du résonateur précédemment décrit

L'impact de la longueur de couplage peut également être vérifiée expérimentalement. Il s'agit d'une dimension dont la valeur a une grande influence sur le calcul du coefficient de couplage, des pertes par tour et de l'accord de phase via l'ISL. Ces dépendances ayant déjà été établies dans la section dimensionnement des résonateurs, elles ne seront plus détaillées ici. Lors de la conception du masque, les valeurs de largeur et de gap ont été, en général, adaptées à la longueur de couplage afin d'optimiser l'efficacité de conversion via le couplage critique. Cependant, des structures à longueur de couplage variable pour des valeurs de gap et de largeur constante ont été prévues afin de pouvoir mener cette étude. Ainsi, la figure 5.30 représente l'efficacité de conversion en fonction de la longueur de couplage avec en noire la courbe théorique et en bleu les points expérimentaux.

La longueur de couplage théorique permettant le couplage critique d'un résonateur ayant ces dimensions est de  $21 \mu m$ . Au delà de cette longueur, le résonateur sera en sur-couplage et en deçà, il sera en sous-couplage. Expérimentalement, on observe une augmentation de  $\eta_{exp}$  jusqu'à une valeur de  $L_c = 20 \mu m$ . Une bonne concordance entre expérience et théorie est observée pour les 4 plus grandes longueurs de couplage. Cependant, la valeur de l'efficacité de conversion du résonateur en anneau ( $L_c = 0 \mu m$ ) n'est pas en accord avec les prévisions. Cette différence peut s'expliquer dans le fait qu'une structure présentant un sous-couplage voit son facteur d'amélioration varier très rapidement en fonction du taux de couplage (figure 5.10). Ainsi la moindre incertitude de dimensions du gap et/ou de la largeur entraîne une forte variation de  $\eta_{FWM}$ .

### 5.6.2.2.3 "Gain" des résonateurs

La dernière étape de l'étude du mélange à 4 ondes est la détermination du "gain" résultant de l'utilisation de résonateurs sur l'efficacité de conversion. Pour cela, une comparaison de l'efficacité de conversion résonant  $\eta_R$  et non-résonant  $\eta_{NR}$  expérimentale et théorique a été effectuée. L'efficacité de conversion théorique est celle calculée par le mo-

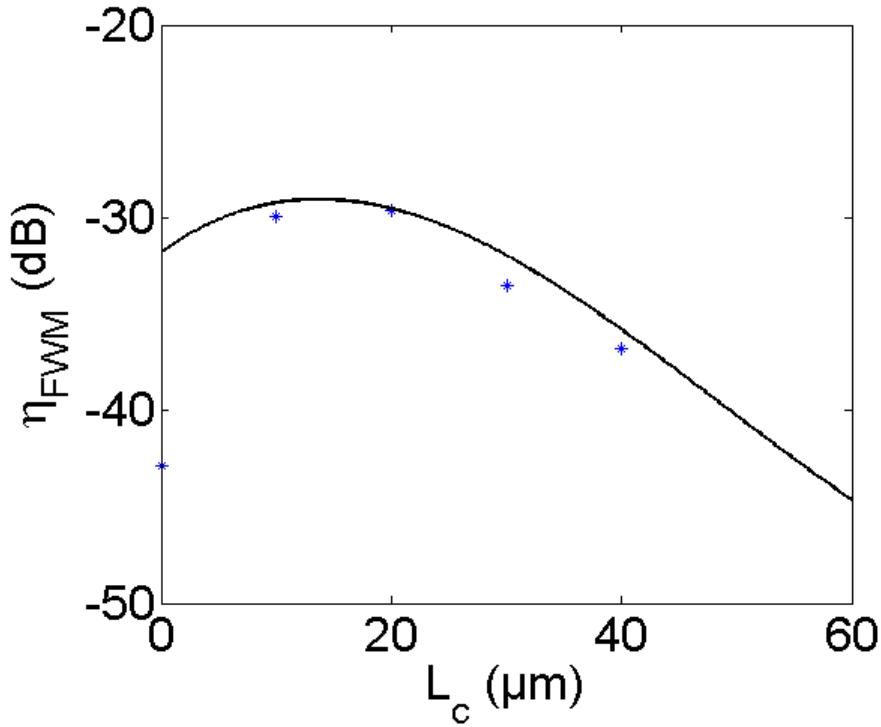


FIGURE 5.30 – Efficacité de conversion du mélange à 4 ondes en fonction de la longueur de couplage d'un résonateur ayant les paramètres suivants :  $R = 30 \mu\text{m}$ ,  $w = 600 \text{ nm}$ ,  $g = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ ,  $\alpha_c = 0,96$ ,  $P_p = 16,1 \text{ dBm}$

dèle précédemment détaillé basé sur le calcul du taux de couplage par la méthode de Marcatili, tandis que les efficacités de conversion expérimentales sont déduites du spectre de mélange à 4 ondes. Le cas résonant ou non-résonant est obtenu en décalant le signal et la pompe en résonance ou hors résonance. Le tableau 5.7 résume ces résultats.

	$\eta_{R,exp}$	$\eta_{NR,exp}$	$\Delta\eta_{exp}$	$\Delta\eta_{th}$
$w = 600 \text{ nm}$ ; $h = 800 \text{ nm}$ ; $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ $g = 500 \text{ nm}$ ; $R = 30 \mu\text{m}$ ; $L_c = 30 \mu\text{m}$	-32,5 dB	-40,8 dB	9,31 dB	9,82 dB
$w = 600 \text{ nm}$ ; $h = 800 \text{ nm}$ ; $\alpha = 6,7 \text{ dB/cm}$ $g = 500 \text{ nm}$ ; $R = 20 \mu\text{m}$ ; $L_c = 30 \mu\text{m}$	-29,9 dB	-40 dB	10,1 dB	11,6 dB
$w = 500 \text{ nm}$ ; $h = 800 \text{ nm}$ ; $\alpha = 7,9 \text{ dB/cm}$ $g = 550 \text{ nm}$ ; $R = 10 \mu\text{m}$ ; $L_c = 30 \mu\text{m}$	-34 dB	-43 dB	9 dB	9,5 dB
$w = 500 \text{ nm}$ ; $h = 800 \text{ nm}$ $g = 550 \text{ nm}$ ; $R = 20 \mu\text{m}$ ; $L_c = 20 \mu\text{m}$	-38,6 dB	-44,1 dB	6,5 dB	7,3 dB

Tableau 5.7 – Tableau comparatif expérience théorie de l'augmentation de l'efficacité de conversion entre structure résonante et non résonante avec un guide d'accès d'une longueur de 1,1 cm

Il est également intéressant d'observer l'efficacité de conversion non-résonante des dif-

férentes structures. Les deux premières efficacités de conversion obtenues pour les mêmes dimensions de guide droit sont semblables mais supérieures aux plus petites largeurs ( $w = 500$  nm). L'explication de ce constat peut trouver sa source dans des pertes de couplages plus élevées pouvant provenir d'un angle au niveau de la clive. Ainsi l'augmentation des pertes d'insertion semble contre balancer la diminution de l'aire effective de la structure. Pour conclure, du mélange à 4 ondes a été obtenu expérimentalement dans de nombreuses structures. Le bon accord entre l'efficacité de conversion expérimentale et les simulations permettent la validation du modèle théorique de dimensionnement des résonateurs. Les structures résonantes entraînent une augmentation de l'efficacité de conversion entre 6,5 et 10,1 dB. Les valeurs d'augmentation de l'efficacité de conversion expérimentales entre structures résonante et non résonante ont une bonne concordance avec la théorie. A ce niveau, le "gain" résultant de l'utilisation de résonateurs sur l'efficacité de conversion peut être comparé à l'état de l'art. Le moyen le plus rapide pour déterminer le "gain" est de décaler les ondes pompe et signal hors résonance et de comparer la puissance des idlers obtenus avec celle du cas résonant. Cette comparaison a été réalisée pour la première fois en 2000 sur la plate-forme GaAs [136]. Dans cette étude, le "gain" d'un résonateur de rayon  $4,2 \mu\text{m}$  est de 9,5 dB par rapport à l'efficacité du mélange à 4 ondes généré dans un guide d'accès de  $400 \mu\text{m}$  présentant des pertes de propagation de 40 dB/cm. En 2016, une comparaison entre l'efficacité de conversion des guides droits et des résonateurs a été réalisée sur la plate-forme silicium [144]. Dans cette étude, un résonateur d'un rayon de  $47 \mu\text{m}$  et d'une longueur de couplage de  $10 \mu\text{m}$  présente une efficacité de conversion jusqu'à 15 dB de plus qu'un guide droit de 3,5 mm pour une puissance de pompe de 5 mW. Du fait de l'absorption à deux photons ainsi que de la présence de porteurs de charge libre, l'efficacité de conversion du résonateur a rapidement saturé avec l'augmentation de la puissance de pompe. Le "gain" n'était ainsi plus que de 5 dB pour une puissance de pompe de 50 mW.

### 5.6.2.2.4 Mélange à 4 ondes en cascade

Ce paragraphe est consacré aux tests de structures possédant la meilleure efficacité de conversion afin de générer un mélange à 4 ondes en cascade. Le terme de "cascade" vient du fait que l'énergie des ondes idlers est suffisante pour en générer d'autres. En 2010, du mélange à 4 ondes en cascade sur une gamme spectrale de 300 nm a été réalisé à partir de micro-résonateurs en silice dopée présentant un facteur de qualité de  $1,2 \cdot 10^6$  [93]. La même année, du mélange à 4 ondes en cascade a été généré à partir de micro-résonateur en nitrure de silicium avec la création de 21 nouvelles longueurs d'onde réparties sur 200 nm [27]. Ces deux réalisations ont ainsi permis le génération de peignes de fréquences grâce à une bonne maîtrise de la dispersion. Ces plates-formes (silice dopée et nitrure de silicium) présentent de moins bonnes propriétés non-linéaires que les verres de chalcogénures à notre disposition, la génération de mélange à 4 ondes en cascade semble donc être possible. Pour cela, un nouvel échantillon présentant une meilleure qualité de surface a été utilisé pour la fabrication des résonateurs. La mesure des pertes de propagation par cut-back sur cet échantillon a permis de les estimer à 6,1 dB/cm pour des largeurs de guide de 500 nm. Avec ces pertes de propagation, l'efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap d'un résonateur ayant un rayon de  $10 \mu\text{m}$  et une longueur de coulage de  $20 \mu\text{m}$  est donnée sur la figure 5.31.

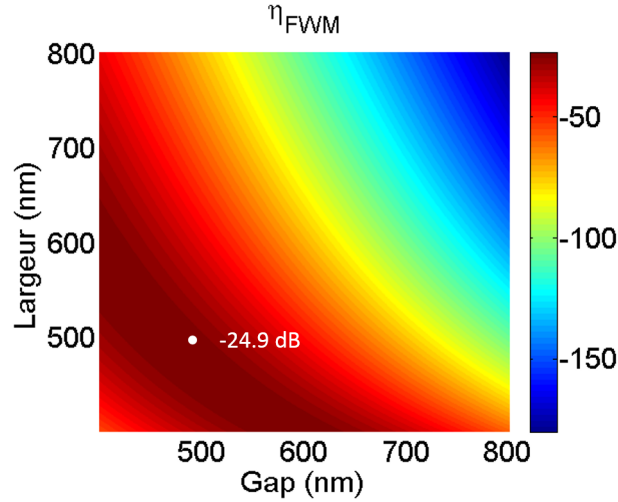


FIGURE 5.31 – Efficacité de conversion théorique en fonction de la largeur et du gap pour un résonateur ayant les paramètres suivants :  $R = 10 \mu m$ ,  $L_c = 20 \mu m$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,1 \text{ dB/cm}$ ,  $\alpha_c = 0,96$ ,  $P_p = 16,1 \text{ dBm}$

Un résonateur ayant les dimensions précédemment citées avec un gap et largeur de 500 nm a été réalisé à partir de cet échantillon. Les structures permettant la meilleure efficacité de conversion ont été centrées au milieu de l'échantillon afin de permettre une meilleure résolution de fabrication. Le même montage que précédemment permettant la mise en évidence du mélange à 4 ondes a été utilisé et le spectre de mélange à 4 onde est donné sur la figure 5.32 (c).

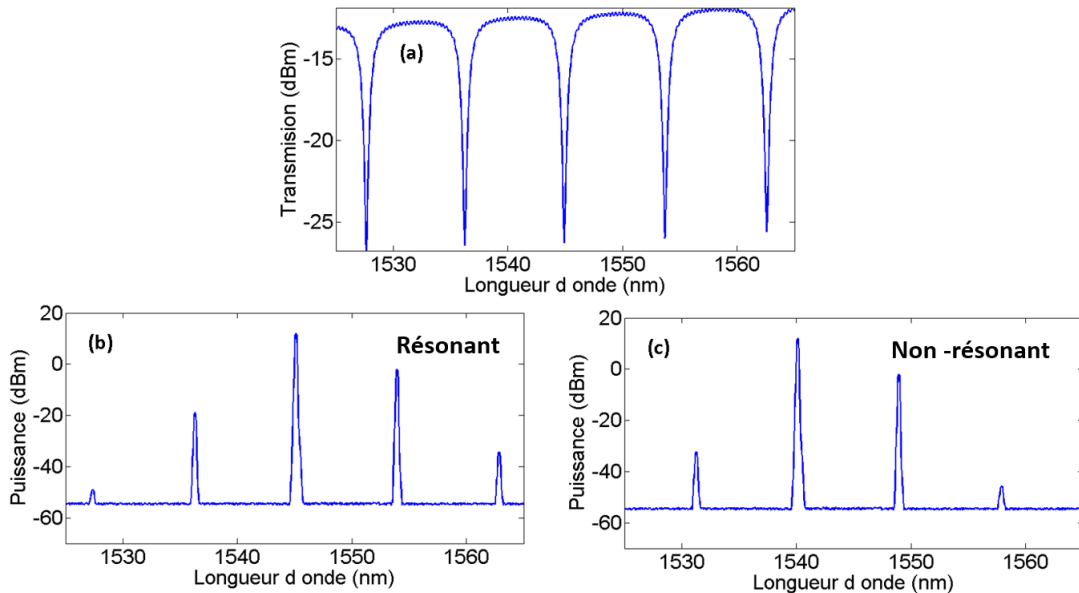


FIGURE 5.32 – (a) Spectres de transmission expérimental d'un résonateur en Se6 sur Se2 avec  $L_c = 20 \mu m$ ,  $R = 10 \mu m$ ,  $w = 500 \text{ nm}$ ,  $g = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 800 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 6,1 \text{ dB/cm}$ ,  $P_p = 16,1 \text{ dBm}$  et  $L = 0,48 \text{ cm}$ ; Spectres expérimental de mélange à 4 ondes résonant du résonateur précédemment cité ayant les paramètres (b) cas résonant (c) cas non résonant

L'efficacité de conversion de cette structure est de -26,3 dB pour une puissance de pompe de 16,1 dBm. L'observation d'un mélange à 4 ondes en cascade est bien évidemment lié à la limite de détection des OSA utilisés. Dans notre cas, cette limite de détection est de -60 dBm. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les prévisions théoriques et très prometteurs pour la génération de peignes de fréquences. Contrairement aux réalisations précédemment citées, aucun travail concernant la gestion de la dispersion notamment par la structuration des guides n'ont été réalisés. Ce travail fait déjà l'objet d'une thèse récemment commencée au sein du laboratoire Foton.

## 5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, l'intérêt de l'utilisation de structures résonantes pour la génération efficace de mélange à 4 ondes à basse puissance a été établi. Une approche qualitative du dimensionnement des résonateurs permettant d'estimer la prédominance de certains paramètres a été réalisée. Les outils permettant une approche quantitative, à savoir le calcul du taux de couplage et du facteur d'amélioration ont été introduits. Par la suite, le protocole de dimensionnement des résonateurs a été détaillé avec la détermination de la hauteur et de la largeur des guides ainsi que du rayon, de la longueur de couplage et du gap des résonateurs. Dans un second temps, les procédés de fabrication des résonateurs ont été présentés. La partie expérimentale composée des caractérisations linéaires et non-linéaires a été réalisée. Les caractérisations linéaires ont porté sur la mesure de la taille de mode, des pertes de propagation ainsi que l'étude de la fonction de transmission en terme d'ISL, de facteur de qualité et de finesse. Pour finir, des caractérisations non-linéaires, à savoir du mélange à 4 ondes a été obtenu en accord avec les prévisions établies lors du dimensionnement. Enfin, un mélange à 4 ondes en cascade d'une efficacité de conversion de -26,3 dB pour une puissance de pompe de 16,1 dBm a été obtenu à partir d'un résonateur ayant dimensionnement optimisant le mélange à 4 ondes ainsi que moins de pertes de propagation.





### Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'intéressent à l'étude et à la génération d'effets non-linéaires d'ordre 3 en optique intégrée. De tels effets sont généralement utilisés pour l'obtention d'une fonction optique de démultiplexage temporelle et en longueur d'onde dans des puces sur substrat de silicium. Si d'autres solutions pour la génération de ces fonctions existent, comme les AWG et les configurations basées sur des interféromètres de Mach-Zehnder, elles ne sont pas compatibles à long terme avec la miniaturisation des composants ainsi qu'avec la réduction de leur consommation. Dans ce cadre, une étude de l'état de l'art déterminant les technologies et les matériaux compatibles avec notre savoir-faire a été réalisée. Deux matériaux ont été sélectionnés, à savoir les matériaux organiques et les verres de chalcogénures.

Les premiers travaux de cette thèse se sont ainsi portés sur l'utilisation des matériaux organiques en optique intégrée. Bien que le laboratoire Foton dispose d'un grand savoir-faire concernant la fabrication de guides intégrés organiques, la difficulté réside dans l'obtention d'effet non-linéaire du troisième ordre. Pour cela, des molécules non-linéaires dites "push-pull" synthétisées l'équipe OMC de l'ISCR ont été intégrées dans une matrice de polymère (PMMI). La première étape a été le dimensionnement des guides afin de permettre une propagation monomode et une augmentation du paramètre non-linéaire tout en garantissant un bon confinement du champ. Le protocole de fabrication des guides organiques a ensuite été élaboré. Ce protocole est compatible avec peu d'adaptations avec une large gamme de molécules non-linéaires pouvant être intégrées dans la matrice de polymère. Les guides ainsi réalisés en salle blanche ont ensuite été caractérisés en terme de diamètre de mode et de pertes de propagations. Le diamètre de mode des structures mesurés en champ proche est compatible avec les simulations et les pertes de propagation varient entre 4,38 et 6,72 dB/cm en fonction du pourcentage de molécules non-linéaires. Ces mesures ont été réalisées par deux techniques différentes : le cut-back et l'interférométrie. Par la suite, des expériences non-linéaires d'auto-modulation de phase ont été réalisées sur ces guides organiques. Un laser impulsionnel présentant une puissance crête maximale de 30 W n'a pas permis de mettre en évidence cet effet non-linéaire. Afin d'obtenir une mesure précise de l'indice non-linéaire des guides, un échantillon contenant

---

des guides dopés à 20 % a été envoyé au Dr N. Dubreuil du laboratoire Charles Fabry. Les résultats ont montré que les guides présentaient de faibles non-linéarités, comparable à celle de la silice. Ces mesures ont été validées par une mesure de Z-Scan réalisée par l'équipe du Dr M. Samoc de l'Institut de Chimie de l'Université de Wrocław. Le procédé expérimental de fabrication des guides est cependant totalement compatible avec les molécules qui nous seront proposées à l'avenir par nos collègues de l'ISCR. Afin d'obtenir des effets non-linéaires en optique intégrée, des structures guidantes intégrées à base de verres de chalcogénures dont le  $n_2$  a été préalablement mesuré seront réalisées.

La suite de ces travaux de thèse a concerné le dimensionnement, la réalisation, les caractérisations linéaires et non-linéaires de guides intégrés à base de verres de chalcogénures. La composition de ces verres de chalcogénures diffère de ceux largement utilisés dans la littérature et possède également de meilleures propriétés non-linéaire que la plupart de leurs homologues. Ainsi, le Se6 ( $Ge_{12.5}Sb_{25}Se_{62.5}$ ) synthétisé par l'équipe Verres et Céramiques de l'ISCR a été utilisé comme couche guidante. Dans un premier temps, l'étape de dimensionnement a consisté à déterminer la zone de propagation monomode ainsi que l'aire effective des modes dans cette zone. Plusieurs couples hauteur-largeur étant possibles, le choix des dimensions s'est réalisé vers celles minimisant les pertes par désadaptation de mode tout en restant compatible avec les procédés technologiques basés sur la photolithographie UV. Deux couples de dimensions ont ainsi été retenus,  $h = 400$  nm,  $w = 500$  nm et  $h = 400$  nm,  $w = 600$  nm. Dans un second temps, les procédés de fabrication des guides en verres de chalcogénures ont été détaillé. La bonne qualité des guides réalisés a été validée à partir des images obtenues au microscope électronique à balayage de la section des guides. La verticalité et une faible rugosité a été confirmé avec les faibles pertes de propagation mesurées par cut-back. Des caractérisations non-linéaires ont permis d'observer de l'auto-modulation de phase dans des guides de 400 nm d'épaisseur, 600 nm de large pour 1,1 cm de long. Un déphasage maximal de  $2,02 \pi$  a été obtenu à partir de ces guides pour une puissance crête de 30,2 W. Les résultats expérimentaux ont été validés par un modèle prenant en compte les différentes sources possibles d'élargissement spectrales. Des expériences de mélange à 4 ondes ont ensuite été réalisées à partir de la même structure. L'efficacité de conversion maximale du mélange à 4 ondes a été mesurées à -42,6 dB pour une puissance de pompe de 14,5 dBm. Une structure droite n'ayant pas de limitation en terme de longueur d'onde de travail, une expérience de "detuning" visant à faire varier l'accord de phase entre la pompe et le signal via une modification de la longueur d'onde de signal a été réalisée et a permis de mesurer une accordabilité d'environ 5 nm.

Le mélange à 4 ondes ayant été démontré et validé à partir de confrontations expériences-théories, la dernière étape de ces travaux doctoraux a été d'augmenter l'efficacité des effets non-linéaires via une structuration résonante des guides d'onde. Cette structuration a pris la forme de micro-résonateurs permettant à la fois une intégration ainsi qu'une densification de la puissance intra-cavité via le facteur d'amélioration du champ. Le dernier chapitre a ainsi traité, dans un premier temps, des intérêts et des limitations des structures résonantes par rapport à des structures droites (non-résonantes) De la même façon que pour les chapitres précédents, une étape de dimensionnement a été effectuée. Le dimensionnement a été réalisé au niveau du guide d'accès (largeur, hauteur) mais également au niveau du résonateur (gap, rayon, longueur de couplage). L'augmentation du nombre

de paramètres par rapport aux structures droites a nécessité une approche qualitative permettant d'expliquer l'influence de ces paramètres sur les différents grandeurs influant l'efficacité des effets non-linéaires dans une structure résonante. Cette étude qualitative a ensuite laissé place à une étape quantitative avec comme point de départ le calcul du taux de couplage par la méthode de Marcatili. Le calcul du taux de couplage a permis celui du facteur d'amélioration et ainsi de connaître l'impact exact du dimensionnement des résonateurs sur l'efficacité des effets non-linéaires. L'approche quantitative a permis la fabrication d'un masque de photolithographie. La suite du chapitre a développé les différentes étapes du procédé de fabrication des résonateurs. La dernière étape a été la caractérisation linéaires puis non-linéaires des structures résonantes. Les caractérisations linéaires se sont articulées en 3 étapes : la mesure du diamètre de mode, des pertes de propagation et l'analyse de la fonction de transmission. Ces caractérisations ont été réalisées pour différentes géométries et leur validation théorique a été faite à partir du modèle développé dans l'approche quantitative du dimensionnement des résonateurs. Pour finir, des caractérisations non-linéaires de mélange à 4 ondes ont été réalisées avec des comparaisons et validations par rapport au modèle théorique. Pour finir, un nouvel échantillon présentant moins de pertes de propagation a été utilisé pour la fabrication de résonateurs plus efficaces. Ces résonateurs présentent une efficacité de conversion expérimentale de -26,3 dB pour une puissance de pompe de 16,1 dBm. A cette puissance de pompe, un mélange à 4 ondes en cascade a été observé.

## Perspectives

Les travaux réalisés ont permis de montrer la possibilité d'obtenir des effets non-linéaires efficaces en optique intégrée à partir de résonateurs en verres de chalcogénures. Cette efficacité couplées à une bonne gestion de la dispersion devrait permettre la génération de peignes de fréquences. Les applications visées sont multiples. Il est ainsi envisagé de fabriquer des sources optiques multi-fréquences pour des applications en télécoms optiques comme le multiplexage en longueurs d'onde (WDM). Il est également envisagé un couplage de plusieurs résonateurs entre eux afin d'obtenir une meilleure flexibilité pour atteindre la condition d'accord de phase ou pour accorder les fréquences d'oscillations.

---

- <sup>1</sup>J. D. MEINDL, J. A. DAVIS, P. ZARKESH-HA, C. S. PATEL, K. P. MARTIN et P. A. KOHL, “Interconnect opportunities for gigascale integration”, IBM Journal of Research and Development **46**, 245 (2002).
- <sup>2</sup>IBM, *Site internet d'ibm*, "[www.ibm.com](http://www.ibm.com), [Dernier accès 21 Mars 2017].
- <sup>3</sup>J. GOODMAN, F. LEONBERGER, S. KUNG et R. ATHALE, “Optical interconnections for VLSI”, in, t. 72, 7 (1984), p. 850.
- <sup>4</sup>D. A. B. MILLER, “Physical reason for optical interconnect”, Journal of Optoelectronics **11**, 155 (1997).
- <sup>5</sup>R. CHEN, C. ZAO et J. LIU, “Optical backplane bus for multiprocessor based computing systems”, in, t. 3211 (1997), p. 524.
- <sup>6</sup>X. HAN, G. KIM et R. T. CHEN, “Demonstration of centralized optical backplane architecture in three board microprocessor to memory interconnect”, Optics and Lasers Technology **35**, 127 (2003).
- <sup>7</sup>P. KAPUR et K. SARASWAT, “Comparaison between electrical and optical interconnects for on chip signaling processing”, IITC, 523 (2002).
- <sup>8</sup>S. DAVID, M. E. KURDI, P. BOUCAUD, A. CHELNOKOV, V. L. TRANH, D. BOUCHIER et J. M. LOURTIOZ, “Two dimensionnal photonics crystal with Ge/Si self assembled islands”, Applied Physics Letters **83** (2003).
- <sup>9</sup>S. OSSICINI, L. PAVESI et F. PRIOLO, *Light emitting silicon for microphotonics* (Springer, 2003).
- <sup>10</sup>H. WADA et T. KAMIJOH, “Room-temperature cw operation of ingaasp lasers on si fabricated by wafer bonding”, Photonics Technology Letters **8**, 173 (1996).
- <sup>11</sup>G. P. AGRAWAL, *Nonlinear fiber optics* (Quantum electronics-Principles et applications, 1989).
- <sup>12</sup>F. GHOLAMI, S. ZLATANOVIC, A. SIMIC, L. LIU, D. BORLAUG, N. ALIC, M. P. NEZHAD, Y. FAINMAN et S. RADIC, “Third-order nonlinearity in silicon beyond 2350 nm”, Applied Physics Letters **99**, 81102 (2011).
- <sup>13</sup>Q. LIN, J. ZHANG, G. PIREDDA, R. W. BOYD, P. M. FAUCHET et G. P. AGRAWAL, “Dispersion of silicon nonlinearities in the near infrared region”, Applied Physics Letters **91**, 021111 (2007).

- 
- <sup>14</sup>M. DINU, F. QUOCHI et H. GARCIA, “Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths”, *Applied Physics Letters* **82**, 2954 (2003).
- <sup>15</sup>P. APIRATIKUL, A. M. ROSSI et T. E. MURPHY, “Nonlinearities in porous silicon optical waveguides at 1550 nm”, *Optics Express* **17**, 3396 (2009).
- <sup>16</sup>C. LACACA et P. MINZIONI, “Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics”, *Applied Physics Letters* **18**, 8998 (2013).
- <sup>17</sup>C. LACAVA, P. MINZIONI, E. BALDINI, L. TARTARA, J. M. FEDELI et I. CRISTIANI, “Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics”, *Applied Physics Letters* **103**, 141103 (2013).
- <sup>18</sup>K. DOLGALEVA, C. N. WING, Q. LI et A. J. STEWART, “Compact highly-nonlinear AlGaAs waveguides for efficient wavelength conversion”, *Optics Express* **19**, 12440 (2011).
- <sup>19</sup>C. LACAVA, V. PUSINO, P. MINZIONI, M. SOREL et I. CRISTIANI, “Nonlinear properties of AlGaAs waveguides in continuous wave operation regime”, *Optics Express* **22**, 5291 (2014).
- <sup>20</sup>J. J. WATHEN, P. APIRATIKUL, C. J. K. RICHARDSON, G. A. PORKOLAB, G. M. CARTER et T. E. MURPHY, “Efficient continuous-wave four-wave mixing in bandgap-engineered AlGaAs waveguides”, *Optics Letters* **39**, 3161 (2014).
- <sup>21</sup>F. SMEKTALA, C. QUEMARD, L. LENEINDRE, J. LUCAS, A. BARTHÉLÉMY et C. DE ANGELIS, “Chalcogenide glasses with large non-linear refractive indices”, *Journal of Non-Crystalline Solids* **239**, 139 (1998).
- <sup>22</sup>M. OLIVIER, J. TCHAHAME, P. NĚMEC, M. CHAUVET, V. BESSE, C. CASSAGNE, G. BOUDEBS, G. RENVERSEZ, R. BOIDIN, E. BAUDET et V. NAZABAL, “Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of  $GeSe_{2,100-x}Sb_2Se_{3,x}$  glasses”, *Optical Materials Express* **4**, 525 (2014).
- <sup>23</sup>J. S. SANGHERA, L. B. SHAW, P. PUREZA, V. Q. NGUYEN, D. GIBSON, L. BUSSE, I. D. AGGARWAL, C. M. FLOREA et F. H. KUNG, “Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers”, *International Journal of Applied Glass Science* **1**, 296 (2010).
- <sup>24</sup>C. QUÉMARD, F. SMEKTALA, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY et J. LUCAS, “Chalcogenide glasses with high non linear optical properties for telecommunications”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **62**, 1435 (2001).
- <sup>25</sup>R. A. GANEEV, A. I. RYASNYANSKY, M. K. KODIROV et T. USMANOV, “Two-photon absorption and nonlinear refraction of amorphous chalcogenide films”, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **4**, 446 (2002).
- <sup>26</sup>J. F. BAUTERS, J. R. MARTIJN, D. D. JOHN, S. JONATHON et C. BRUININK, “Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding”, *Optics Express* **19**, 24090 (2011).
- <sup>27</sup>J. S. LEVY, A. GONDARENKO, M. A. FOSTER, A. C. TURNER-FOSTER, A. L. GAETA et M. LIPSON, “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects”, *Nature Photonics* **4**, 37 (2010).

- <sup>28</sup>B. E. LITTLE, S. T. CHU, P. P. ABSIL, J. V. HRYNIEWICZ, F. G. JOHNSON, F. SEIFERTH, D. GILL, V. VAN, O. KING et M. TRAKALO, “Very high-order microring resonator filters for WDM applications”, *IEEE Photonics Technology Letters* **16**, 2263 (2004).
- <sup>29</sup>L. BRZOZOWSKI et E. H. SARGENT, “Azobenzenes for photonic network applications : third-order nonlinear optical properties”, *Journal of Materials Science : Materials in Electronics* **12**, 483 (2000).
- <sup>30</sup>S. R. MARDER, W. E. TORRUELLAS, M. BLANCHARD-DESCE, V. RICCI, G. I. STEGEMAN, S. GILMOUR, J.-L. BRÉDAS, J. LI, G. U. BUBLITZ et S. G. BOXER, “Large molecular third-order optical nonlinearities in polarized carotenoids”, *Science* **276**, 1233 (1997).
- <sup>31</sup>V TA’EED, N. J. BAKER, L. FU, K. FINSTERBUSCH, M. R. E. LAMONT, D. J. MOSS, H. C. NGUYEN, B. J. EGGLETON, D.-Y. CHOI, S. MADDEN et B. LUTHER-DAVIES, “Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits”, *Optics Express* **15**, 9205 (2007).
- <sup>32</sup>D. DIMITROPOULOS, R. JHAVERI, R. CLAPS, J. C. S. WOO et B. JALALI, “Lifetime of photogenerated carriers in silicon-on-insulator rib waveguides”, *Applied Physics Letters* **86**, 071115 (2005).
- <sup>33</sup>Y. H. KUO, H. RONG, V. SIH, S. XU, M. PANICCIA et O. COHEN, “Demonstration of wavelength conversion at 40 Gb/s data rate in silicon waveguides”, *Optics Express* **14**, 11721 (2006).
- <sup>34</sup>F. D. ROS, D. VULKOVIC, A. GAJDA, K. DALGAARD, L. ZIMMERMANN, B. TILLACK, M. GALILI, K. PETERMANN et C. PEUCHERET, “Phase regeneration of DPSK signals in a silicon waveguide with reverse biased P-i-N junction”, *Optics Express* **22**, 5029 (2014).
- <sup>35</sup>D. K. SCHRODER, R. N. THOMAS et J. C. SWARTZ, “Free carrier absorption in silicon”, *IEEE Journal of Solid-State Circuits* **13**, 180 (1978).
- <sup>36</sup>H. TSANG et Y. LIU, “Nonlinear optical properties of silicon waveguides”, *Semiconductor science and technology* **23**, 1 (2008).
- <sup>37</sup>T. TANABE, K. NISHIGUCHI, A. SHINYA, E. KURAMOCHI, H. INOKAWA et M. NOTOMI, “Fast all-optical switching using ion-implanted silicon photonic crystal nanocavities”, *Applied Physics Letters* **90** (2007).
- <sup>38</sup>T. K. LIANG et H. K. TSANG, “Role of free carriers from two-photon absorption in raman amplification in silicon-on-insulator waveguides”, *Applied Physics Letters* **84**, 2745 (2004).
- <sup>39</sup>H. FUKUDA, K. YAMADA, T. SHOJI, M. TAKAHASHI, T. TSUCHIZAWA, T. WATANABE, J. I. TAKAHASHI et S. I. ITABASHI, “Four-wave mixing in silicon wire waveguides”, *Optics Express* **13**, 4629 (2005).
- <sup>40</sup>M. A. FOSTER, A. C. TURNER, R., M. LIPSON et A. L. GAETA, “Broad-band continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides”, *Optics Express* **15**, 12949 (2007).
- <sup>41</sup>R. L. ESPINOLA, J. I. DADAP, R. M. OSGOOD Jr., S. J. MCNAB et Y. A. VLASOV, “C-band wavelength conversion in silicon photonic wire waveguides”, *Optics Express* **13**, 4341 (2005).



- 
- <sup>42</sup>Y. H. KUO, H. RONG, V. SIH, S. XU et M. PANICCIA, “Demonstration of wavelength conversion at 40 Gb/s data rate in silicon waveguides”, *Optics Express* **14**, 11721 (2009).
- <sup>43</sup>B. G. BIBERMAN, N. OPHIR, A. C. TURNER, M. A. FOSTER, M. LIPSON, A. L. GAETA et K. BERGMAN, “160 Gb/s broadband wavelength conversion on chip using dispersion engineered silicon waveguides”, in (2009).
- <sup>44</sup>R. SALEM, M. A. FOSTER, A. C. TURNER, D. GERAGHTY, M. LIPSON et A. L. GAETA, “Signal regeneration using low-power four-wave mixing on silicon chip”, *Nature Photonics* **2**, 35 (2007).
- <sup>45</sup>U. FISCHER, T. ZINKE, J. R. KROPP, F. ARNDT et K. PETERMANN, “0.1 db/cm waveguide losses in single mode soi rib waveguides”, *Photonics technology letters* **8**, 1041 (1996).
- <sup>46</sup>X. CHEN, C. LI et H. K. TSANG, “Device engineering for silicon photonics”, *NPG Asia Materials* **3**, 34 (2011).
- <sup>47</sup>M. HEIDARI et M. FARSHI, “A proposal for enhancing four wave mixing in slow light engineered photonic crystal waveguides and its application to optical”, *Optics Express* **17**, 18340 (2009).
- <sup>48</sup>J. LEUTHOLD, C. KOOS et W. FREUDE, “Nonlinear silicon photonics”, *Nature Photonics* **4**, 535 (2010).
- <sup>49</sup>C. MONAT, M. HEIDARI, C. GRILLET, B. J. EGGLETON et T. P. WHITE, “Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides”, *Optics Express* **18**, 22915 (2010).
- <sup>50</sup>J. LI, L. O’FAOLAIN, I. H. REY et T. KRAUSS, “Four-wave mixing in photonic crystal waveguides : slow light enhancement and limitations”, *Optics Express* **19**, 4458 (2011).
- <sup>51</sup>J. F. McMILLAN, M. YU, D.-L. KWONG et C. W. WONG, “Observation of four-wave mixing in slow-light silicon photonic crystal waveguides”, *Optics Express* **18**, 15484 (2010).
- <sup>52</sup>S. F. S. OTALVARO, “Design and characterization of silicon photonic structures for third order nonlinear effects” (Université de Paris Saclay, 2016).
- <sup>53</sup>P. DEL’HAYE, A. SCHLIESSER, O. ARCIZET, T. WILKEN, R. HOLZWARH et T. J. KIPPENBERG, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator”, *Nature* **450**, 1214 (2007).
- <sup>54</sup>A. C. TURNER, M. A. FOSTER, A. L. GAETA et M. LIPSON, “Ultra-low power parametric frequency conversion in a silicon microring resonator”, *Optics Express* **16**, 4881 (2008).
- <sup>55</sup>A. YARIV, Y. XU, R. K. LEE et A. SCHERER, “Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis”, *Optics Letters* **24**, 711 (1999).
- <sup>56</sup>B. E. LITTLE, S. T. CHU, H. A. HAUS, J. FORESI et J. P. LAINE, “Microring resonator channel dropping filters”, *Journal of Lightwave Technology* **15**, 998 (1997).
- <sup>57</sup>A. MELLONI, F. MORICETTI et M. MARTINELLI, “Four-wave mixing and wavelength conversion in coupled-resonator optical waveguides”, *Journal of the Optical Society of America B* **25**, 3224 (2008).

- <sup>58</sup>J. R. ONG, R. KUMAR et S. MOOKHERJEA, “Triply resonant four-wave mixing in silicon-coupled resonator microring waveguides”, *Optics Letters* **39**, 5653 (2014).
- <sup>59</sup>G. A. RODRIGUEZ, S. HU et S. M. WEISS, “Porous silicon ring resonator for compact, high sensitivity biosensing applications”, *Optics Express* **23**, 7111 (2015).
- <sup>60</sup>A. SIMBULA, G. A. RODRIGUEZ, M. MENOTTI, S. D. PACE, S. M. WEISS, M. GALLI, M. LISCIDINI et D. BAJONI, “Low-power four-wave mixing in porous silicon microring resonators”, *Applied Physics Letters* **109** (2016).
- <sup>61</sup>F. G. D. CORTE et S. RAO, “Use of amorphous silicon for active photonic devices”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **60**, 1495 (2013).
- <sup>62</sup>K. FURUYA, K. NAKANISHI, R. TAKEI, E. OMODA, M. SUZUKI, M. OKANO, T. KAMEI, M. MORI et Y. SAKAKIBARA, “Nanometer-scale thickness control of amorphous silicon using isotropic wet-etching and low loss wire waveguide fabrication with the etched material”, *Applied Physics Letters* **100**, 251108 (2012).
- <sup>63</sup>K. NARAYANAN et S. PREBLE, “Optical nonlinearities on hydrogenated amorphous silicon waveguides”, *Optics Express* **18**, 8998 (2010).
- <sup>64</sup>K. WANG et A. FOSTER, “Ultralow power continuous-wave frequency conversion in hydrogenated amorphous silicon waveguides”, *Optics Letters* **37**, 1331 (2012).
- <sup>65</sup>B. KUYKEN, S. CLEMMEN, S. K. SELVARAJA, W. BOGAERTS, D. VAN THOURHOUT, P. EMLIT, S. MASSAR, G. ROELKENS et R. BAETS, “On-chip parametric amplification with 26.5 dB gain at telecommunication wavelengths using CMOS-compatible hydrogenated amorphous silicon waveguides”, *Optics Letters* **36**, 552 (2011).
- <sup>66</sup>C. LACAVALA, A. ETTABIB et I. CRISTIANO, “Ultra compact amorphous silicon waveguide for wavelength conversion”, *Photonics Technology Letters* **28**, 410 (2016).
- <sup>67</sup>G. I. STEGEMAN, A. VILLENEUVE, J. KANG, J. S. AITCHISON, C. N. IRONSIDE, K. AL-HEMYARI, C. C. YANG, C.-H. LIN, H.-H. LIN, G. T. KENNEDY, R. S. GRANT et W. SIBBETT, “AlGaAs below half bandgap : the silicon of nonlinear optical materials”, *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials* **3**, 347 (1994).
- <sup>68</sup>J. S. AITCHISON, D. C. HUTCHINGS, J. U. KANG, G. I. STEGEMAN et A. VILLENEUVE, “The nonlinear optical properties of algaas at the half band gap”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 341 (1997).
- <sup>69</sup>G. A. SIVILOGLOU, S. SUNTISOV, R. EL-GANAINY, R. IWANOW, G. I. STEGEMAN, D. N. CHRISTODOULIDES, R. MORANDOTTI, D. MODOTTO, A. LOCATELLI, C. DE ANGELIS, F. POZZI, C. R. STANLEY et M. SOREL, “Enhanced third-order nonlinear effects in optical algaas nanowires”, *Optics Express* **14**, 9377 (2006).
- <sup>70</sup>P. A. APIRATIKUL, J. WATHEN, G. PORKOLAB, B. WANG, L. HE et t. MURPHY, “Enhanced continuous wave four wave mixing efficiency in nonlinear AlGaAs waveguides”, *Optics Express* **22**, 26814 (2014).
- <sup>71</sup>M. PU, H. HU, L. OTTAVIANO, E. SEMENOVA, D. VUKOVIC, L. K. OXENLOWE et K. YVIND, “AlGaAs on insulator nanowire with 750 nm FWM bandwidth, -9 dB CW conversion efficiency, and ultrafast operation enabling record Tbaud wavelength conversion”, in (2015).
- <sup>72</sup>M. PU, L. OTTAVIANO, E. SEMENOVA et K. YVIND, “AlGaAs on insulator nonlinear photonics”, *Optica* **3**, 823 (2016).

- 
- <sup>73</sup>C. H. HENRY, R. F. KAZARINOV, H. J., K. J. ORLOWSKY et L. E. KATZ, “Low loss  $Si_3N_4$  optical waveguides on Si”, Applied Optics **26**, 2621 (1987).
- <sup>74</sup>N. DALDOSSO, M. MELCHIORRI, F. RIBOLI, M. GIRARDINI, G. PUCKER, M. CRIVELLARI, P. BELLUTTI, A. LUI et L. PAVESI, “Comparison among various  $Si_3N_4$  waveguide geometries grown within a CMOS fabrication pilot line”, Journal of Lightwave Technology **22**, 1734 (2004).
- <sup>75</sup>D. J. MOSS, R. MORANDOTTI, A. L. GAETA et M. LIPSON, “New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and hydex for nonlinear optics”, Nature Photonics **7**, 597 (2013).
- <sup>76</sup>K. IKEDA, R. E. SAPERSTEIN, N. ALIC et Y. FAINMAN, “Thermal and kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/ silicon dioxide waveguides”, Optics Express **16**, 12987 (2008).
- <sup>77</sup>D. T. SPENCER, J. F. BAUTERS, J. R. MARTIJN, J. R. HECK et J. E. BOWERS, “Integrated waveguide coupled  $Si_3N_4$  resonators in the ultrahigh Q regime”, Optica **1**, 153 (2014).
- <sup>78</sup>A. GONDARENKO, J. S. LEVY et M. LIPSON, “High confinement micro scale silicon nitride high q ring resonator”, Optica **17**, 11366 (2009).
- <sup>79</sup>E. Van de VEN, I. W. CONNICK et A. S. HARRUS, “Advantages of dual frequency PECVD for deposition of ILD and passivation films”, LSI Multilevel Interconnection, 194 (1990).
- <sup>80</sup>J. P. EPPING, T. HELLWIG, M. HOEKMAN, R. MATEMAN, A. LEINSE et R. G HEIDEMAN, “On chip visible to infrared supercontinuum generation with more than 495 Thz spectral bandwidth”, Optics Express **23**, 19596 (2015).
- <sup>81</sup>R. HALIR, Y. OKAWACHI, J. S. LEVY, M. A. FOSTER, M. LIPSON et A. L. GAETA, “Ultrabroadband supercontinuum generation in a cmos compatible platform”, Optics Letters **37**, 1685 (2012).
- <sup>82</sup>J. S. LEVY, M. A. FOSTER, A. L. GAETA et M. LIPSON, “Harmonic generation in silicon nitride ring resonators,” Optics Express **19**, 11415 (2011).
- <sup>83</sup>F. FERDOUS, H. MIAO, D. E. LEAIRD, K. SRINIVASAN, J. WANG, L. CHEN, L. T. VARGHESE et A. M. WEINER, “Spectral line-by-line pulse shaping of an on-chip microresonator frequency comb”, Nature Photonics **5**, 770 (2011).
- <sup>84</sup>T. HERR, K. HARTINGER, J. RIEMENSBERGER, C. Y. WANG, E. GAVARTIN, R. HOLZWARTH, M. L. GORODETSKY et T. J. KIPPENBERG, “Spectral line-by-line pulse shaping of an on-chip microresonator frequency comb”, Nature Photonics **6**, 480 (2012).
- <sup>85</sup>C. KRUCKEL, V. T. COMPANY, P. A. ANDREKSON, D. T. SPENCER, J. F. BAUTERS, M. HECK et J. E. BOWERS, “Continuous wave pumped wavelength conversion in low loss silicon nitride waveguides”, Optics Letters **40**, 875 (2015).
- <sup>86</sup>C. KRUCKEL, A. FULOP, P. ANDREKSON et V. T. COMPANY, “Continuous wave nonlinear optics in low stress silicon rich nitride waveguides”, Conférence paper (2015).
- <sup>87</sup>DUCHESNE, FERRERA, RAZZARI, MORANDOTTI, LITTLE, CHU et MOSS, “Efficient self-phase modulation in low loss, high index doped silica glass integrated waveguides”, Optics Express **17**, 1865 (2009).
-

- <sup>88</sup>P. ALESSIA, P. YONGWOO, A. JOSÉ, L. .F, M. .R, L. .B, C. .S et M. D. J., “Efficient wavelength conversion and net parametric gain via four wave mixing in a high index doped silica waveguide”, *Optics Express* **18**, 7634 (2010).
- <sup>89</sup>PASQUAZI, PECCIANI, PARK, LITTLE, CHU, MORANDOTTI, AZAÑA et MOSS, “Sub-picosecond phase-sensitive optical pulse characterization on a chip”, *Nature Photonics* **5**, 618 (2011).
- <sup>90</sup>M. FERRERA, D. DUCHESNE, M. PECCIANI, R. MORANDOTTI, P. CHEBEN, S. JANZ, L. B. E. et M. D. J., “Low power four wave mixing in an integrated, micro-ring resonator with  $Q=1.2$  million”, *Optics Express* **17**, 14098 (2009).
- <sup>91</sup>D. DUCHESNE, M. PECCIANI, M. R. E. LAMONT, M. FERRERA, L. RAZZARI, F. LÉGARÉ, R. MORANDOTTI, S. CHU, B. E. LITTLE et D. J. MOSS, “Supercontinuum generation in a high index doped silica glass spiral waveguide”, *Optics Express* **18**, 923 (2010).
- <sup>92</sup>M. PECCIANI, A. PASQUAZI, Y. PARK, B. LITTLE, S. CHU, D. MOSS et R. MORANDOTTI, “Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity”, *Nature Communications* **3**, 1 (2012).
- <sup>93</sup>L. RAZZARI, D. DUCHESNE, M. FERRERA, R. MORANDOTTI, S. CHU, B. E. LITTLE et D. J. MOSS, “CMOS-compatible integrated optical hyper parametric oscillator”, *Nature Photonics* **4**, 41 (2010).
- <sup>94</sup>M. ASOBE, “Nonlinear optical properties of chalcogenide glass fibers and their application to all-optical switching”, *Optical Fiber Technology* **3**, 142 (1997).
- <sup>95</sup>Y. RUAN, W. LI, R. JARVIS, N. MADSEN, A. RODE et B. LUTHER-DAVIES, “Fabrication and characterization of low loss rib chalcogenide waveguides made by dry etching”, *Optics Express* **12**, 5140 (2004).
- <sup>96</sup>S. J. MADDEN, D.-Y. CHOI, D. A. BULLA, A. V. RODE, B. LUTHER-DAVIES, V. G. TA’EED, M. D. PELUSI et B. J. EGGLETON, “Long low loss etched  $As_2S_3$  chalcogenide waveguides for all-optical signal regeneration”, *Optics Express* **15**, 14414 (2007).
- <sup>97</sup>T. D. VO, H. HU, M. GALILI, E. PALUSHANI, J. XU, L. K. OXENLØWE, S. J. MADDEN, D.-Y. CHOI, D. A. P. BULLA, M. D. PELUSI, J. SCHRÖDER, B. LUTHER-DAVIES et B. J. EGGLETON, “Photonic chip based transmitter optimization and receiver demultiplexing of a 128 Tbit/s OTDM signal”, *Optics Express* **18**, 17252 (2010).
- <sup>98</sup>M. GALILI, J. XU, H. C. MULVAD, L. K. OXENLØWE, A. T. CLAUSEN, P. JEPPESEN, B. LUTHER-DAVIES, S. MADDEN, A. RODE, D. Y. CHOI, M. PELUSI, F. LUAN et B. J. EGGLETON, “Breakthrough switching speed with an all-optical chalcogenide glass chip 640 Gbit/s demultiplexing”, *Optics Express* **17**, 2182 (2009).
- <sup>99</sup>M. R. LAMONT, B. LUTHER-DAVIES, D.-Y. CHOI, S. MADDEN, X. GAI et B. J. EGGLETON, “Net-gain from a parametric amplifier on a chalcogenide optical chip”, *Optics Express* **16**, 20374 (2008).
- <sup>100</sup>M. R. LAMONT, B. LUTHER-DAVIES, D. Y. CHOI, S. MADDEN et B. J. EGGLETON, “Supercontinuum generation in dispersion engineered highly nonlinear  $As_2S_3$  chalcogenide planar waveguide”, *Optics Express* **16**, 14938 (2008).
- <sup>101</sup>A. ZAKERY, P. J. S. EWEN et A. E. OWEN, “Photodarkening in AsS films and its application in grating fabrication”, *Journal of Non-Crystalline Solids* **198**, 769 (1996).

- 
- <sup>102</sup>X. GAI, S. MADDEN, D. Y. CHOI, D BARROS et B. LUTHER-DAVIES, “Dispersion engineered  $Ge_{11.5}As_{35}Se_{64.5}$  nanowires with a nonlinear parameter of  $136W^{-1}m^{-1}$ ”, *Optics Express* **18**, 18866 (2010).
- <sup>103</sup>X. GAI, D. Y. CHOI, S. MADDEN et B. LUTHER-DAVIES, “Polarization-independent chalcogenide glass nanowires with anomalous dispersion for all-optical processing”, *Optics Express* **20**, 13513 (2012).
- <sup>104</sup>X. GAI, B. LUTHER-DAVIES et T. P. WHITE, “Photonic crystal nanocavities fabricated from chalcogenide glass fully embedded in an index-matched cladding with a high Q factor 750,000”, *Optics Express* **20**, 15503 (2012).
- <sup>105</sup>T. BAEHR-JONES, M. HOCHBERG, G. WANG, R. LAWSON, Y. LIAO, P. A. SULLIVAN, L. DALTON, A. K.-Y. JEN et A. SCHERER, “Optical modulation and detection in slotted silicon waveguides”, *Optics Express* **13**, 5216 (2005).
- <sup>106</sup>C. KOOS, P. VORREAU, T. VALLAITIS, P DUMON, W. BOGAERTS, R. BAETS, E. B. et L. J., “All optical high speed signal processing with silicon organic hybrid slot waveguides”, *Nature Photonics* **3**, 216 (2009).
- <sup>107</sup>T. MICHINOBU, J. C. MAY, J. H. LIM, C. BOUDON, J.-P. GISSELBRECHT, P. SEILER, M. GROSS, I. BIAGGIO et F. DIEDERICH, “A new class of organic donor-acceptor molecules with large third-order optical nonlinearities”, *Chemical Communications* **12**, 737 (2005).
- <sup>108</sup>B. ESEMBESON, M. L. SCIMECA, T. MICHINOBU et I. B. F. DIEDERICH, “A high-optical quality supramolecular assembly for third-order integrated nonlinear optics”, *Advanced Materials* **20**, 4584 (2008).
- <sup>109</sup>T. GU, N. PETRONE, J. F. MCMILLAN, A. van der ZANDE, M. YU, G. Q. LO, D. L. KWONG, J. HONE et C. W. WONG, “Regenerative oscillation and four-wave mixing in graphene optoelectronics”, *Nature photonics* **6**, 554 (2012).
- <sup>110</sup>K. K. CHOW, M. TSUJI et S. YAMASHITA, “Single walled carbon nanotube deposited tapered fiber for four wave mixing based wavelength conversion”, *Applied Physics Letters* **96** (2010).
- <sup>111</sup>S. R. MARDER, D. N. BERATAN et L. T. CHENG, “Approches for optimizing the first electronic hyperpolarizability of conjugated organic molecules”, *Science* **252**, 103 (1991).
- <sup>112</sup>L. ANTONOV, K. KAMADA, K. OHTA et F. S. KAMOUNAH, “A systematic femtosecond study on the two photon absorbing d-pi-a molecules pi bridge nitrogen insertion and strength of the donor and acceptor groups”, *Physics chemical* **5**, 1193 (2003).
- <sup>113</sup>S. J. POND, M. RUMI, M. D. LEVIN, T. C. PARKER et D. BELJONNE, “One and two photon spectroscopy of donor acceptor donor distyrylbenzene derivatives : effect of cyano substitution and distortion from planarity”, *Journal of physical chemistry A* **106**, 11470 (2002).
- <sup>114</sup>M. A, “Contribution à l’étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères”, type (Université de Rennes 1, 2007).
- <sup>115</sup>G. A, “Développement d’une plateforme optique intégrée à base de verres de chalcogénures pour des applications capteurs dans le moyen infrarouge” (Université de Rennes 1, 2017).
-

- <sup>116</sup>T. FEUCHTER et C. THIRSTRUP, “High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a fabry-perot cavity”, *Photonics Technology Letters* **6**, 1244 (1994).
- <sup>117</sup>Y. ICHIHASHI, P. HENZI, M. BRUENDEL et J. MOHR, “Polymer waveguides from alicyclic methacrylate copolymer fabricated by deep-uv exposure”, *Optics Letters* **32**, 379 (2007).
- <sup>118</sup>J.-P. MALVAL, S. ACHELLE, L. BODIOU, A. SPANGENBERG, L. C. GOMEZ, O. SOPERERA et F. R. le GUEN, “Two-photon absorption in a conformationally twisted d-p-a oligomer : a synergic photosensitizing approach for multiphoton lithography”, *Journal of Materials Chemistry C* **2**, 7869 (2014).
- <sup>119</sup>S. F. S. OTALVARO, “Design and characterization of silicon photonic structures for third order nonlinear effects”, type (Universite de Paris-Saclay, 2016).
- <sup>120</sup>W. ZHAO et P. PALFFY-MUHORAY, “Z-scan technique using top-hat beams”, *Applied Physics Letters* **63**, 1613 (1993).
- <sup>121</sup>M. S. BAHAE, J. WANG, R. DESALVO, D. J. HAGAN et E. V. STRYLAND, “Measurement of nondegenerate nonlinearities using two color z-scan”, *Optics Letters* **17**, 258 (1992).
- <sup>122</sup>S. BORDAS et M. CLAVAGUERA-MORA, “Glass formation and crystallization kinetics of some ge-sb-se glasses”, *Journal of Non Crystalline Solids* **119**, 232 (1990).
- <sup>123</sup>L. F. SANTOSA, A. GANJOOB, H. JAINB et R. M. ALMEIDAA, “Optical and spectroscopic characterization of germanium selenide glass films”, *Journal of Non Crystalline Solids* **355**, 1984 (2009).
- <sup>124</sup>B. E, “Microcapteurs optiques fonctionnant dans l’infrarouge pour la détection de polluants émergents en eaux souterraines et marines” (Université de Rennes 1, 2015).
- <sup>125</sup>W. H. WEI, S. XIANG, S. W. XU, L. FANG et R. P. WANG, “Structural investigation on  $Ge_xSb_{10}Se_{90-x}$  glasses using x-ray photoelectron spectra”, *Journal of Applied Physics* **115**, 183506 (2014).
- <sup>126</sup>V. S. SHIRYAEVA, A. P. VELMUZHOVA, M. Z.Q. TANGC, CHURBANOVA et A. SEDDONC, “Preparation of high purity glasses in the ga-ge-se system”, *Optical Materials* **37**, 18 (2014).
- <sup>127</sup>H. G. DANTANARAYANA, N. A. MONEIM, Z. TANG, L. SOJKA, S. SUJECKI, D. FURNISS, A. B. SEDDON, I. KUBAT, O. BANG et T. M. BENSON, “Refractive index dispersion of chalcogenide glasses for ultra-high numerical-aperture fiber for mid-infrared supercontinuum generation”, *Optical Materials Express* **4**, 1444 (2014).
- <sup>128</sup>S. SHABAHANG, G. TAO, J. J. KAUFMAN et A. F. ABOURADDY, “Dispersion characterization of chalcogenide bulk glass, composite fibers, and robust nanotapers”, *Journal of the Optical Society of America B* **30**, 2498 (2013).
- <sup>129</sup>P. K. TIEN, “Light waves in thin films and integrated optics”, *Applied optics* **10**, 2395 (1971).
- <sup>130</sup>F. GRILLOT, L. VIVIEN, E. CASSAN et S. LAVAL, “Influence of waveguide geometry on scattering loss effects in submicron strip silicon on insulator waveguides”, *IET Optoelectronics* **2**, 1 (2008).

- <sup>131</sup>“Optical properties and applications of chalcogenide glasses : a review”, *Journal of Non-Crystalline Solids* **330**, 1 (2003).
- <sup>132</sup>J. F. VIENS, C. MENEGHINI, A. VILLENEUVE, T. V. GALSTIAN, E. J. KNYSTAUTAS, M. A. DUGUAY, K. A. RICHARDSON et T. CARDINAL, “Fabrication and characterization of integrated optical waveguides in sulfide chalcogenide glasses”, *Journal of Lightwave Technologie* **17**, 1184 (1999).
- <sup>133</sup>D. M. NGUYEN, T. N. NGUYEN, T. CHARTIER et M. THUAL, “Accuracy improvement in the measurement of the non-linear coefficient of optical fibers based on self-phase modulation”, *Fiber and intergrated optics* **29**, 225 (2010).
- <sup>134</sup>S. SPALTER, H. Y. HWANG, J. ZIMMERMANN, G. LENZ, T. KATSUFUJI, S.-W. CHEONG et R. E. SLUSHER, “Strong self-phase modulation in planar chalcogenide glass waveguides”, *Optics Letters* **27**, 363 (2002).
- <sup>135</sup>V. G. TA’EED, M. S. SAREMI, L. FU, I. C. M. LITTLER, D. J. MOSS, M. ROCHETTE, B. J. EGGLETON, Y. RUAN et B. LUTHER-DAVIES, “Self-phase modulation-based integrated optical regeneration in chalcogenide waveguides”, *Journal of selected topics in quantum electronics* **12**, 360 (2006).
- <sup>136</sup>P. P ABSIL, J. V HRYNIEWICZ, B. E LITTLE, P. S CHO, R. A WILSON, L. G JONECKIS et P. T HO, “Wavelength conversion in gaas micro-ring resonators”, *Optics Letters* **25**, 554 (2000).
- <sup>137</sup>E. A. J. MARCATILI, “Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics”, *Bell Labs Technical Journal* **48**, 2071 (1969).
- <sup>138</sup>S. E. MILLER,
- <sup>139</sup>M. S. DAHLEM, C. W. HOLZWARH, A. KHILO, F. X. KÄRTNER, H. I. SMITH et E. P. IPPEN, “Reconfigurable multi-channel second-order silicon microring-resonator filterbanks for on chip WDM systems”, *Optics Express* **19**, 306 (2010).
- <sup>140</sup>Q. XU, S. MANIPATRUNI, B. SCHMIDT, J. SHAKYA et M. LIPSON, “12.5 gbit/s carrier-injection-based silicon microring silicon modulators”, *Optics Express* **15**, 430 (2007).
- <sup>141</sup>Q. XU, D. FATTAL et R. G. BEAUSOLEIL, “Silicon microring resonators with 1.5  $\mu\text{m}$ radius”, *Optics Express* **16**, 4309 (2008).
- <sup>142</sup>V. VAN, T. A. IBRAHIM, K. RITTER, P. P. ABSIL, F. G. JOHNSON, R. GROVER, J. GOLDHAR et P. T. HO, “All-optical nonlinear switching in gaas-algaas microring resonators”, *Photonics technology letters* **14**, 74 (2002).
- <sup>143</sup>K. J. VAHALA, “Optical microcavities”, *Nature* **424**, 839 (2003).
- <sup>144</sup>M. XIONG, Y. DINGHAIYAN, C. PEUCHERET et X. ZHANG, “Comparison of wavelength conversion efficiency between silicon waveguide and microring resonator”, *Frontiers of Optoelectronics* **9**, 390 (2016).

## Résumé

Le développement de la micro-électronique a permis d'obtenir des débits d'information très importants. De nos jours, ces débits sont limités par la bande passante des interconnexions électriques utilisées et l'usage du lien optique devient nécessaire pour atteindre des débits supérieurs. Pour parvenir à réaliser cet objectif, de nouvelles briques de bases sont nécessaires comme des lasers, des modulateurs, des photo-détecteurs et des dispositifs de guidage et de routage de la lumière. Cette thèse traite l'étude et le développement de composant à base de matériaux organiques, de verres de chalcogénures à structure droite ou résonante permettant d'offrir des solutions basées sur l'optique non-linéaire dans le domaine du multiplexage en longueur d'onde et du démultiplexage temporel. Pour cela, des procédés de fabrication de guides d'onde intégrant des molécules non-linéaires dans une matrice de polymère ont été développés. Les caractérisations non-linéaires n'étant pas en accord avec les prévisions, des procédés de fabrication de guides droits en verres de chalcogénures ont également été mis au point. Ces guides d'onde ont dans un premier temps permis l'observation d'auto-modulation de phase avec un déphasage maximal de  $2,02 \pi$  pour une puissance crête de 30,2 W mais également de mélange à 4 ondes. Pour finir, une version résonante de ces guides sous forme de micro-résonateurs a été mis au point afin de mettre en évidence un mélange à 4 ondes en cascade d'une efficacité de conversion de -26,3 dB pour une puissance de pompe de 16,1 dBm.

Mots clés : optique intégrée, interconnexions optiques, optique non-linéaire, cavités résonantes.

## Abstract

The development of the micro-electronics industry has given access to very high data transmission rates. Currently, these data rates are limited by the electrical interconnection bandwidth and it will soon be necessary to use optical link to obtain higher data rates. To attain this objective, new building blocks must be developed such as lasers, modulators, photo-detectors, waveguides and routing devices. This doctoral thesis concerns the study and development of component based on organics and chalcogenide glasses materials with straight or resonators which offer solutions based on nonlinear optics for wavelength and temporal demultiplexing. For this, methods of manufacturing waveguides integrating non-linear molecules into a polymer matrix have been developed. As the nonlinear characterizations are not in agreement with the forecasts, processes for manufacturing straight guides in chalcogenide glasses have been developed. These waveguides initially allowed the observation of self-phase modulation with a maximum phase shift of  $2.02 \pi$  for a peak power of 30,2 W but also four wave mixing. Finally, micro-resonator in chalcogenide glasses has been developed to perform cascaded four wave mixing with a conversion efficiency of -26.3 dB for a pump power of 16.1 dBm.

Keywords : integrated optics, optical interconnects, nonlinear optics, cavity resonator.