RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

2017/02

M/ELE.OPT 2017/02

UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK BENYAHIA - JIJEL -



FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention du diplôme de

Master II en Electronique

OPTION:

ELECTRONIQUE ET OPTOELECTRONIQUE

Thème

OPTIMISATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES 2D POUR LES APPLICATIONS EN OPTIQUE

NON LINEAIRE

-Réalisé par : MEROUAN ZITOUNI Encadré par : Pr. HACHEMI BOURIDAH

Promotion : juin 2017



Remerciements

J'exprime toute ma gratitude à mon encadreur Monsieur Hachmi Bouridah, professeur au département d'électronique, Merci pour la grande aide qu'il m'a fourni.

Je remercie, Melle. Amani Cheriguene, doctorante au département d'électronique pour l'aide et les remarques précieuses.

Je remercie, les membres de jury d'avoir bien voulu accepter de faire partie de la commission d'examinateurs.

i

J'adresse également mes remerciements, à tous mes enseignants.

Table des matières

Introduction générale

01

Chapitre I : Théorie de l'optique non linéaire

I.1. Introduction	03
I.2. Historique	03
I.3. Théorie des milieux et leur réponse	04
I.3.1. Les propriétés électromagnétiques du milieu	04
I.4. Formalismes et équations de propagation non linéaire	05
I.4.1. Equations de Maxwell	05
I.4.2. Equation de propagation non linéaire	06
I.4.3. Indice de réfraction	07
I.5. Polarisation et susceptibilité non linéaire	09
I.5.1. Origine physique du non linéarité optique (polarisation macroscopique)	0 9
I.5.2. Polarisation microscopique	13
I.5.3. Susceptibilité non linéaire	13
I.5.3.1. Susceptibilité non linéaire du second ordre	14
I.5.3.2. Susceptibilité non linéaire du troisième ordre	15
I.6. Description des effets non linéaires du deuxième ordre	17
I.6.1. Modélisation des effets non linéaires du deuxième ordre	18
I.6.2. Génération de la seconde harmonique (GSH)	19
I.6.3. Accord de phase	21
I.7. Description des effets non linéaires du troisième ordre	23
1.7.1. Origine des effets cubiques	23
1.7.2. Modélisation des effets non linéaires du troisième ordre	24
I.7.3. Génération de la troisième harmonique (GTH)	24
I.7.4. Effet Kerr optique	25
I.8. Conclusion	26

Chapitre II : Théorie des cristaux photoniques

II.1. Introduction	28
II.2. Généralités sur les cristaux photoniques	28
II.2.1. Analogie électron-photon	29
II.2.2. Notion de la bande interdite	30
II.2.3. Structure de bandes du cristal photonique	31
II.2.4. Bande interdite complète	33
II.3. Types de cristaux photoniques	33
II.3.1. Cristal photonique unidimensionnel « Le miroir de Bragg »	33
II.3.2. Cristal photonique tridimensionnel (3D)	36
II.3.3. Cristal photonique bidimensionnel (2D)	37
II.3.3.1. Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin	38

Table des matières

II.3.3.2.Diagramme de bande interdite d'un cristal photonique (2D)	40
II.3.3.3.Facteur de remplissage	41
1.3.4. Exploration de cristaux photonique avec défauts	41
II.3.4.1. Défauts ponctuels dans les cristaux photoniques bidimensionnels	
(2D)	42
II.4. Singularités des cristaux photoniques	43
II.4.1. Vitesse de phase, indice effectif	43
II.4.2. Densité de modes, vitesse de groupe	45
II.5. Etat de l'art sur les effets non linéaires dans les cristaux photonique	46
II.5.1. Optique non linéaire du second ordre dans les cristaux photoniques	47
II.5.2. Optique non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques	49
II.6. Conclusion	49

Chapitre III: Optimisation des cristaux photoniques 2D pour la génération de la seconde harmonique

III.1. Introduction	51
III.2. Méthodes et techniques de calculs	51
III.2.1. La méthode des ondes planes	52
III.2.2. Technique des supercellules	54
III.3. Potentialités des matériaux utilisés pour la génération de la seconde	
harmonique	54
III.3.1. Seuil de dommages optiques élevé	55
III.3.2. Valeurs élevées des éléments du tenseur de susceptibilité	55
III.3.3. Une grande fenêtre de transparence	56
III.4. Optimisation des structures périodiques bidimensionnelles (2D) en	
optique non linéaire pour la génération de la seconde harmonique	56
III.4.1. Optimisation de la structure $(2D)$ à base de l'Arséniure de gallium	
dopé aluminium $(Al_{0.3}Ga_{0.7}As)$ pour la génération de la seconde	_
harmonique	56
III.4.1.1. Arséniure de gallium dopé aluminium ($Al_{0.3}Ga_{0.7}As$)	56
III.4.1.2. Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre	57
III.4.1.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée	59
III.4.2. Optimisation de la structure bidimensionnelle $(2D)$ à base de nitrure	
de gallium (GaN) pour la génération de la seconde harmonique	66
III.4.2.1. Le Nitrure de gallium (GaN)	66
III.4.2.2.Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre	6/
III.4.2.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée	69
III.4.2.3.1. Polarisation (TE/TM)	69
III.4.2.3.2. Polarisation (TM/TM)	/5
III.4.3. Optimisation de la structure bidimensionnelle $(2D)$ à base de niobate	
de lithium (<i>LiNbO</i> ₃) pour la génération de la seconde harmonique	84
III.4.3.1. Le Niobate de Lithium (<i>LiNbO</i> ₃)	84
III.4.3.2. Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre	85

III.4.3.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée	87
III.4.3.3.1. Structure triangulaire optimisée pour le mode de	
polarisation(TM/TM)	87
III.5. Réalisation de l'accord de phase pour la GSH dans une cavité linéaire L_3	92
III.5.1. Détermination de modes de la cavité	93
III.5.2. Réalisation de l'accord de phase dans la cavité L_3	94
III.6. conclusion	96
Conclusion générale	98

Références bibliographiques 100

Liste des figures

Figure I.1.	Évolution de l'indice ordinaire et extraordinaire en fonction de la fréquence, dans un matériau uniaxe négatif			
Figure I.2.	Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons	10		
Figure I.3.	. Parties réelles et imaginaires de la susceptibilité en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance Ω			
Figure I.4.	Schéma de principe de la génération du seconde harmonique (GSH) : (a) le second harmonique est créé progressivement par le fondamental au cours de propagation dans le cristal, (b) interprétation quantique du processus de génération du second harmonique	20		
Figure I.5.	Représentation géométrique de la propagation des ondes fondamentale et de Second harmonique libre et forcée au sein du matériau non-linéaire	21		
Figure I.6.	Influence de la longueur de cohérence sur le niveau de (GSH) en sortie d'un cristal épais			
Figure I.7.	7. Schéma de principe de la génération du troisième harmonique (GTH) : (a) la troisième harmonique est créé progressivement par le fondamental au cours de propagation dans le cristal, (b) interprétation quantique du processus de génération du second harmonique			
Figure II.1.	Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels $(1D)$, bidimensionnel $(2D)$ et tridimensionnel $(3D)$	28		
Figure II.2.	Plume de paon. L'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air	29		
Figure II.3.	e II.3. Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ε_1 et ε_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. Nous considérons une onde plane électromagnétique polarisée suivant l'axe (Oy). A droite, schémas des réflexions sur des mailles successives pour $\lambda = \lambda_B$ (longueur d'onde de Bragg)			
Figure II.4.	II.4. Schéma du diagramme de dispersion d'un empilement périodique de diélectriques en incidence normale : une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin			
Figure II.5.	(a) Représentation schématique de la Yablonovitch, structure $3D$ de périodicité cfc , (b) Image MEB d'un $CP3D$ « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium	36		

Liste des figures

Figure II.6.	(a) Etapes d'un procède de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltre entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en	
	utilisant une gravure humide, (b) Image <i>MEB</i> d'une opale auto-organisee, (c) Image <i>MEB</i> d'une opale inversée	37
Figure II.7.	Structure $2D$: (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale	37
Figure II.8.	Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D	38
Figure II.9.	Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface noire la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. A représente le paramètre de maille	39
Figure II.10.	Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM	40
Figure II.11.	Exemples de défauts dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques. (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre	40
Figure II.12.	Vue au MEB de divers cristaux photoniques avec défauts de type microcavité, (a) microcavité hexagonal H_5 , (b) microcavité linéaire L_3	42
Figure II.13.	Structure de bandes photoniques du <i>CP</i> 1 <i>D</i>	43
Figure II.14.	Indice effectif global d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseur optique $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)$ et $\left(\frac{\lambda_0}{2}\right)$ d'indices n_1 et n_2 respectivement. $\lambda_0 = 1\mu m$ Et $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 0.42857$: (a) Partie réelle (b) Partie imaginaire	44
Figure II.15.	vitesse de groupe d'un cristal photonique $1D$	46
Figure III.1.	Evolution du coefficient non linéaire des composés de type $Al_xGa_{1-x}As$ en fonction de x	57
Figure III.2.	Représentation schématique de la structure triangulaire (2D) d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ utilisée pour la GSH	58
Figure III.3.	Position et largeur de la première et la septième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $I'Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour les modes <i>TE</i> et <i>TM</i> respectivement	60
Figure III.4.	Position de la première et la septième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode <i>TE</i> et <i>TM</i>	60

vi

Liste des figures

Figure III.S.	Diagramme de bandes interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TE et TM pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$	61		
Figure III.6.	Position et largeur de la première et la huitième bande interdite de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour les modes TE et TM respectivement	63		
Figure III.7.	ure III.7. Position de la première et la huitième bande interdite de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode <i>TE</i> et <i>TM</i>			
Figure III.8.	Diagramme de bandes interdites de la structure carrée d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode <i>TE</i> pour $\left(\frac{r}{a} = 0.47\right)$	64		
Figure III.9.	Diagramme de bandes interdites de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TM pour $\left(\frac{r}{a} = 0.47\right)$	64		
Figure III.10.	Dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du GaN	67		
Figure III.11.	Représentation schématique de réseau triangulaire $(2D)$ de trous d'air dans le GaN utilisée pour la GSH , a) polarisation (TE/TM) , b) polarisation (TM/TM)	68		
Figure III.12.	Position et largeur de la quatrième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de <i>GaN</i> en mode <i>TE</i> , (a) $\lambda = 1.55 \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \mu m$	69		
Figure III.13.	Position et largeur de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de GaN en mode TM pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	70		
Figure iii.14.	Position et largeur de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de GaN en mode TM pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$	70		
Figure III.15.	Position et largeur de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en modes TE et TM respectivement pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	71		
Figure III.16.	Position et largeur de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en modes TE et TM respectivement pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	71		
Figure III.17.	Position de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en mode TE et TM , (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	72		
Figure III.18.	Diagramme de la première bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en mode <i>TE</i> pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	73		
Figure III.19.	Diagramme de la sixième bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en mode <i>TM</i> pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$ avec $\lambda = 1.55 \ \mu m$	73		

vii

Figure III.20.	Diagramme de la sixième bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en mode <i>TM</i> pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$ avec $\lambda = 1.064 \mu m$	74		
Figure III.21.	Position de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en mode <i>TM</i> pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	76		
Figure III.22.	Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en modes TM pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$			
Figure III.23.	Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en modes TM pour $\lambda =$ 1.064 μm			
Figure III.24.	Position et largeur de la treizième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en modes <i>TM</i> pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	78		
Figure III.25.	Position de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de GaN en mode TM pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	78		
Figure III.26.	Position de la troisième et la treizième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en mode <i>TM</i> pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	79		
Figure III.27.	Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$	80		
Figure III.28.	Diagramme de la troisième et la treizième bande interdite en mode <i>TM</i> de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de <i>GaN</i> pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$	80		
Figure III.29.	Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$	81		
Figure III.30.	Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$	81		
Figure III.31.	Dispersion de l'indice de réfraction dans LiNbO ₃	85		
Figure III.32.	Représentation schématique de réseau triangulaire $(2D)$ de trous d'air dans le $LiNbO_3$ utilisé pour la GSH, (a) polarisation (TE/TE) , (b) polarisation (TE/TM) , (c) polarisation (TM/TM)	86		
Figure III.33.	Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de $LiNbO_3$ en modes TM pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	88		

viii

Liste des figures

Figure III.34.	Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de $LiNbO_3$ en modes TM pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$	88
Figure III.35.	Position de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de <i>GaN</i> en modes <i>TM</i> pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$	89
Figure III.36.	Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode <i>TM</i> de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour $\left(\frac{r}{a} = 0.43\right)$, avec $\lambda = 1.55 \ \mu m$	90
Figure III.37.	Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$, avec $\lambda = 1.064 \mu m$	90
Figure III.38.	Représentation schématique de la cavité photonique de type linéique L_3	92
Figure III.39.	Structure de bandes de la structure L_3 en mode TE	93
Figure 111.40.	Structure de bandes de la structure L_3 en mode TM	94
Figure III.41.	Les modes propres de la cavité choisie pour la réalisation de l'accord de phase. (a) en bleu mode propre TE , (b) modes propres TM	95
Figure III.42.	Structure de bandes de la cavité L_3 en mode TM autour des fréquences de la seconde harmonique	96

Liste des tableaux

Tableau I.1.	Indice de réfraction de quelques substances	8		
Tableau I.2.	Relations entre les indices de contraction jk et l	15		
Tableau I.3.	Les différents effets non linéaires du deuxième ordre			
Tabieau III.1.	Comparaison des valeurs expérimentales des <i>L1DT</i> pour les différents matériaux utilisés dans ce travail soumis à une même irradiation laser			
Tableau III.2.	Coefficients non linéaire pour la génération de second harmonique des différents matériaux utilisés dans ce travail	55		
Tableau III.3.	Fenêtre de transparence des différents matériaux utilisés dans ce travail	56		
Tableau III.4.	Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la GSH, polarisation (<i>TE/TM</i>), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	62		
Tableau III.5.	Paramètres de la structure carrée optimisée d'un cristal photonique à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la GSH, polarisation (<i>TE/TM</i>), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	65		
Tableau III.6.	Gaps de GaN, AIN et InN	66		
Tableau III.7.	Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du GaN	66		
Tableau III.8.	Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de GaN pour la GSH , polarisation (TE/TM), pour $\lambda = 1.55 \mu m$	75		
Tableau III.9.	Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de GaN pour la GSH , polarisation (TE/TM), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$	75		
Tableau III.10.	Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de GaN pour la GSH, polarisation (TM/TM) , pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	83		
Tableau III.11.	Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de <i>GaN</i> pour la <i>GSH</i> , polarisation (<i>TM/TM</i>), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$	83		
Tableau III.12.	Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du $LiNbO_3$	84		
Tableau III.13.	Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour la GSH, polarisation (TM/TM), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$	91		
Tableau III.14.	Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour la GSH, polarisation (TM/TM), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$	92		

x

Tableau III.15.Paramètres géométriques optimisés de la cavité L_3 à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la réalisation de l'accord de phase, pour $\lambda = 1.55 \mu m$ 96

Introduction générale

Depuis l'effet Kerr 1875, et Pokels 1893, jusqu'aux phénomènes d'optique non linéaire, en passant par la diffusion Raman 1928 et la réalisation du LASER optique 1960 par Maiman [1], La maitrise de la lumière a été constamment une source de progrès pour l'humanité. Pourtant, il a fallu des siècles aux plus grands esprits comme Newton, Fresnel ou Einstein pour bien comprendre la nature réelle, étonnamment complexe, de la lumière. Les physiciens savent aujourd'hui utiliser ses multiples propriétés pour modeler la matière et l'adapter à leurs besoins. Les phénomènes optiques que nous percevons dans notre vie quotidienne, relèvent d'interactions entre la lumière et la matière ; alors, l'optique est le domaine de la physique qui traite cette interaction. 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.

Quand on envoie un faisceau lumineux de forte intensité dans un milieu matériel, le faisceau transmis peut contenir des fréquences additionnelles différentes de la fréquence du faisceau incident. Ce phénomène de conversion de fréquences résulte de l'effet non linéaire optique.

La génération de la seconde harmonique (*GSH*) est un cas particulier des processus de conversion de fréquences. La première démonstration expérimentale de la génération de la seconde harmonique a été réalisée par Franken et ses collaborateurs [2] au début des années 1961, peu de temps après l'invention du laser, à partir d'un cristal à quartz illuminé par un laser à rubis [1], mais l'efficacité de conversion était très faible, de l'ordre de 10^{-8} .

L'optique non linéaire s'est alors rapidement développée avec caractérisation et commercialisation d'autres cristaux non linéaires. Pour avoir une conversion efficace, ces cristaux non linéaires doivent satisfaire les conditions d'accord de phase avec une grand susceptibilité non linéaire d'ordre deux, dans les matériaux massives usuellement utilisés en optique non linéaire comme le niobate de lithium (*LiNbO*₃) qui est naturellement anisotrope et biréfringent, l'accord de phase peut être obtenu avec différentes polarisations et angle de propagation [3]. Cependant, dans le cas des matériaux isotropes, ces matériaux

Introduction général

ont des fortes propriétés non linéaires, mais l'accord de phase ne peut être réalisé et la structuration de la matière à l'échelle de la longueur d'onde sous forme d'un cristal photonique (*CPh*) apparait donc comme une alternative à ces contraintes. Les applications envisagées de ces cristaux aux fréquences optiques ont malgré les difficultés de fabrication, de modélisation et de caractérisation, largement dépassé l'idée initiale du contrôle de l'émission spontanée [4] et les recherches sont menées sur l'optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire. C'est justement dans ce contexte que s'inscrit l'objectif principal de ce travail de mémoire à travers lequel nous optons à l'optimisation des paramètres optiques et géométriques de cristaux photonique bidimensionnels pour des applications en optique non linéaire.

Ce manuscrit est organisé en trois chapitres :

Le premier chapitre expose la théorie d'un point de vu général, de l'optique non linéaire. En effet, les principes de base ainsi que le formalisme de l'optique non linéaire basés sur les équations de Maxwell sont explicités. Nous rappelons par ailleurs les conditions nécessaires pour l'obtention des effets non linéaires.

Nous passons en revue dans le second chapitre les concepts de base des cristaux photoniques et les différentes lois les régissant. Un intérêt particulier a été consacré aux cristaux photoniques bidimensionnels qui feront par la suite la structure de base de notre présente étude.

Le troisième chapitre s'intéresse à l'étude et à la modélisation des effets non linéaire dans les cristaux photonique par l'intermédiaire de l'optimisation des paramètres optiques et géométrique permettant la génération de seconde harmonique. Ceci nécessitera le passage par le calcul des bandes interdites photoniques par la méthode des ondes planes et la détermination de la condition d'accord de phase dans une cavité linéaire de type L_3 , par l'utilisation de la technique de supercellules.

Nous terminerons ce travail par une conclusion générale et des perspectives ouvertes par le présent travail.

Chapitre l Théorie de l'optique non linéaire

I.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter brièvement les principes de base de l'optique non linéaire.

Ce chapitre est organisé de la façon suivante: nous commencerons par un bref historique sur l'optique non linéaire. Nous rappellerons par la suite, les principes de base et le formalisme de l'optique non linéaire en utilisant comme point de départ les équations de Maxwell. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux processus non linéaires du second ordre et aux propriétés de la susceptibilité non linéaire d'ordre deux, puis aux processus non linéaires du troisième ordre et aux particularités de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois.

I.2. Historique

En inventant le laser en 1960, la découverte de Maiman [1] ouvre des perspectives allant à l'encontre des principes alors admis en optique. Avant cette date, les intensités lumineuses couramment employées ne permettent pas la modification des propriétés optiques du milieu qu'elles traversent. L'indice de réfraction ou les coefficients d'absorption sont considérés comme indépendants des intensités lumineuses incidentes. Seule la réponse linéaire du milieu est envisagée. Par conséquent, l'interaction de la lumière avec elle-même n'est pas encore imaginable.

En 1961, Franken et al [2] réalisent les premiers essais de génération du second harmonique (dont nous décrirons le principe plus loin) dans le quartz. L'expérience montre la création d'un faisceau lumineux à la fréquence double de celle du faisceau incident. Apparait alors l'optique non linéaire :

"L'optique non linéaire est l'ensemble des phénomènes qui résultent de la non linéarité de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique du domaine optique"

(Daniel Ricard, "Optique non linéaire", Encyclopédi Universalis)

Le laser permet dès lors l'accès à de nouvelles longueurs d'ondes par interaction de la lumière avec un milieu matériel. En modifiant les propriétés optiques des matériaux, l'usage de telles intensités lumineuses crée de nouvelles sources laser qui n'existerait pas autrement.

Un an plus tard, la théorie expliquait déjà la plupart des effets non linéaires. Puis, en 1981, Nicolas Bloembergen [5] reçoit le prix Nobel pour ces travaux sur l'optique non linéaire.

Dorénavant, les fondements du fonctionnement des lasers (génération du second harmonique, amplification paramétrique, diffusion Raman) pour l'émission de l'infrarouge à l'ultraviolet du vide sont posés.

I.3. Théorie des milieux et leur réponse

Les phénomènes optiques non linéaires sont "non linéaires" dans le sens où ils se produisent lorsque la réponse d'un système matériel à un champ optique appliqué dépend de façon non linéaire de la force du champ optique. Contrairement au domaine de l'optique linéaire, où l'intensité lumineuse transmise est proportionnelle à l'intensité lumineuse incidente comme pour le cas des interactions classiques : la diffusion élastique, la réfraction et la réflexion [6].

I.3.1. Les propriétés électromagnétiques du milieu

Les ondes lumineuses sont des ondes électromagnétiques. Dans le vide, une telle onde est classiquement représentée par un couple de champs de vecteurs : le champ électrique \vec{E} (exprimé en $V.m^{-1}$) et le champ magnétique \vec{H} (exprimé en $A.m^{-1}$). Ces deux champs ne sont pas indépendants, leur relation faisant notamment intervenir les caractéristiques du milieu de propagation. La direction définie par le champ électrique s'appelle la direction de polarisation de l'onde électromagnétique. Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu matériel homogène, les champs lumineux ont pour effets possibles d'induire dans la matière une polarisation \vec{P} , une aimantation \vec{M} et une densité de courant \vec{J} [7, 8, 9]. Dans ce travail, les matériaux sont considérés non magnétiques.

Une onde électromagnétique et un milieu interagissent par l'intermédiaire de trois paramètres: la conductivité σ , la permittivité électrique ε et la perméabilité magnétique μ . Ces trois paramètres apparaissent clairement dans les équations de Maxwell et peuvent [6]:

- Prendre la forme de tenseur afin de modéliser l'anisotropie du milieu,
- disposé d'une partie complexe afin de participer à l'atténuation globale de l'onde électromagnétique,
- dépendre de la fréquence (caractère dispersif du milieu).

I.4. Formalismes et équations de propagation non linéaire

Afin d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu matériel, on doit prendre en compte les interactions entre le champ électromagnétique et le milieu. L'approche classique que nous considérons s'appuie sur les équations de Maxwell en présence du milieu matériel. Maxwell regroupa toutes ces idées sur les ondes électromagnétiques, leur description et leurs interactions dans ses quatre célèbres équations [6, 10].

I.4.1. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell [7], sont l'œuvre du physicien écossais James Clerk Maxwell. Celles-ci décrivent les propagations des champs électromagnétiques dans un milieu quelconque [11]. Les phénomènes d'optique non linéaire peuvent être décrits par l'intermédiaire des équations de maxwell constitutives dont voici l'expression dans un milieu dépourvu de charges (absence de charges électriques et de courant électrique) [10,12].

$$\vec{\nabla}.\vec{D}(\vec{r},t) = 0 \tag{I.1.a}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r},t) = 0$$
 (I.1.b)

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t}$$
 (I.1.c)

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) = -\frac{\partial \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t}$$
 (I.1.d)

 $\vec{E}(\vec{r},t)$ Est le champ électrique, $\vec{D}(\vec{r},t)$ le déplacement (ou induction) électrique, $\vec{B}(\vec{r},t)$ le champ (ou induction) magnétique, $\vec{H}(\vec{r},t)$ l'excitation (ou champ) magnétique. Dans un milieu diélectrique, la réponse du milieu aux excitations $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ est donné par :

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}(\vec{r},t)$$
(I.2)

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r},t)$$
 (1.3)

Où μ_0 est la perméabilité du vide, ε_0 est la permittivité du vide et $\vec{P}(\vec{r}, t)$ est la polarisation électrique.

- Le champ électrique E(Volt/m)

- Le champ magnétique H (Ampér/m)

- La densité de flux électrique D (Coulomb/ m^2)
- La densité de flux magnétique B (Webber/ m^2)

I.4.2. Equation de propagation non linéaire

La méthode classique d'étude de l'optique non linéaire introduit la polarisation \vec{P} dans l'équation de propagation dérivant des équations de Maxwell dans un milieu dépourvu de charges.

A partir de la relation du double rotationnel et de (l.1.c) et (l.1.d), on extrait la relation :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t)\right) = \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla}.\vec{E}(\vec{r},t)\right) - \vec{\nabla}.\vec{\nabla}.\vec{E}(\vec{r},t) = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t^2}$$
(1.4)

Les phénomènes optiques sont dits « non linéaires » quand la réponse du système matériel (le milieu) à le champ optique appliquée dépond de façon non linéaire de l'intensité de ce champ. Plus précisément, si la polarisation \vec{P} du système matériel soumis au champ électrique \vec{E} du rayonnement lumineux, cette polarisation peut être développée en puissances croissantes du champ:

$$\vec{p}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r},t) + \chi^{(2)} \left(\vec{E}(\vec{r},t) \right)^2 + \chi^{(3)} \left(\vec{E}(\vec{r},t) \right)^3 + \dots + \chi^{(n)} \left(\vec{E}(\vec{r},t) \right)^n \right]$$
$$= \vec{P}_L(\vec{r},t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r},t)$$
(I.5)

Où $\vec{P}_L(\vec{r},t)$ est la polarisation linéaire classique de susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$, et où $\vec{P}_{NL}(\vec{r},t)$ est la polarisation non linéaire qui fait intervenir les susceptibilités non linéaires optiques $\chi^{(n)}$ d'ordre n.

Dans l'hypothèse courante ou $\vec{p}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r},t)$, on introduit la constante diélectrique du milieu ε et on écrit le vecteur déplacement électrique \vec{D} sous la forme :

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon \vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r},t)$$
(1.6)

Dans la mesure où les phénomènes non linéaires sont faibles, donc pour $|\vec{P}_{NL}| \ll |\vec{P}_L|$, on peut faire ce qu'on appelle l'approximation transversale dans l'équation (l.1.a) :

$$\vec{\nabla}.\vec{D}(\vec{r},t) = 0 \implies \vec{\nabla}.\vec{E}(\vec{r},t) \approx 0 \tag{1.7}$$

Le remplacement des équations (I.6) et (I.7) dans l'équation (I.4) conduit à une équation de propagation de l'onde dans un milieu diélectrique d'indice de de réfraction n:

$$-\Delta \vec{E}(\vec{r},t) + \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(\vec{r},t)}{\partial t^2}$$
(1.8)

Avec: $\varepsilon \mu_0 = \frac{n^2}{c^2}$

C'est une équation d'onde inhomogène dans laquelle la polarisation non linéaire \vec{P}_{NL} produit une accélération des électrons qui induit, ou cours de la propagation dans le milieu non linéaire, l'émission d'une onde électromagnétique de champ \vec{E} dont la fréquence est celle de \vec{P}_{NL} [13].

I.4.3. Indice de réfraction

L'indice de réfraction d'un milieu est définit, comme le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de la lumière dans ce milieu. C'est un nombre qui caractérise le pouvoir qu'a cette matière, à ralentir et à dévier la lumière. L'indice de réfraction n'a pas d'unité car c'est le rapport de deux vitesses et dépend de la longueur d'onde, de la température, de la pression, de la composition du milieu. Plus la lumière est ralentie, plus la matière possède un indice de réfraction élevé.

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs d'indice de réfractions pour différents milieux.

Milieu	Indice	Milieu	Indice
Δir	1.00	Benzène	1.501
Fait	1.33	Verre	1.50
Ruhis	1.78	Polystyrène	1.20
Diamant	2.46	Alcool pur	1.32
Sanhir	1.77	Glycérine	1.47
Ouartz	1.55	Acétone	1.36

Tableau I.1. Indice de réfraction de quelques substances [6].

La biréfringence est la propriété physique d'un matériau dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope. Dans un milieu biréfringent, l'indice de réfraction n'est pas unique, il dépend de la direction de polarisation de l'onde lumineuse. Un effet spectaculaire de la biréfringence est la double réfraction par laquelle un rayon lumineux pénétrant dans le cristal est divisé en deux. Par exemple Un matériau uniaxe est caractérisé par un axe optique et deux indices de réfraction (Figure l.1) : l'indice ordinaire n_0 correspondant à une propagation suivant l'axe optique (oz) et l'indice extraordinaire n_e pour une onde polarisée suivant (oz).



Figure I.1. Évolution de l'indice ordinaire et extraordinaire en fonction de la fréquence, dans un matériau uniaxe négatif [12].

L'indice de réfraction est un nombre complexe : sa partie réelle correspond à l'indice de réfraction usuel, et gouverne la propagation de la lumière dans les milieux transparents. La partie imaginaire n'est à prendre en compte que dans les milieux absorbants, elle correspond au coefficient d'absorption du matériau.

1.5. Polarisation et susceptibilité non linéaire

Le champ électrique macroscopique dans lequel est plongé le matériau est souvent différent du champ électrique local qui agit réellement sur les constituants microscopiques et donc crée la polarisation. Il est donc important de différencier la polarisation macroscopique de celle microscopique, ou autrement dit, distinguer la susceptibilité (grandeur macroscopique) de la polarisabilité (grandeur microscopique) [6].

1.5.1. Origine physique de non linéarité optique (polarisation macroscopique)

On parle d'optique non-linéaire dans le cas de phénomènes optiques pour lesquels la relation entre la polarisation volumique P ou le déplacement D et le champ électrique E n'est plus linéaire. Ceci se produit lorsque le champ électrique de l'onde électromagnétique est proche du champ électrique dans les atomes ($pprox 10^{11}V.m^{-1}$) [14]. Afin de décrire simplement et de comprendre les interactions de la lumière avec la matière, les matériaux auxquels on s'intéresse en optique sont souvent modélisés en les considérant comme un ensemble de particules chargées (noyaux et électrons, ions éventuellement). Il est possible de comprendre la nature de la polarisation non-linéaire dans un contexte classique, même si les effets optiques non-linéaires relèvent essentiellement de l'électronique quantique. Lorsqu'un champ électrique est appliqué à la matière, les charges se déplacent dans la direction du champ, les charges positives dans un sens, les charges négatives dans l'autre sens. Dans les matériaux conducteurs, les électrons peuvent se déplacer librement aussi longtemps que le champ électrique est présent donnant naissance à un courant électrique. Dans les matériaux diélectriques, les charges sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens possèdent une certaine "élasticité". En présence d'un champ électrique, ces charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition dans la matière de moments dipolaires électriques induits, ou autrement dit, par l'apparition d'une polarisation. Le mouvement d'un électron soumis au champ électrique oscille autour de l'atome : ce système (électron - atome) est un dipôle oscillant. Cette séparation de charges est caractérisée par un moment dipolaire [15, 16, 17] :

$$d = e.x \tag{1.9}$$

Où e est la charge de l'électron et x le déplacement de ce dernier.

La polarisation électrique est définie comme la moyenne des moments dipolaires par unité de volume :

$$P = e. N. \langle x \rangle \tag{I.10}$$

Où N est le nombre de dipôles par unité de volume.



Figure I.2. Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons.

Sous l'action du champ électrique provenant d'une onde lumineuse de fréquence ω , les charges du diélectrique vont alors se comporter comme des dipôles oscillant à la fréquence ω du champ excitateur. L'effet du champ magnétique sur les particules chargées est quant à lui beaucoup plus faible et peut être négligé. De plus, étant donné que la masse des électrons est beaucoup plus faible que celle des ions, on peut considérer comme significatif seulement le déplacement des électrons. On peut alors décrire ce système à l'aide d'un modèle mécanique simple où l'électron de masse m_0 et de charge -e est lié à l'ion par un ressort. Cette situation est représentée sur la (Figure 1.3). L'évolution de l'écart à l'équilibre x de l'électron en réponse à un champ électrique E(t) obéit alors à l'équation suivante [15, 18]:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x + \left(\xi^{(2)} x^2 + \xi^{(3)} x^3 + \dots + \xi^{(n)} x^n\right) = \frac{-e}{m_0} E(t)$$
(I.11)

Où ω_0 est la fréquence de résonance de l'électron, Γ son taux d'amortissement (constante d'atténuation).

Chapitre I

Négligeons dans un premier temps les termes anharmoniques $(\xi^{(2)}x^2 + \xi^{(3)}x^3 + \dots + \xi^{(n)}x^n)$ et considérons la réponse harmonique du système à un champ électrique de la forme:

$$E(t) = E_0 e^{-j\omega t} + cc \tag{I.12}$$

Où *cc* désigne le complexe conjugué. En injectant (l.12) dans (l.11), on trouve sans difficulté la solution:

$$x(t) = -\frac{e \cdot E_0 \cdot e^{-j\omega t}}{2m_0((\omega_0^2 - \omega^2) - 2j(\Gamma \cdot \omega))} + cc$$
(1.13)

Soit si $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$, par approximation on peut écrire le déplacement x sous la forme :

$$x(t) = \frac{e \cdot E_0 \cdot e^{-j\omega t}}{2m_0 \cdot \omega_0 \left(\Delta + j \left(\frac{\Gamma}{2}\right)\right)} + cc \qquad (1.14)$$

Où $\Delta = \omega - \omega_0$ est le désaccord à la résonance.

En considérant, pour simplifier, que tous les dipôles électriques sont orientés de la même façon, la polarisation induite dans le milieu est:

$$P = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 e^{-j\omega t} + cc$$
 (1.15)

On peut faire une égalité entre (l.14) et (l.10) pour trouver La susceptibilité $\chi^{(1)}$, donnée par la relation :

$$\chi^{(1)} = \chi'^{(1)} + j\chi''^{(1)} \tag{I.16}$$

Avec :

$$\chi^{\prime(1)} = \mathcal{R}e(\chi^{(1)}) = -\frac{N.e^2}{2\varepsilon_0.m_0.\omega_0} \frac{\Delta}{\left(\Delta^2 + \left(\frac{\Gamma^2}{4}\right)\right)}$$
(1.17)

Et :

$$\chi^{\prime\prime(1)} = Im(\chi^{(1)}) = \frac{N.e^2}{2\varepsilon_0 \cdot m_0 \cdot \omega_0} \frac{\Delta}{\left(\Delta^2 + \left(\frac{\Gamma^2}{4}\right)\right)}$$
(I.18)

11

Les dipôles électriques oscillant à la même fréquence ω rayonnent dans le milieu et modifient ainsi la propagation de l'onde lumineuse. La constante diélectrique du milieu vaut $(1 + \chi^{(1)})$, et l'indice de réfraction :

$$n = \mathcal{R}e(1 + \chi^{(1)})$$
 (I.19)

La partie imaginaire de la susceptibilité, quant à elle, décrit les pertes dans le milieu. Les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité sont tracées sur la (Figure I.4) En fonction de la fréquence de l'onde lumineuse ω .





Figure I.3. Parties réelles et imaginaires de la susceptibilité en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance Ω [15].

Ceci décrit les propriétés linéaires usuelles d'un milieu diélectrique. En physique, la dépendance linéaire d'une quantité en fonction d'une autre est presque toujours une approximation qui reste valable dans un domaine limité de l'espace des paramètres. Dans le cas présent, le déplacement des électrons peut être considéré linéaire avec le champ électrique lorsque ces déplacements sont petits. Lorsqu'ils deviennent plus grands, la force de rappel devient non linéaire en fonction de x de manière à contenir le mouvement des électrons au voisinage de l'ion. Ceci est pris en compte dans le modèle du ressort mécanique par l'intermédiaire des termes anharmoniques $(\xi^{(2)}x^2 + \xi^{(3)}x^3 + \dots + \xi^{(n)}x^n)$ dans l'équation (l.11). Lorsque ces termes sont pris en compte, il n'existe plus de solution générale à cette équation. Cependant, dans la limite où ces termes sont suffisamment petits devant la composante harmonique, il est possible de trouver une solution par perturbation en effectuant un développement de x(t) en puissances de l'amplitude du champ électrique.

On obtient alors pour la polarisation du milieu tel que décrit dans l'équation (I.5) [12, 19, 20, 21].

Dans cette expression, $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment et les quantités ($\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ..., $\chi^{(n)}$) sont appelées susceptibilités non linéaires du milieu. Ces susceptibilités non linéaires sont à l'origine de nombreux phénomènes. Nous allons décrire dans la suite comment une onde se propage dans des milieux possédant de telles propriétés.

1.5.2. Polarisation microscopique

D'un point de vue microscopique, le nuage électronique de chaque atome ou entité moléculaire peut se déformer sous l'effet du champ électrique extérieur créant ainsi un m moment dipolaire induit. En raison de la polarisation du milieu, le moment dipolaire de l'entité polarisable dépend alors d'un champ électrique local \vec{E}_{loc} plutôt que du champ électrique associé à l'onde électromagnétique. On peut donc relier l'amplitude de l'onde au dipôle créé via la notion de polarisabilité, qui est une caractéristique propre à chaque atome. La polarisation microscopique peut s'écrire en fonction du champ électrique local \vec{E}_{loc} suivant la relation ci-dessous:

$$\vec{P} = N \left(\alpha \vec{E}_{loc} + \beta \vec{E}_{loc}^2 + \gamma \vec{E}_{loc}^3 + \cdots \right)$$
(1.20)

Les termes β et γ sont les tenseurs de polarisabilité non linéaires respectivement d'ordre deux et trois, également appelés tenseurs d'hyper polarisabilité non linéaire.

L'hyper polarisabilité du premier ordre β , caractérise la réponse non linéaire d'une unité élémentaire (liaison chimique, molécule) du matériau. Faible pour les liaisons métal-oxyde des cristaux inorganiques, et elle est beaucoup plus importante pour des molécules organiques conjuguées dérivées du benzène [6, 22, 23].

1.5.3. Susceptibilité non linéaire

Les susceptibilités jouent un rôle clef en optique non linéaire. Elles caractérisent entièrement la dépendance de la polarisation d'un milieu par rapport au champ électrique auquel il est soumis. Les phénomènes non linéaires sont susceptibles ou non de se produire en fonction de ces tenseurs. Les tenseurs des susceptibilités sont complexes, mais en travaillant hors de la résonance du milieu. Seule leur partie réelle décrit les processeurs de mélange d'ondes (effets non linéaire du deuxième ordre). Les susceptibilités non linéaires complexes ne sont employées que pour tenir compte des effets d'absorptions ou de dispersion non linéaires d'un milieu (quelques effets non linéaire du troisième ordre) [24].

En régime de forte intensité de champ électrique, les termes en \vec{E}^2 et en \vec{E}^3 peuvent devenir importants. Les matériaux non linéaires sont alors caractérisés par les paramètres $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ qui sont les susceptibilités non linéaires des deuxième et troisième ordres respectivement. Il est à noter que $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$ et que, par conséquent, la puissance des champs rayonnés aux ordres multiples sera beaucoup plus faible que celle du champ incident : elle est négligeable pour les ordres supérieurs à trois [25].

1.5.3.1. Susceptibilité non linéaire du second ordre

La susceptibilité diélectrique non linéaire du deuxième ordre $\chi^{(2)}$, est en réalité un tenseur de rang trois constitué de vingt septes composantes χ_{ijk} suivant les axes (x, y, z) d'un repère optique cartésien. Les composantes du tenseur présentent une invariance lors de la permutation des indices j et k. En effet, la commutativité des produits $(E_j(\omega), E_k(\omega) = E_k(\omega), E_j(\omega))$ permet de réduire le nombre de composantes indépendantes à un nombre égal à 18 et d'écrire la polarisation sous la forme :

$$\begin{bmatrix} P_{x} \\ P_{y} \\ P_{z} \end{bmatrix} = \varepsilon_{0} \begin{bmatrix} \chi_{111} & \chi_{122} & \chi_{133} & \chi_{123} & \chi_{113} & \chi_{112} \\ \chi_{211} & \chi_{222} & \chi_{233} & \chi_{223} & \chi_{213} & \chi_{212} \\ \chi_{311} & \chi_{322} & \chi_{333} & \chi_{323} & \chi_{313} & \chi_{312} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2}(\omega) \\ E_{y}^{2}(\omega) \\ E_{z}(\omega) \\ 2E_{y}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{y}(\omega) \end{bmatrix}$$
(I.21)

Dans le domaine de pulsation situé hors résonance d'absorption, Kleinman a démontré que le tenseur $\chi^{(2)}$ est symétrique par rapport aux permutations des trois indices *ijk* [11]. Ce qui donne :

$$\chi_{ijk} = \chi_{ikj} = \chi_{jik} = \chi_{jki} = \chi_{kij} = \chi_{kji}$$
(1.22)

Alors, la polarisation non linéaire du deuxième ordre peut être simplifiée sous la forme:

Théorie de l'optique non linéaire

$$\begin{bmatrix} P_{x} \\ P_{y} \\ P_{z} \end{bmatrix} = \varepsilon_{0} \begin{bmatrix} \chi_{111} & \chi_{122} & \chi_{133} & \chi_{123} & \chi_{113} & \chi_{112} \\ \chi_{112} & \chi_{222} & \chi_{233} & \chi_{223} & \chi_{123} & \chi_{122} \\ \chi_{113} & \chi_{223} & \chi_{333} & \chi_{233} & \chi_{133} & \chi_{123} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2}(\omega) \\ E_{y}^{2}(\omega) \\ E_{z}^{2}(\omega) \\ 2E_{y}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{y}(\omega) \end{bmatrix}$$
(1.23)

D'autres, souhaitent exprimer la polarisation en fonction du le tenseur d_{il} , aussi appelé tenseur de susceptibilité non-linéaire est souvent introduit à la place du tenseur χ_{ijk} . Les deux tenseurs sont reliés par la relation qui suit :

$$d_{il} = \frac{\varepsilon_0}{2} \chi_{ijk} \tag{1.24}$$

Où jk et l sont reliés comme indiqué dans le tableau suivant [9]:

jk	11	22	33	23=32	13=31	12=21
l	1	2	3	4	5	6

Tableau I.2. Relations entre les indices de contraction jk etl.

En utilisant cette nouvelle expression de la formule (1.24) et en tenant compte de la relation entre les indices, nous pouvons réécrire la polarisation non linéaire d'ordre deux sous une nouvelle forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} P_{x} \\ P_{y} \\ P_{z} \end{bmatrix} = 2 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2}(\omega) \\ E_{y}^{2}(\omega) \\ E_{z}^{2}(\omega) \\ 2E_{y}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{z}(\omega) \\ 2E_{x}(\omega)E_{y}(\omega) \end{bmatrix}$$
(1.25)

1.5.3.2. Susceptibilité non linéaire du troisième ordre

Le tenseur de la susceptibilité électrique du troisième ordre est une grandeur qui décrit les effets optiques du troisième ordre au niveau macroscopique. Comme nous l'avons déjà précisé auparavant, est un tenseur de rang 4. Il a donc, au total, 81 composantes.

 $\chi^{(3)}_{ijkl}$ C'est le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre trois et *i*, *j*, *k* et *l* représentent les axes cristallographiques du milieu. En fonction de la structure cristallographique du matériau, l'expression du tenseur $\chi^{(3)}_{ijkl}$ se simplifie pour ne laisser qu'un nombre limité de valeurs non nulles et indépendantes. L'ensemble de ces simplifications est présenté pour chaque classe cristallographique dans la plupart des ouvrages qui traitent des processus non linéaires d'ordre trois dans le détail. Déterminer la susceptibilité non linéaire d'un milieu revient à déterminer toutes les composantes du tenseur. Dans le cadre de ce travaille, l'étude se limitera à des milieux supposés isotropes (toutes les directions sont équivalentes) et à des processus non résonnants (symétrie de Kleinman) [10,12].

Dans le cas de milieux isotropes, le tenseur $\chi^{(3)}_{ijkl}$ possède les caractéristiques suivantes de symétrie :

$$\chi^{(3)}_{xxxx} = \chi^{(3)}_{yyyy} = \chi^{(3)}_{zzzz} = \chi^{(3)}_{xxyy} + \chi^{(3)}_{xyxy} + \chi^{(3)}_{xyyx}$$

$$\chi^{(3)}_{yyzz} = \chi^{(3)}_{zzyy} = \chi^{(3)}_{zzxx} = \chi^{(3)}_{xxzz} = \chi^{(3)}_{xxyy} = \chi^{(3)}_{yyxx}$$

$$\chi^{(3)}_{yzyz} = \chi^{(3)}_{zyyz} = \chi^{(3)}_{zxzx} = \chi^{(3)}_{xzxz} = \chi^{(3)}_{xyyy} = \chi^{(3)}_{yyxy}$$

$$\chi^{(3)}_{yzzy} = \chi^{(3)}_{zyyz} = \chi^{(3)}_{zxxz} = \chi^{(3)}_{xzzx} = \chi^{(3)}_{xyyx} = \chi^{(3)}_{yyyx}$$
(1.26)

Dans le cas de milieux isotropes, le tenseur de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre ne possède donc que trois composantes indépendantes : $\chi^{(3)}_{xxyy}$, $\chi^{(3)}_{xyxy}$ et $\chi^{(3)}_{xyyx}$ Généralement, les composantes du tenseur de la susceptibilité électrique non linéaire du troisième ordre sont complexes [12]:

$$\chi^{(3)} = \chi'^{(3)} + j\chi''^{(3)} \tag{1.27}$$

Où :

 χ'⁽³⁾ désigne la partie réelle du tenseur de la susceptibilité électrique non linéaire du troisième ordre responsable des variations non linéaires de l'indice de réfraction, ce qui conduit à la relation suivante : Chapitre I

Théorie de l'optique non linéaire

$$\chi'^{(3)} = \left(\frac{4n_0^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c}{3}\right) n \tag{1.28}$$

Où n_0 désigne l'indice de réfraction linéaire du milieu, et n l'indice de réfraction non linéaire du milieu.

 χ^{''(3)} désigne la partie imaginaire du tenseur de la susceptibilité électrique non linéaire du troisième ordre liée aux phénomènes d'absorption non linéaire de la lumière et aux diffusions stimulées, ce qui conduit à la relation suivante :

$$\chi^{\prime\prime(3)} = \left(\frac{n_0^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c \lambda}{3\pi}\right) \beta \tag{1.29}$$

Où β désigne le coefficient d'absorption non linéaire du milieu.

I.6. Description des effets non linéaires du deuxième ordre

L'optique non linéaire est basée sur des processus mettant en jeu dans la matière des phénomènes apparaissant lorsqu'on la sonde à l'aide de sources lumineuses intenses. Avec de telles intensités, la matière peut générer des processus non linéaires, trouvant leur origine dans de nouvelles sources de polarisation électrique. Ces sources de polarisation non linéaires sont à la base des processus tels que la génération du second harmonique (SHG), la génération de fréquence-somme ou différence (SFG ou DFG), qui sont tous des phénomènes du second ordre, c'est-à-dire qu'ils proviennent d'une source de polarisation non linéaire du second ordre du matériau ainsi éclairé. Notre étude sera limitée dans ce travaille au phénomène de doublage de fréquence. Bien que ce dernier, comme tous les phénomènes non linéaires, soit susceptible de se produire dans n'importe quel matériau, son efficacité dépend fortement des propriétés de symétrie de ce matériau.

Il existe d'autres processus optiques non linéaires du deuxième ordre. Citons :

- Somme de fréquence ;
- Différence de fréquence ;
- Génération de second harmonique (doublage de fréquence) ;
- Amplification paramétrique ;

Effet électro-optique (Pockels).

1.6.1. Modélisation des effets non linéaires du deuxième ordre

Tous les processus du deuxième ordre vus précédemment, peuvent être modélisés à partir de la relation de polarisation non linéaire d'ordre deux, et le champ électrique excitateur, donnée par :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \left(\vec{E}(\vec{r},t)\right)^2 = 2d \left(\vec{E}(\vec{r},t)\right)^2$$
(1.30)

Si l'on considère un champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t)$ composé de deux ondes planes monochromatiques, $\vec{E}_1(\vec{r},t)$ et $\vec{E}_2(\vec{r},t)$ de pulsations ω_1 et ω_2 respectivement de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_1(\vec{r},t) + \vec{E}_2(\vec{r},t) = \mathcal{R}e\{\xi^{\omega_1}(\vec{r})e^{-j\omega_1 t}\} + \mathcal{R}e\{\xi^{\omega_2}(\vec{r})e^{-j\omega_2 t}\}$$
(1.31)

En remplaçant le champ électrique par son expression de l'équation (I.31) dans l'équation (I.30), puis en développant et en simplifiant, nous aboutissons l'expression suivante :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r},t) = \mathcal{R}e\{\vec{P}_{NL}^{2\omega_1}(\vec{r})e^{-j2\omega_1t} + \vec{P}_{NL}^{2\omega_2}(\vec{r})e^{-j2\omega_2t} + \vec{P}_{NL}^{\omega^+}(\vec{r})e^{-j(\omega_1+\omega_2)t} + \vec{P}_{NL}^{\omega^-}(\vec{r})e^{-j(\omega_1-\omega_2)t}\} + \vec{P}_{NL}^{0}(\vec{r})$$
(1.32)

Des termes apparaissent pour des fréquences différentes de celle d'origine. Les deux premiers correspondent à la génération du second harmonique des champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 , aux fréquences $2\omega_1$ et $2\omega_2$ respectivement. Le troisième terme correspond au processus de somme de fréquences $\omega_1 + \omega_2$. Le quatrième correspond au processus de différence de fréquences $\omega_1 - \omega_2$.

Enfin, le dernier terme correspond à une onde de fréquence nulle, il s'agit de la rectification optique qui génère un champ statique [13, 26]. Le tableau 1.3 représente Les différents effets non linéaires du deuxième ordre. Dans ce manuscrit nous limiterons notre étude aux effets du second ordre décrits par la génération de la seconde harmonique.

Théorie de l'optique non linéaire

Chapitre I

Effet non linéaire	γ	Fréquences mises	Fréquences créées
	λ		
		en jeu	
Génération de la	χ²	ω, ω	2ω
second			
harmonique			
Somme de	χ^2	ω ₁ , ω ₂	$\omega_1 + \omega_2$
fréquences			
Différences de	χ^2	$\omega_1, -\omega_2$	$\omega_1 - \omega_2$
fréquences			
Rectification	χ^2	$\omega, -\omega$	0
optique			

Tableau I.3. Les différents effets non linéaires du deuxième ordre [26].

I.6.2. Génération de la seconde harmonique (GSH)

La GSH était parmi une des premières expériences non-linéaires observées en 1961 par Franken et al. En illuminant un cristal quartz avec un laser de rubis, émettant une longueur d'onde de 694.2nm, une longueur d'onde de 347.1nm a pu être observée à la sortie du cristal [2]. Ceci implique la possibilité de générer des nouvelles longueurs d'ondes qui n'étaient pas accessibles antérieurement. Une multitude d'études dans le domaine ont suivi cette découverte grâce aux Une multitude d'études dans le domaine ont suivi cette grâce aux nombreux avantages pratiques tels que la microscopie optique à haute résolution et génération de sources lasers [27].

La (GSH) est le résultat de l'interaction non-linéaire du deuxième ordre entre un faisceau lumineux et son milieu de propagation. Ce phénomène n'existe que dans les matériaux non Centro- symétriques (où $\chi^{(2)}$ existe), Il consiste à générer une onde de pulsation double 2ω à partir d'un rayonnement incident à la pulsation ω . Son principe est schématisé sur la (Figure 1.5).



Figure I.4. Schéma de principe de la génération du seconde harmonique (*GSH*) : (a) le second harmonique est créé progressivement par le fondamental au cours de propagation dans le cristal, (b) interprétation quantique du processus de génération du second harmonique.

Lorsque deux ondes de fréquences ω_1 et ω_2 traversent un milieu non linéaire d'ordre deux, il peut se former une onde de fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ à la sortie de ce milieu. Si $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$ l'onde émise a une fréquence de 2ω et est dite second harmonique.

Pour l'interprétation quantique du processus de génération du second harmonique, deux photons $\hbar\omega$ sont annihilés pour créer un photon $2\hbar\omega$. Les niveaux virtuels d'énergie $\hbar\omega$ et $2\hbar\omega$ ne sont pas des états du cristal, qui est transparent à ces énergies, c'est un phénomène non résonnant [13].

Considérons une onde plane monochromatique se propageant selon z dans un milieu linéaire d'indice n_0 et de vecteur d'onde k_0 . Lorsqu'elle pénètre dans un matériau non-linéaire d'indice n, cette onde, de vecteur d'onde k_1 , va créer localement une polarisation macroscopique présentant, entre autre, une composante oscillant à la pulsation 2ω . Cette "onde de polarisation", ou onde forcée, de pulsation 2ω , possède un vecteur d'onde :

$$k_p = 2k_1 = \frac{2\omega}{c}n_p \tag{I.33}$$

Où $n_p = n(\omega)$, (Figure I.6) [3, 28], Elle se propage donc de manière colinéaire et à la même vitesse que l'onde à la fréquence fondamentale ω :

$$P_{NL}^{2\omega} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(2)} E^2(\omega) \right) e^{jk_p z} \tag{I.34}$$

20



Figure 1.5. Représentation géométrique de la propagation des ondes fondamentale et de Second harmonique libre et forcée au sein du matériau non-linéaire.

I.6.3. Accord de phase

S'il est délicat de parler de propagation pour une onde forcée, la résolution des équations de Maxwell montre l'existence d'une onde libre de polarisation se propageant à la fréquence 2ω avec un vecteur d'onde k_2 . Ces deux ondes libre et forcée vont donc interférer tout au long de leur propagation au sein du matériau. Le transfert d'énergie $\omega \rightarrow$ 2ω sera optimal lorsque ces deux ondes oscilleront en phase, c'est à dire lorsque $k_2 = k_p$ soit $k_2 = 2k_1$. On appelle cette condition l'accord de phase. En considérant que les deux ondes ω et 2ω se propagent de manière colinéaire (faible épaisseur ou incidence normale soit $\theta_{\omega} = \theta_{2\omega}$), l'équation de propagation du champ électrique, provenant de la résolution des équations de Maxwell, s'écrit :

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = j \frac{(2\omega)^2}{2\varepsilon_0 C^2 k_2} P_{NL}^{2\omega} e^{-jk_2 z}$$
(1.35)

En utilisant l'expression (I.34), l'équation (I.35) devient :

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = j \frac{(2\omega)^2}{4C^2 k_2} \chi^{(2)} E^2(\omega) e^{-j(2k_1 - k_2)z}$$
(I.36)

Dans les conditions d'accord de phase :

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = cte \tag{1.37}$$

Cette équation n'est valable que dans le cas d'une onde fondamentale non déplétée. Par intégration de cette expression, on remarque que l'amplitude du champ électrique à la

sortie du matériau est proportionnelle à la longueur L traversée. L'intensité dépendra donc de L^2 comme représenté sur la (Figure 1.7) dans le cas $\Delta k = k_2 - 2k_1 = 0$.

Dans le cas général où cette condition d'accord de phase n'est pas respectée, l'intégration de l'expression (I.36) conduit à une intensité de second harmonique égale à :

$$I(2\omega) = \frac{2\pi^2}{n_{2\omega}n_{\omega}^2\lambda_{\omega}^2 c\varepsilon_0} I_{\omega}^2 (\chi^{(2)})^2 L^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2}$$
(I.38)

On voit dans cette expression que l'intensité est maximale lorsque la longueur traversée est telle que :

$$L_c = \frac{\lambda}{4(n_2\omega - n_\omega)} \tag{1.39}$$

Si l'on découpe un cristal en tranches d'épaisseur égale à deux fois la longueur de cohérence (Figure I.7), la lumière générée par la première moitié de la section 1 est en opposition de phase avec celle générée par la deuxième moitié et ainsi de suite. Cela signifie que l'intensité oscille entre sa valeur maximale et zéro lors de la propagation dans le matériau comme nous l'avons vu dans l'expression (I.38). Seule la dernière tranche de matière fournit effectivement du signal [14].



Figure 1.6. Influence de la longueur de cohérence sur le niveau de (*GSH*) en sortie d'un cristal épais [14].

Il faut cependant remarquer que, si l'on travaille dans la région de transparence des matériaux, la condition des indices n'est jamais vérifiée à cause de la dispersion normale ($n_{\omega} < n_{2\omega}$). L'utilisation des matériaux anisotropes biréfringents se révèle donc nécessaire si l'on veut remplir les conditions d'accord de phase. Le respect de cette

condition est très important lors de la conversion de l'onde fondamentale dans la mesure où un faible écart de la propagation de l'onde de second harmonique par rapport à sa direction optimale de propagation entraîne une baisse considérable de l'efficacité de la *GSH* [5].

1.7. Description des effets non linéaires du troisième ordre

Nous allons à présent nous intéresser aux effets associés au terme du troisième ordre de la susceptibilité non linéaire. Dans ce cas-là, la polarisation dépend du cube de l'amplitude du champ électrique, ce qui peut donner lieu à un certain nombre de phénomènes d'optiques non linéaire différents.

I.7.1. Origine des effets cubiques

En présence d'effets non linéaires provenant d'une source excitatrice intense comme le laser, le matériau devient le siège d'un certain nombre de processus (échauffement, électrostriction) qui peuvent se produire et conduire à des changements de propriétés. Il existe différents mécanismes qui peuvent contribuer à la réponse non linéaire du troisième ordre. On peut isoler quatre contributions à l'indice non linéaire ayant différentes origines : (électrostrictive, nucléaire, électronique et thermique) [29] :

- Les processus électroniques très rapides, de l'ordre de la femtoseconde τ = 10⁻¹⁵s.
 Ils sont dus à la distorsion du nuage électronique sous l'effet du champ électrique et du potentiel créé par le squelette moléculaire figé.
- Les processus nucléaires sont dus aux vibrations et rotations des molécules. Leurs lentes mobilités par rapport aux mouvements électroniques induisent des temps de réponse qui peuvent être beaucoup plus longs (entre 100*fs* et quelques nanosecondes)
- Les processus électrostrictifs sont dus aux propagations d'ondes acoustiques induites par le faisceau laser dans le matériau. Les temps de réponses de ces effets sont typiques du temps de parcours d'une onde acoustique dans un matériau, c'est à dire de l'ordre de la nanoseconde.
- Les processus thermiques (variation de température induite par absorption): dans un milieu absorbant, l'énergie absorbée finit par retourner à la translation et provoque

une élévation locale de la température et par conséquent une variation de l'indice de réfraction. Ce processus généralement lent est par contre très souvent très efficace.

I.7.2. Modélisation des effets non linéaires du troisième ordre

Tous les processus du deuxième ordre vus précédemment, peuvent être modélisés à partir de la relation de polarisation non linéaire d'ordre deux, et le champ électrique excitateur, donnée par :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left(\vec{E}(\vec{r},t)\right)^3 \tag{I.40}$$

Si l'on considère un champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t)$ composé par une onde plane monochromatique :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \mathcal{R}e\{\xi^{\omega}(\vec{r})e^{-j\omega t}\}$$
(1.41)

En remplaçant le champ électrique par son expression de l'équation (I.41) dans l'équation (I.40), puis en développant et en simplifiant, nous aboutissons l'expression suivante :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r},t) = \mathcal{R}e\{\vec{P}_{NL}^{\omega}(\vec{r})e^{j\omega t} + \vec{P}_{NL}^{3\omega}(\vec{r})e^{-j3\omega t}\}$$
(1.42)

Deux termes apparaissent, le premier terme pour la même fréquence de celle d'origine, et le deuxième pour une fréquence différente de celle d'origine. Le deuxième terme décrit la réponse du milieu à la fréquence 3ω qui induit le processus de triplage de fréquence. Le premier terme décrit une contribution non linéaire à la fréquence ω du champ incident, qui ajoute une contribution non linéaire à l'indice de réfraction, matérialisée par la création d'une onde à la même fréquence ω , ce phénomène est appelé « effet Kerr optique ».

1.7.3. Génération de la troisième harmonique (GTH)

On peut décrire la génération de la troisième harmonique (*GTH*) ou aussi le triplage de fréquence comme un événement de diffusion non linéaire combinant trois photons d'énergie $\hbar\omega$ pour donner un photon d'énergie $3\hbar\omega$. L'expression "troisième harmonique" vient du fait que pour une longueur d'onde initiale (fondamentale), on génère la longueur d'onde trois fois plus petite. On obtient donc une fréquence trois fois plus importante.
Ce phénomène n'a lieu que lorsque les trois photons arrivent sur la molécule dans un intervalle de temps très court, c'est-à-dire si l'intensité instantanée du faisceau excitateur est très importante.

Le processus peut également être représenté en termes d'excitation des molécules du milieu : une molécule donnée est excitée jusqu'à un niveau virtuel qui ne correspond pas à l'un de ses états propres. Cet état est donc instable et la molécule diffuse instantanément un photon d'énergie triple sans absorber d'énergie.





La génération de troisième harmonique est un phénomène bien compris et relativement bien modélisé. Comme pour la génération de deuxième harmonique, il est nécessaire d'avoir une condition d'accord de phase qui permette le recouvrement entre le faisceau à la fréquence fondamentale et le faisceau naissant à l'harmonique trois.

I.7.4. Effet Kerr optique

Découvert en 1875 par le physicien écossais John Kerr, l'effet Kerr est l'un des processus non linéaires d'ordre trois. C'est une biréfringence causée par la polarisation électronique et nucléaire des molécules sous l'effet de la lumière. La réponse électronique est essentiellement instantanée, alors que la polarisation nucléaire implique une réorientation des molécules. Lorsque le champ électrique est interrompu, la biréfringence d'origine électronique disparaît instantanément, alors que la décroissance de la biréfringence nucléaire nécessite à nouveau la réorientation moléculaire [6]. L'effet Kerr est responsable des phénomènes tels que l'auto-focalisation et l'automodulation de phase (AMP) [18, 30, 31]. L'auto-focalisation est quand le diamètre du faisceau optique diminue dans le matériau et l'AMP se manifeste par un décalage de phase en temps qui change le spectre en fréquence du faisceau. La non-linéarité Kerr est autoinfligée par le champ incident et l'origine physique vient de la polarisation non-linéarire générée dans le milieu, modifiant l'indice de réfraction et ainsi les propriétés de propagation de la lumière [32,33]. L'indice varie de manière linéaire avec l'intensité du faisceau indicent, proportionnellement carré du champ électrique et dans la même direction. La dépendance s'exprime par l'équation suivante:

$$n(I) = n_0 + n_2 I_p \tag{1.43}$$

Où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 est l'index non-linéaire, et I_p l'intensité du faisceau incident. La valeur de n_2 dépend essentiellement de $\chi^{(3)}$, de la longueur d'onde $(n_0 = n(\lambda))$, et de la polarisation :

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4C\varepsilon_0 n_0^2} \tag{1.44}$$

Sa valeur peut être déterminée expérimentalement avec un balayage de l'axe de propagation. Pour la plupart des matériaux n_2 est positif mais sa valeur peut aussi être négative (surtouts dans les méta-matériaux périodiques [34,35]), ce qui mène à une autodéfocalisation de l'onde, où le champ sur l'axe se propagent plus vite que les champs éloignés [36]. Donc l'indice du matériau n dépend du signe de n_2 , si n_2 est positif, l'indice totale augmente avec la hausse de l'intensité et inversement, diminue avec la hausse de l'intensité, si n_2 est négatif [27].

I.8. Conclusion

Au cours de ce chapitre, ils s'est avéré que les phénomènes de l'optique non linéaire se révèlent dans le cas de l'interaction la lumière intense avec la matière sous l'effet d'un éclairement intense, les propriétés optiques du matériau sont modifiés, cette modification peut changer les caractéristiques des ondes électromagnétiques qui le traversent.

Nous avons présenté brièvement au cours de ce chapitre les formalismes et les propriétés des milieux pour l'optique non linéaire, nous avons rappelé brièvement le principe de base

et les mécanismes de l'optique non linéaire, en introduisant la notion de polarisation et de susceptibilité non linéaire, ainsi que l'origine physique de la non linéarité microscopique et macroscopique, et les différents types d'interaction non linéaire en nous intéressent plus particulièrement au processus du second ordre et du troisième ordre.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au processus de la génération de la seconde harmonique.

Théorie des cristaux photoniques

II.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques, et leurs propriétés singulières. Nous allons présenter le cas du cristal photonique monodimensionnel pour apporter les principales notions concernant les structures périodiques, en insistant sur la notion de bande interdite photonique, en suit nous allons entrer un peu plus dans les détails pour la structure qui va nous intéresser tout particulièrement : les cristaux bidimensionnels. Nous terminerons par une bref discision sur l'état de l'art sur les effets non linéaires dans les cristaux photoniques.

II.2. Généralités sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques [37,38], sont des matériaux diélectriques ou métalliques artificiellement structurés, dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace (Figure II.1). Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique, qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences « bandes interdites photoniques ». La réalisation d'une onde périodicité sur toutes les directions de l'espace peut ainsi permettre de réfléchir une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation [39].



Figure II.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D) [40].

La propriété de « gap » ou « bande interdite » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Zengerle [41], Yablonovitch [4] et John [42] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Par exemple les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure en cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [43]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure II.2) [44].



Figure II.2. Plume de paon. L'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air [40].

II.2.1. Analogie électron-photon

Un photon qui se propage dans cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur [45], cette analogie électron photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ε périodique.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit [46]:

$$\nabla^2 \psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} \big(U - V(r) \big) \psi(r) \tag{II.1}$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

En régime linéaire l'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau $\varepsilon(r)$ est donnée par :

$$\nabla \times [\nabla \times E(r)] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(r) : E(r)$$
(II.2)

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel Vest analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique ε_r .

Les équations (II.1) et (II.2) sont deux équations aux valeurs propres. L'équation (II.2) définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés, l'équation (II.1), les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. L'énergie *E* de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres, dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique. De cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes. Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraine l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau [47].

II.2.2. Notion de la bande interdite (BI)

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites (ou gap). La périodicité du potentiel permet d'appliquer le théorème de Bloch aux solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons soumis à ce potentiel périodique (appelé aussi potentiel cristallin). Il en découle des propriétés essentielles pour la propagation des électrons. Les relations de dispersion ou structures de bandes, donnant les énergies en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque sont ainsi constituées de bandes permises, où la propagation est autorisée, et de bandes interdites, qui peuvent être complètes (c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace réciproque) si le potentiel est important où la propagation est impossible.

Par analogie avec le comportement des électrons dans un potentiel cristallin, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la périodicité de l'indice optique. En effet, la périodicité de l'indice de réfraction joue ici le même rôle pour les photons que le potentiel périodique pour les électrons. Il sera alors possible de définir, en appliquant le théorème de Bloch pour un milieu diélectrique structuré sans pertes, une structure de bandes pour les photons qui donnera la valeur de la fréquence pour chaque bande permise en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque. On parlera alors de bandes interdites photoniques où la propagation des photons sera impossible pour certaines fréquences dans certaines directions. Les états permis, ou bandes permises, seront à l'inverse des lieux où la propagation des photons sera possible [48].

II.2.3. Structure de bandes du cristal photonique

Le calcul de la structure de bandes d'un cristal photonique repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique périodique. En effet, les cristaux photoniques sont des structures où le constant diélectrique possède une périodicité cristalline (le motif de base se répète sur une maille élémentaire) dans une, deux ou les trois directions de l'espace. On définit alors une fonction diélectrique :

$$\varepsilon(r+T) = \varepsilon(r)$$
 (II.3)

$$T = \sum_{i=1}^{3} n_i a_i \tag{II.4}$$

n Étant un entier réel, et les vecteurs a_i les vecteurs de base de la maille élémentaire. Pour des milieux diélectriques isotropes sans pertes, sans sources ni charges, et pour des champs harmoniques (dont la dépendance est en $e^{j\omega t}$), les équations de Maxwell se simplifient et nous obtenons, pour une fréquence donnée, l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r,t) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H(r,t) \tag{II.5}$$

31

Où $\varepsilon(r)$ est la fonction diélectrique réelle et positive. Cette relation peut être vue comme une équation aux valeurs propres avec pour opérateur hermitique $\left(\Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times\right)$ et pour valeur propre $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$. L'opérateur Θ étant hermitique, il possède les propriétés suivantes:

- Les valeurs propres sont réelles ;
- Les fonctions propres associées à deux valeurs propres différentes sont orthogonales;
- Les fonctions propres d'un opérateur hermitique forment une base orthogonale complète;
- Toute combinaison linéaire de solutions de l'équation (II.5) est elle-même solution.

La périodicité de la fonction diélectrique $\varepsilon(r)$ permet d'appliquer le théorème de Floquet-Bloch aux solutions de l'équation (II.5) :

$$H_{K}(r,t) = U_{n,K}(r,t)e^{jK.r}$$
 (||.6)

$$E_{n,K}(r,t) = U_{n,K}(r,t)e^{jK,r}$$
(||.7)

Avec pour valeurs propres $\frac{\omega}{c}$. Les fonctions $U_{n,K}(r,t)$ possèdent la même périodicité et les mêmes symétries que la fonction diélectrique $\varepsilon(r)$. Les solutions de la forme (II.7) qu'on appellera les modes de Bloch de la structure auront ainsi les mêmes propriétés de périodicité et de symétrie que la maille cristalline du cristal photonique.

Dans l'équation (II.6), K représente le vecteur d'onde de l'espace réciproque, n un entier indiquant le numéro de la bande. En introduisant (II.6) dans l'équation (II.5), on obtient une nouvelle équation :

$$(\nabla + jK) \times \frac{1}{\varepsilon(r)} (\nabla + jK) \times U_{n,K}(r,t) = \frac{\omega_n(K)^2}{c} U_{n,K}(r,t)$$
(II.8)

Dont les valeurs propres $\frac{\omega_n(K)^2}{c}$ ne sont rien d'autre que l'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch dans le cristal photonique. Elles constituent la structure de bandes du cristal photonique, élément de base dans l'étude des cristaux photoniques car elle permet de déterminer les états permis dans la structure [48].

32

II.2.4. Bande interdite complète

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelles que soient sa polarisation et sa direction de propagation.

Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions, une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considéré, le cristal (infini) ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure. Les cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions sont détaillés dans la suite. Notons ici que la détermination d'une bande interdite complète par l'expérience seule n'est pas immédiate car à certaines fréquences peuvent être associés des modes électromagnétiques du cristal qui ne peuvent pas être excités par une onde incidente de l'extérieur du cristal [49, 50]. En effet, si les modes sont calculés pour un cristal infini et en l'absence de toute excitation extérieure, l'expérience où une onde plane est envoyée sur la structure impose des conditions aux limites différentes, en particulier à l'interface cristal photonique / milieu extérieur. La comparaison de l'expérience avec le diagramme de bandes théoriques est alors nécessaire [47].

II.3. Types de cristaux photoniques

II.3.1. Cristal photonique unidimensionnel « Le miroir de Bragg »

Les miroirs de Bragg sont des empilements de couches de matériaux diélectriques de permittivités différentes [51]. Considérons un miroir comportant deux types de couches de longueur et de permittivité (a_1, ε_1) et (a_2, ε_2) . Prenons $(\varepsilon_1 < \varepsilon_2)$ et appelons a la période spatiale de l'empilement (Figure II.3). Supposons qu'une onde plane électromagnétique

arrive en incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir. On peut distinguer trois domaines différents suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement.

- Pour λ ≪ a : l'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces pouvant être bien approchée par les formules de Fresnel.
- Pour λ ≫ a: l'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne ε_{mov}.
- Pour λ ≈ a : l'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu. La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

Prenons le cas particulier $n_1a_1 + n_2a_2 = \lambda_B/2$, avec $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ et λ_B la longueur d'onde de Bragg. Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés [52].



Figure II.3. Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ε_1 et ε_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. Nous considérons une onde plane électromagnétique polarisée suivant l'axe (Oy). A droite, schémas des réflexions sur des mailles successives pour $\lambda = \lambda_B$ (longueur d'onde de Bragg) [52].

Maintenant considérons les modes d'un empilement infini de période a (Figure II.4), caractérisés par leur vecteur d'onde k. La périodicité selon la direction x autorise à restreindre k_x à la première zone de Brillouin du cristal ($-\pi/a \le k_x \le \pi/a$). On peut supposer d'autre part, pour des raisons de symétrie et sans perte de généralité, $k_z = 0, k_y \ge 0$ et $0 \le k_x \le \pi/a$. Une projection de la structure de bandes d'un tel cristal est tracée sur la (Figure II.4), donnant, pour chaque valeur de k_y , les fréquences des modes pour toutes les valeurs possibles de k_x ; la partie grisée représente les régions où des modes électromagnétiques n'existent pas. Une bande interdite existe pour une onde se propageant perpendiculairement aux interfaces [47].





Au bord de la zone de Brillouin, k se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde -k. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales $(n_1a_1 = n_2a_2)$, la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [54]:

$$\Delta \omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \tag{II.9}$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. En bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la couche de haute

indice tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique [40].

II.3.2. Cristal photonique tridimensionnel (3D)

Les cristaux photoniques 3D ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. La Yablonovite [55] est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120°, et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Figure II.5.a). Cette structure permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques. De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche :

La structure « tas de bois » [56] est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Figure II.5.b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.





Structures en « opales et opales inversées » [57, 58] (Figure II.6). C'est une autre catégorie de CP3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La

structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [59].



Figure II.6. (a) Etapes d'un procède de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltre entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [57], (b) Image *MEB* d'une opale auto-organisée, (c) Image *MEB* d'une opale inversée [58].

II.3.3. Cristal photonique bidimensionnel (2D)

Dans le cas des cristaux photoniques 2D, l'indice optique présente une modulation bidimensionnelle suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Ils peuvent présenter une bande interdite dans toutes les directions du plan de périodicité de l'indice, ce qui permet un contrôle spatial des photons dans ce plan. Le motif élémentaire de cristaux photoniques 2D prend soit la forme d'un trou ou d'un pilier et l'on distingue généralement trois types de mailles : les mailles carrée (Figure II.7.a), triangulaire (Figure II.7.b), et hexagonale (Figure II.7.c), qui sont les plus communément répandues [51].



Figure II.7. Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale.

Alors que dans le cas du miroir de Bragg, une seule direction de propagation était étudiée, il faut désormais prendre en compte l'ensemble des directions de propagations dans le plan de périodicité de l'indice. L'étude de la structure de bandes dans la première zone de Brillouin irréductible est toujours suffisante mais celle-ci doit s'établir suivant les directions qui lient les points de haute symétrie du réseau réciproque. Dans le cas de réseaux 2D, on définit deux polarisations TE (champ *E* dans le plan de la périodicité) et TM (champ *H* dans le plan de périodicité) (Figure II.8).



Figure II.8. Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

Sur la (Figure II.9) nous allons présenter la première zone de Brillouin délimitée par le carré dans le cas d'un cristal photonique 2D de maille carrée (Figure II.9.a) La première zone de Brillouin est délimitée par l'hexagone dans le cas d'un cristal photonique de maille triangulaire (Figure II.9.b).

II.3.3.1. Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique peut se réduire en ne considérant que la première zone de Brillouin. En effet, la fonction diélectrique étant périodique, elle peut se décomposer en séries de Fourier sommée sur tous les vecteurs *G*, combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque :

$$\varepsilon(r) = \sum_{G} \varepsilon_{G} e^{jG.r} \tag{II.10}$$

Ou

$$G = p_1 b_1 + p_2 b_2 + p_3 b_3 \tag{II.11}$$

Les p_i étant des entiers et les b_i les vecteurs de base du réseau réciproque liés au vecteur de base du réseau direct par la relation :

$$a_i b_j = 2\pi d_{ij} \tag{II.12}$$

Voir (Figure II.9). Si l'on impose une translation d'un vecteur G au vecteur K dans les fonctions de Bloch (II.6), les solutions restent invariantes, tant que G reste une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque, c'est-à-dire tant que G satisfait (II.11) et (II.12) Les états propres correspondant aux vecteurs K et K + G sont donc équivalents en terme d'énergie et de vecteur d'onde. Nous pouvons donc restreindre l'étude des états propres à la « première zone de Brillouin » qui contient tous les états possibles du système.

De la même manière qu'il suffit de connaître, $\omega(r)$ ou $U_K(r)$ sur la maille élémentaire du cristal, les courbes $\omega_n(K)$ possèdent les mêmes propriétés de symétrie que l'espace réciproque et il suffit de décrire $\omega_n(K)$ dans une seule zone de Brillouin. Il est même encore possible de réduire la zone d'étude de l'espace réciproque : on définit en effet la zone de Brillouin irréductible qui est la zone de Brillouin réduite par les symétries du groupe ponctuel auquel appartient la maille [48].

Le type de mailles les plus utilisés pour la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels sont les mailles carrées et triangulaires. Les vecteurs de base du réseau direct et réciproque ainsi que la définition de la zone de Brillouin irréductible sont donnés (figure II.9) pour ces deux types de mailles. Les points de haute symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la (figure II.9). Le point pour lequel le vecteur d'onde dans le plan de la périodicité vaut 0 ($K_{//} = 0$)est noté Γ .



Figure II.9. Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface noire la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. A représente le paramètre de maille.

II.3.3.2. Diagramme de bonde interdite d'un cristal photonique (2D)

Dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique ($\varepsilon = 12$) et pour un rapport $\left(\frac{r}{a} = 0.4\right)$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande se représente de la manière suivante (Figure II.10). Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions.



Figure II.10. Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [60].

Pour interpréter le diagramme de bande, il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM) (voir Figure II.8) les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes.

II.3.3.3. Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque $A = \pi r^2$, où rest le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est:

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2}a^2$$
 (II.13)

Où *a* est le paramètre de maille. Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{Triangulaire} = \frac{A}{A_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{II.14}$$

Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est :

$$A_c = a^2 \tag{II.15}$$

Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{carré} = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{II.16}$$

II.3.4. Exploration de cristaux photonique avec défauts

La majorité des applications des cristaux photoniques tourne autour de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique [47]. Ces défauts sont obtenus en modifiant la périodicité du réseau en ajoutant ou enlevant localement un peu de matière diélectrique. Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut consiste en l'omission d'un ou de plusieurs trous. On peut aussi créer des défauts en modifiant rayon des trous. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associés à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPhs, on peut faire la distinction entre les défauts ponctuels qui se comporte comme des micro-résonateurs [61, 62]. Et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes [63, 64].





Figure II.11. Exemples de défauts dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques. (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre [40].

II.3.4.1. Défauts ponctuels dans les cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

La création de ces défauts s'effectue, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal (défauts de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiels) ou encore par le retrait d'un motif, ce qui créer une lacune dans le cristal (défaut lacunaire) (figure II.11). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

On distingue deux types de cavités, les cavités H_n (Figure II.12.a) correspondant à l'omission d'un hexagone de n trous de coté, qui seront très largement étudiées, et les cavités linéiques L_n (Figure II.12.b) qui consistent en l'omission de plusieurs trous alignés.



Figure II.12. Vue au *MEB* de divers cristaux photoniques avec défauts de type microcavité, (a) microcavité hexagonal H_5 , (b) microcavité linéaire L_3 [65].

II.4. Singularités des cristaux photoniques

II.4.1. Vitesse de phase, indice effectif

A partir des diagrammes de bandes également appelés «courbes de dispersion» ou «surfaces de dispersion» (Figures II.10, II.13), des informations très importantes sur les propriétés des cristaux photoniques peuvent être déduites. Compte tenu de la forme de ces courbes qui est relativement complexe et complétement différente de celle d'un matériau massif, des propriétés de propagation de la lumière spécifiques en particulier en bord de bande interdite apparaissent.

La propagation d'une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation sont des ondes monochromatiques planes dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace.



Figure II.13. Structure de bandes photoniques du CP 1D [15].

La figure ci-dessus représente la structure de bandes interdites d'un cristal photonique 1D.

Ainsi, examinons l'évolution de la vitesse de phase d'une onde plane monochromatique en fonction de la fréquence.

La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée «vitesse de phase», car elle n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace, associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme :

$$\Phi(x,t) = \omega t - k_0 x + \Phi_0 \tag{II.17}$$

La vitesse de phase est donc [66]:

$$v_{\varphi} = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k_0} \tag{II.18}$$

La vitesse de phase v_{φ} s'obtient donc à partir du rapport $\frac{\omega}{k_0}$ au point correspondant de la courbe de dispersion.

L'indice de réfraction usuel qu'on appellera dans le cas des CPhs «indice effectif moyen globale», noté n_{eff} , se d'eduit de la vitesse de phase par la relation de proportionnalité suivante :

$$n_{eff} = \frac{c}{v_{\varphi}} \tag{II.19}$$

Notons que l'indice effectif global est l'indice moyen que posséderait un milieu considéré comme homogène et qui agirait sur la transmission d'une onde comme le cristal photonique : c'est une quantité complexe traduisant la vitesse de propagation de l'onde et son atténuation au niveau des bandes interdites.



Figure II.14. Indice effectif global d'un cristal photonique 1D de 20 paires de couches d'épaisseur optique $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)$ et $\left(\frac{\lambda_0}{2}\right)$ d'indices n_1 et n_2 respectivement. $\lambda_0 = 1 \mu m$ Et $\Delta n = \frac{n_2}{n_1} = 0.42857$: (a) Partie réelle (b) Partie imaginaire [47].

Nous reportons sur la (Figure II.14) la dispersion de l'indice effectif: Sur la partie réelle de l'indice effectif global (Figure II.14.a), on remarque une très forte variation de l'indice dans la bande interdite associée à une valeur considérable de la partie imaginaire de l'indice effectif

global (Figure II.14.b): le matériau est équivalent à un matériau très absorbant dans cette gamme de fréquence. On peut remarquer également sur ces courbes une propriété très intéressante des CPhs, c'est la variation très rapide de l'indice en bord de bande interdite [47].

II.4.2. Densité de modes, vitesse de groupe

D'un point de vue physique, les ondes planes monochromatiques ne sont cependant que des objets mathématiques. D'après le théorème de Fourier, on peut décomposer n'importe quelle onde en une somme d'ondes planes monochromatiques. Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit k_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude. Cette vitesse correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$v_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)_{k=k_0} \tag{II.20}$$

Avec:

$$\omega = k v_{\varphi} \tag{II.21}$$

Et on aboutit à la formule de Rayleigh:

$$v_g = v_\varphi - \lambda \frac{\partial v_\varphi}{\partial \lambda} \tag{II.22}$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène.

Théorie des cristaux photoniques



Figure II.15. vitesse de groupe d'un cristal photonique 1D [15].

A partir de la formule (II.22) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique.

On peut remarquer sur la figure (II.15) que la vitesse de groupe peut devenir très faible au bord de la bande interdite traduisant une augmentation de la densité de modes optique à l'intérieur de la structure pour ces fréquences. La densité de modes (DOM) ou densité d'états est le nombre d'états radiatifs (de modes électromagnétiques) permis par unité de fréquence et qui est tout simplement l'inverse de la vitesse de groupe [67]:

$$DOM = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} \tag{II.23}$$

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante [68]:

$$\overrightarrow{v_g} = \overrightarrow{grad_k}(\omega) \tag{II.23}$$

Dans ce cas la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface isofréquence ($\omega(k) = \omega$). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie.

II.5. Etat de l'art sur les effets non linéaires dans les cristaux photoniques

Nous avons vu dans le premier chapitre, que les interactions non linéaires de la lumière avec la matière ou avec une autre onde sont décrites par le terme source de polarisation non linéaire, à partir de l'équation de propagation non linéaire, relation (I.8) ; le terme source de polarisation non linéaire est donné par la relation :

$$S = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(\vec{r},t)}{\partial t^2} \tag{II.24}$$

Avec :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r},\omega) = \sum_{i=2}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(i)}(\vec{r},-\omega;\omega_1,\ldots,\omega_i): \vec{E}(\vec{r},\omega_1)\ldots\ldots\vec{E}(\vec{r},\omega_i) \quad (II.25)$$

Pour avoir des interactions non linéaires efficaces, il faut alors maximiser ce terme source de polarisation. Pour cela, on peut alors:

- choisir un matériau avec de grandes susceptibilités non linéaires. C'est la raison pour laquelle, durant ce travail, on s'est intéressé aux semi-conducteurs III-V.
- maximiser le terme *E*(*r*, ω₁).....*E*(*r*, ω_i). Pour cela, l'amplitude des champs électriques mis en jeu dans l'interaction non linéaire considérée doit être grande et les ondes aux fréquences ω₁...ω_i doivent se propager à la même vitesse de phase (condition d'accord de phase) et de groupe.

Ces deux dernières conditions peuvent être remplies en utilisant la structuration périodique de la matière à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière. Les cristaux photoniques permettent, en effet, une véritable ingénierie des propriétés dispersives de la matière. La propagation de la lumière peut être fortement modifiée.

Nous allons, dans la suite, donner quelques exemples tirés de la littérature de démonstrations expérimentales de l'exaltation d'effets non linéaires dans les cristaux photoniques. Nous nous attacherons plus particulièrement aux effets non linéaires du second et du troisième ordre.

II.5.1. Optique non linéaire du second ordre dans les cristaux photoniques

Lorsqu'on s'intéresse aux interactions non linéaires d'ordre 2, le matériau est d'écrit par sa susceptibilité linéaire, $\chi^{(1)}$, et sa susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$, et pour accroitre les effets non linéaires il faut d'une part, disposer d'un matériau de grande susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$, qui se manifeste uniquement dans les matériaux ne possédant pas de centre de

symétrie, et d'autre part, il faut réaliser l'accord de phase entre les ondes se propageant dans la structure avec différentes fréquences.

Les semi-conducteurs III-V possèdent des susceptibilités non linéaires du second ordre très élevées. Par ailleurs, ils sont largement utilisés en optoélectronique. Cependant, ces matériaux sont isotropes et les techniques usuelles d'accord de phase par biréfringence ne peuvent être utilisées pour compenser leur forte dispersion chromatique. Dans ce cas, la structuration de la matière à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière permet de réaliser la condition d'accord de phase dans ces matériaux. Le cas le plus connu en optique est celui du miroir de Bragg, où la forte dispersion en bord de la bande interdite est exploitée pour obtenir la condition d'accord de phase [69]. Dans ce cas, les ondes se propagent perpendiculairement aux couches. Des études sur la dispersion en bord de la bande interdite dans un cristal photonique 1D ont montrée l'accroissement de la génération de la second harmonique dans un cristal photonique 1D constitue d'un empilement de couches de *AlGaAs/AlAs* [70]. Il est possible d'obtenir de la biréfringence à partir de matériaux optiquement isotropes lorsqu'on les structure. Van der Ziel avait proposé d'utiliser la biréfringence d'une structure lamellaire pour réaliser l'accord de phase [71].Cette idée a été récemment utilisée pour réaliser l'accord de phase dans un guide d'onde en *AlGaAs* [72].

L'effet du cristal photonique est pris en compte pour coupler une onde incidente avec un mode guidée en bord de bande interdite où la vitesse de groupe est faible est donc la densité de modes élevée et par conséquent des interactions non linéaires efficaces [73].

La modulation de $\chi^{(2)}$ n'intervient pas dans la réalisation de la condition d'accord de phase seule, la modulation de $\chi^{(1)}$ dans une ou deux dimensions est exploitable pour la conversion de fréquence. L'intérêt d'utiliser les cristaux photonique à deux dimensions en optique non linéaires est double, d'une part, ils permettent une grande ingénierie de bandes et on a plus de flexibilité pour obtenir l'accord de phase en jouant sur les paramètres géométriques du cristal photonique et la structure de périodicité. D'autre part, le fait de disposer d'un réseau cristallin en 2D plus complexe par rapport à une structure à une dimension permet d'avoir des phénomènes diffractifs et des interactions plus efficaces entre l'onde incidente est les ondes engendrées aux nouvelles fréquences par l'effet non linéaire [74], mais ces CPhs 2D sont plus difficiles à fabriquer.

L'un des matériaux largement utilisé dans la fabrication des cristaux photoniques 2D est le silicium en raison de son indice de réfraction est très élevé et sa compatibilité avec la technologie CMOS. Cependant le silicium est centrosymétrique, il ne possède pas donc de coefficient non linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)} = 0$). Une façon d'utiliser ce matériau pour l'optique non linéaire serait de remplir les trous des cristaux photoniques par un matériau non linéaire présentant des non linéarités d'ordre deux très élevées. Beaucoup de travaux ont été réalisé dans le silicium macroporeux [75], en raison de la profondeur des pores qu'on sait réaliser et qui peut atteindre $100\mu m$ et des dimensions de réseau de pores qui peut couvrir une surface de $1cm^2$. Des expériences ont montré qu'on peut réaliser la (*GSH*) dans un silicium macroporeux avec des pores remplis par des molécules de *Disperse Red One* (DR1), orientées dans la direction de l'axe des pores [76]. Or, toute la difficulté reste dans la manière de remplir ces pores. Des expériences récentes ont montré qu'on peut remplir des pores de 0.65 μm de diamètre et jusqu'à une profondeur de 10 μm avec un polymère transparent aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

II.5.2. Optique non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques

Les CPhs peuvent être aussi exploités pour exalter les effets non linéaires du troisième ordre. Couplés aux CPhs (2D), ce type de non linéarités peut conduire à de nombreuses applications notamment pour le traitement du signal en optique intégrée. De nombreux travaux théoriques, ont été réalisés mais, malgré l'importance des applications, très peu d'études expérimentales ont été menées sur ce sujet jusqu'à aujourd'hui.

Une autre façon de pallier à de l'absence de non linéarités d'ordre deux dans des matériaux centrosymétriques comme le silicium et par conséquent non actifs, serait d'exploiter les processus non linéaires d'ordre plus élèves, comme les effets d'ordre trois dans le silicium par exemple, même s'ils sont moins efficaces que ceux d'ordre deux. Ceci a été réalisé dans des expériences pour exalter la génération de troisième harmonique dans un cristal photonique tridimensionnel en polystyrène [76].

Notons également l'utilisations de non linéarités optique de Kerr et de l'absorption a deux photons dans un miroir de Bragg composé d'une alternance de couches de silice et de silicium amorphe pour réaliser des commutateur ultra- rapides tout optiques aux longueurs d'onde des télécoms. Des travaux ont montré une très forte exaltation de la génération de la troisième harmonique et une photoluminescence induite dans un cristal photonique 2D fabriqué dans le nitrure de gallium utilisant des techniques de couplages par la surface. Une exaltation de la troisième harmonique d'un facteur de 3500 observée dans un cristal photonique 2D par rapport à une structure de référence non gravée sous certains conditions de polarisations [77, 78].

II.6. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les notions de base associées aux cristaux photoniques, nous avons vu que les cristaux photoniques sont des structures artificielles, dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde. Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition des bandes interdites photoniques pour lesquelles la lumière ne peut alors plus se propager. Enfin, à partir de quelques exemples sur des travaux expérimentaux tirés de la littérature, nous avons illustré les atouts du mariage de l'optique non linéaire avec les cristaux photoniques.

Optimisation des cristaux photoniques 2D pour la génération de la seconde harmonique

III.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation des structures bidimensionnels à bandes interdite photoniques, à base de l'arséniure de gallium dopé aluminium($Al_{0.3}Ga_{0.3}As$), de nitrure de gallium (GaN) et du niobate de lithium ($LiNbO_3$), pour une éventuelle génération de la seconde harmonique. Cet objectif, nécessite dans un premier temps l'étude par la méthode des ondes planes (PWE) de l'évolution des largeurs des bandes interdites et de leurs positions, ceci permettra la détermination des paramètres préliminaires optiques et géométriques pour obtenir des bandes interdites photoniques pouvant contenir l'onde fondamentale et l'onde générée de la seconde harmonique. Nous exposons les résultats des simulations pour deux type de réseau, carré et triangulaire. Dans la suite nous utilisons la technique de supercellules pour l'étude d'une cavité photonique linéaire de type L_3 .

III.2. Méthodes et techniques de calculs

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps.

Parmi les modèles théoriques traitant les cristaux photoniques, on doit distinguer tout d'abord deux catégories qui dépendent de la taille finie ou infinie des structures et puis de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D). Dans la première d'entre elles traitant des cristaux d'épaisseur finie, les méthodes basées sur les matrices de transfert [51, 79] et les théories de diffraction (RCWA) [51, 80] sont le plus souvent utilisées, elles permettent de calculer les propriétés de réflexion et de transmission de la diffraction par le réseau du cristal photonique [81], on peut citer aussi les méthodes des différences finies ou FDTD (Finite Difference Time Domaine) [51, 82]. Les principales techniques utilisées dans la deuxième

catégorie traitant des cristaux de taille infinie sont basées sur la décomposition en ondes planes [51, 83, 84]. Notons que durant ce travaille, nous avons utilisé la méthode des ondes planes.

III.2.1. La méthode des ondes planes

La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, *PWE*) [85] s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice.

La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [86].

Dans les cristaux photoniques, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure. Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations des Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(r)} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)\right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \tag{III.1}$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)\right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \tag{III.2}$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [87, 88]. Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(r)e^{j\omega t} \quad et \quad \vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}(r)e^{j\omega t}$$
(III.3)

Avec la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$, soit direct et que $\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})}$ (c étant la vitesse de la lumière dans le vide et *n* étant défini tel que $n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})}$).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (III.1) et (III.2) :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})\right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0$$
 (III.4)

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})\right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \tag{III.5}$$

Comme $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{j\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{j\vec{k}\vec{r}}$ où les fonctions $u_{\vec{k}}$ et $v_{\vec{k}}$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_G \varepsilon_r(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \tag{III.6}$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left(\sum_{G} u_{\vec{k}}(\vec{G})e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}}\right)e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{G} u_{\vec{k}}(\vec{G})e^{j(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}}$$
(III.7)

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{G} v_{\vec{k}}(\vec{G})e^{j\vec{G}\vec{r}}\right)e^{j\vec{k}\vec{r}} = \sum_{G} v_{\vec{k}}(\vec{G})e^{j(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}}$$
(III.8)

Où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}$, et $v_{\vec{k}}$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, les équations (III.4) et (III.5) devient :

$$-(\vec{G}+\vec{k})\times\{(\vec{G}+\vec{k})\times u_{\vec{k}}(\vec{G})\}=\frac{\omega^2}{c^2}\sum_G\varepsilon_r(\vec{G}-\vec{G}')u_{\vec{k}}(\vec{G}') \qquad (111.9)$$

$$-(\vec{G}+\vec{k})\times\{(\vec{G}+\vec{k})\times v_{\vec{k}}(\vec{G})\}=\frac{\omega^2}{c^2}\sum_G\varepsilon_r(\vec{G}-\vec{G}')v_{\vec{k}}(\vec{G}') \qquad (111.10)$$

Ces équations forment un problème aux valeurs propres où les $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les quantités à trouver. En résolvant numériquement une de ces deux séries d'équations, on

peut alors calculer la relation de dispersion $\omega(\vec{k})$ des modes optiques du cristal photonique communément appelée structure de bandes par analogie avec la structure de bandes électronique, mais aussi calcules la distribution spatiale des champs associés. Les modes propres du champ électromagnétique se propageant dans le cristal photonique sont appelés modes de Bloch, également par analogie avec la physique du solide. La précision de la méthode dépond directement du nombre d'ondes planes, pris pour le développement en série de Fourier des différentes fonctions. Bien évidemment, plus ce nombre est grand plus l'approximation du développement en ondes planes est valide, et plus la précision du résultat est grandes.

III.2.2. Technique des supercellules

Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un cristal photonique possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes. Dès que des défauts sont introduits, la périodicité des structures est rompue et la méthode du développement en ondes planes ne peut plus s'appliquer. Pour continuer à utiliser cette méthode, une nouvelle périodicité peut être introduite artificiellement : le défaut est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées du réseau d'origine que l'on appelle supercellule. Cette supercellule est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique. Cette méthode dépend directement du couplage entre les "défauts" du réseau. Il est évident que, plus les défauts sont éloignés, plus le couplage sera faible et plus les propriétés dispersives de la structure constituée de supercellules seront proches de celles de la structure ne comprenant qu'un défaut [15, 89].

III.3. Potentialités des matériaux utilisés pour la génération de la seconde harmonique

Les propriétés optiques et structurales des matériaux non linéaires utilisés, telles que la symétrie et la valeur des éléments du tenseur de susceptibilité, le seuil de dommage optique, doivent être pris en compte pour maximiser la conversion non linéaire. Dans cette partie nous allons fournir les potentialités des matériaux utilisés dans ce travail.

III.3.1. Seuil de dommages optiques élevé

Il est caractérisé par le flux lumineux que peut supporter le matériau à une longueur d'onde donnée, sans endommagement de la surface qui pourrait conduire à une rupture. Ce paramètre est important car les phénomènes non linéaires, quels qu'ils soient, apparaissent lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique suffisamment intense pour que la réponse non linéaire du milieu soit appréciable. Il est donc nécessaire de travailler avec des matériaux qui résistent à des impulsions laser très énergétiques. Les matériaux comme l'arséniure de gallium le nitrure de gallium et le niobate de lithium sont très intéressant puisqu'ils possèdent un seuil de dommage optique élevé. D'une manière générale, le seuil de dommage est plus élevé dans le domaine de l'infrarouge que dans le visible et l'ultraviolet [90, 47]. Le tableau III.1 compare les valeurs expérimentales des LIDT pour les différents matériaux utilisés dans ce travail soumis à une même irradiation laser.

Matériaux	LIDT (nJ)
GaAs	•
GaN	34
LiNbO ₃	6.3

 Tableau III.1. Comparaison des valeurs expérimentales des LIDT pour les différents matériaux utilisés dans ce travail soumis à une même irradiation laser [90, 91].

III.3.2. Valeurs élevées des éléments du tenseur de susceptibilité

L'efficacité de la génération de second harmonique dépend de la valeur des éléments non nuls du tenseur de susceptibilité du second ordre du matériau non linéaire. Le tableau III.22 donne les valeurs élevées des éléments non nuls de ce tenseur pour les matériaux étudiés dans ce travail.

Cristal	Groupe ponctuel	Coefficients non linéaires $d_{jk} (pm/V)$
GaAs	$\overline{4}3m = Td$	$d_{14} = 170$
GaN	$6mm = C_{6V}$	$d_{33} = -11.07 \\ d_{31} = 5.45$
LiNbO ₃	$3m = C_{3V}$	$d_{33} = 41.05$

Tableau III.2. Coefficients non linéaire pour la génération de second harmonique des différentsmatériaux utilisés dans ce travail [92, 93, 94, 95, 96, 97].

III.3.3. Une grande fenêtre de transparence

La fenêtre de transparence doit être la plus étendue possible. En effet, les matériaux doivent être transparents aux longueurs d'onde incidentes mais aussi à celles générées par les phénomènes non linéaires. Par ailleurs toute absorption, aussi faible soit-elles peuvent conduire à des phénomènes thermiques non négligeables du fait des flux utilisés en optique non linéaire.

Le tableau III.3 donne les valeurs élevées de la fenêtre de transparence pour les matériaux qui nous allons étudier dans ce travail.

Fenêtre de transparence (µm)
0.87 → 13
0.364 → 13.5
0.42 → 5.2

Tableau III.3. Fenêtre de transparence des différents matériaux utilisés dans ce travail [47, 90, 98].

III.4. Optimisation des structures périodiques bidimensionnelles (2D) en optique non linéaire pour la génération de la seconde harmonique

III.4.1. Optimisation de la structure (2D) à base de l'Arséniure de gallium dopé aluminium $(Al_{0.3}Ga_{0.7}As)$ pour la génération de la seconde harmonique

III.4.1.1. Arséniure de gallium dopé aluminium ($Al_{0.3}Ga_{0.7}As$)

L'arséniure de gallium est un matériau semi-conducteur de la filière (III-V). Le (GaAs) et les composés ternaires ($Al_xGa_{1-x}As$) sont des cristaux cubiques de classe cristallographique 43m. Par conséquent, ce sont des cristaux non-biréfringents qui possèdent un seul coefficient non linéaire indépendant d_{14} . Pour GaAs, la valeur de d_{14} a été mesurée à 170 pm/v. Pour les composés ($Al_xGa_{1-x}As$), la valeur d_{14} est représentée sur la Figure III.1 en fonction de la concentration d'aluminium (x).



Figure III.1. Evolution du coefficient non linéaire des composés de type $Al_xGa_{1-x}As$ en fonction de x [15].

On peut remarquer que, pour x<0.4, le coefficient non linéaire est quasiment égal à celui du (*GaAs*). Notons dès à présent, que, durant ce travail, le matériau utilisé pour réaliser le doublage de fréquence d'une onde *F* à 1.55 μm est l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Ce matériau permet d'éviter l'absorption des champs aux longueurs d'ondes *F* et *SH* en ayant une énergie de bande interdite de 1.79 eV (0.686 μ m) [99]. L'absorption résiduelle associée à la queue d'Urbach est donc négligeable à 0.775 μm .

La dispersion chromatique dans $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ est très importante aux longueurs d'onde mises en jeu dans la génération de la seconde harmonique. Typiquement, la différence d'indice Δn entre les longueurs d'onde F et SH lorsque la longueur d'onde du F est fixée à $\lambda = 1.55 \ \mu m$ est de l'ordre de 0.24 ($n_{\omega} = 3.231$, $n_{2\omega} = 3.467$). Ceci signifie que si on ne cherche pas à réaliser la condition d'accord de phase dans ces matériaux de manière artificielle, l'efficacité de génération de la seconde harmonique est très limitée.

III.4.1.2. Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre

Nous avons optimisé les structures 2D pour la génération de seconde harmonique. Le tenseur de susceptibilité non-linéaire du second ordre pour l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}A_s$ est défini par une matrice 3x6 [15]:

$$d_{il} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 & 0 \\ d_{14} & -d_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$
(III.11)

L'expression de la polarisation de second harmonique se réécrit:

$$\begin{bmatrix} p_{x}^{(2)} \\ p_{y}^{(2)} \\ p_{z}^{(2)} \end{bmatrix} = \varepsilon_{0} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d_{14} & 0 & 0 \\ d_{14} & -d_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2} \\ E_{y}^{2} \\ E_{z}^{2} \\ 2E_{y}E_{z} \\ 2E_{x}E_{z} \\ 2E_{x}E_{y} \end{bmatrix}$$
(III.12)

Pour que le couplage entre l'onde fondamentale F et l'onde de seconde harmonique SH ne soit pas nul, on choisit de polariser l'onde F (TE). Compte tenu du tenseur non linéaire de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, l'onde SH est alors générée dans la polarisation (TM) et le terme de polarisation non linéaire d'ordre deux devient:

$$p_{z}^{(2)} = \varepsilon_0 d_{14} \left(E_x^2 - E_y^2 \right) \tag{III.13}$$

La Figure III.2 représente schématiquement le type de polarisation de la structure étudiée pour un réseau triangulaire de trous d'air.



Figure III.2. Représentation schématique de la structure triangulaire (2*D*) d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ utilisée pour la *GSH*.

Avec a est la période du réseau triangulaire de trous d'air d'origine, et r le rayon d'un trou d'air.

Le champ F est polarisé TE (champ magnétique parallèle à l'axe des trous) et se propage dans la direction x du semi-conducteur $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Par conséquent, le champ SH est généré dans la polarisation TM (le champ électrique parallèle à l'axe des trous).

III.4.1.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée

L'étape suivante consiste à déterminer les paramètres d'un réseau 2D (type de réseau, le rapport r/a et la période a) permettant une bande interdite dans la polarisation TE de l'onde fondamentale autour de la pulsatio ω_0 , et dans la polarisation TM de l'onde générée SH autour de la pulsation $2\omega_0$.

Dans un premier temps ; nous avons calculé la largeur des bandes interdites existantes et leurs positions en fonction du rayon normalisé r/a pour la structure carrée et triangulaire. Pour les deux types de structures (carrée et triangulaire), les calculs ont été menés jusqu'à la guinzième bande pour les modes TE et TM.

Les résultats des simulations sont présentés sur les Figures III.3, III.4 et III.5 pour la structure triangulaire et les Figures III.6, III.7, III.8 et III.9 pour la structure carrée.

Les Figures III.3 et III.4 représente les résultats de la simulation dans le cas de la structure triangulaire. Nous observons clairement l'existence de plusieurs valeurs de rapport r / a (voir tableau III.4) permettant d'obtenir à la fois des gaps photonique dans la polarisation TE et la polarisation TM. Notons que la position de la septième bande interdite en mode TM représente le double de la position de la première bande interdite en mode TE pour chaque valeur du rapport r / a donné dans le tableau III.4. Ces résultats montrent clairement la possibilité de générer une onde de seconde harmonique se propage dans la septième bande interdite en mode TM à partir d'une onde fondamentale se propage dans la première bande interdite en mode TE.



Figure III.3. Position et largeur de la première et la septième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $|Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour les modes TE et TM respectivement.



Figure III.4. Position de la première et la septième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TE et TM.

Nous remarquons, qu'en fixant le facteur de remplissage en air à f = 0.58, une bande interdite photonique *TE* très large autour de $a/\lambda = 0.34$ et une bande interdite photonique dans la polarisation *TM* plus étroite autour de $a/\lambda = 0.68$ peuvent être obtenues. Lorsque le facteur de remplissage en air est augmenté, des gaps photoniques d'ordre supérieur
apparaissent dans la polarisation TM à des fréquences qui correspondent à celle de la seconde harmonique.

Les diagrammes de bande correspondant à r/a = 0.40 en mode TE et TM sont représentés sur la Figure III.5.



Figure III.5. Diagramme de bandes interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TE et TM pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$.

La Figure III.5 représente la structure de bandes interdites du réseau triangulaire de trous d'air dans l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour f = 0.58. La bande jaune représente la bande interdite photonique pouvant contenir la fréquence fondamentale, et la bande rouge représente la bande interdite photonique pouvant contenir la fréquence de la seconde harmonique.

Les paramètres préliminaires (optiques et géométriques) de la structure triangulaire optimisée pour la génération de la seconde harmonique sont donnés dans le tableau III.4 pour la longueur d'onde de télécommunications ($\lambda = 1.55 \ \mu m$).

ſ		$\lambda = 1.$	55 µm				
-	H ^{FF} (La première bande interdite en mode TE)		E ^{SH} (La septième bande interdite en mode TM)				
Rayon normalisė (r/a)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (μm)
0.37	125.2	0.3068	5.249	0.6189	0.49	0.175	0.475
0.38	134.7	0.3167	18.46	0.6358	0.52	0.186	0.490
0.39	144.1	0.3271	31.93	0.6554	0.55	0.197	0.507
0.40	153	0.3382	44.24	0.6777	0.58	0.209	0.524
0.41	161.1	0.3499	41.55	0.6966	0.61	0.222	0.542
0.42	168	0.3622	35.65	0.7173	0.64	0.235	0.561
0.43	173.3	0.3753	28	0.7399	0.67	0.250	0.581
0.44	176.4	0.3892	20.61	0.765	0.70	0.265	0.603
0.45	176.1	0.404	12.94	0.7918	0.73	0.281	0.626
0.46	170.8	0.42	8.265	0.8195	0.76	0.299	0.65
0.47	158.6	0.4376	18.25	0.8534	0.80	0.318	0.678
0.48	136.4	0.4583	47.66	0.8985	0.83	0.340	0.710

Tableau III.4. Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la *GSH*, polarisation (*TE/TM*), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.

Comme nous l'avons vu pour la structure triangulaire de trous d'air, le réseau carré de trous d'air permet aussi d'obtenir des gaps photoniques à la fois dans la polarisation TE et la polarisation TM comme il est clairement montré sur les Figures III.6 et III.7. On remarque que la position de la huitième bande interdite en mode TM est le double de la position de la première bande interdite en mode TE pour deux valeurs de rayon normalisé r/a = 0.46 et r/a = 0.47. Ce résultat montre la possibilité de générer une onde de seconde harmonique dans la huitième bande interdite en mode TE.



Figure III.6. Position et largeur de la première et la huitième bande interdite de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour les modes *TE* et *TM* respectivement.



Figure III.7. Position de la première et la huitième bande interdite de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TE et TM.

Les diagrammes de bande correspondant à r/a = 0.47 en mode TE et TM sont représentés sur les Figures III.8 et III.9 respectivement.



Figure III.8. Diagramme de bandes interdites de la structure carrée d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TE pour $\left(\frac{r}{a} = 0.47\right)$.



Figure III.9. Diagramme de bandes interdites de la structure carré d'un cristal photonique à base de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ en mode TM pour $\left(\frac{r}{a} = 0.47\right)$.

Un facteur de remplissage en air f = 0.69, permet une bande interdite photonique étroite (bande jaune) pouvant contenir la fréquence fondamentale en mode TE autour de $a/\lambda =$ 0.37, et une bande interdite photonique plus étroite (en rouge) pouvant contenir la fréquence de la seconde harmonique en mode *TM* autour de $a/\lambda = 0.74$.

Les paramètres préliminaires (optiques et géométriques) de la structure carrée optimisés pour la génération de la seconde harmonique sont donnés dans le tableau III.5 pour la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$.

[$\lambda = 1.$					
Rayon normalisé	H ^{FF} (La première bande interdite en mode TE)		E ^{SH} (La bande in mod	huitième sterdite en e <i>TM</i>)			
	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (α/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	<i>fcarr</i> é	Rayon r (µm)	Période a (μm)
0.46	14.65	0.3533	0.884	0.7134	0.66	0.251	0.547
0.47	4.752	0.3701	5.967	0.7395	0.69	0.269	0.573

Tableau III.5. Paramètres de la structure carrée optimisée d'un cristal photonique à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la *GSH*, polarisation (*TE/TM*), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.

D'après nos résultats de simulations que nous avons faire, nous pouvons conclure que le réseau triangulaire de trou d'air dans l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ sous forme d'un cristal photonique sans défauts, apport une amélioration par rapport la configuration carrée du fait d'avoir des gaps photoniques plus larges pour les deux modes de propagation (*TE / TM*) pouvant contenir les fréquences fondamentales et de seconde harmonique, et d'augmenter la possibilité de réaliser l'accord de phase.

En effet, Les accords de phase entre l'onde fondamentale polarisée TE et la seconde harmonique polarisée TM peuvent être réalisé dans l'intervalle de fréquence de $f_{min} =$ 0.6655 jusqu'à $f_{max} = 0.7086$ pour la structure triangulaire, selon l'application désirée (guide, cavité.....). Pour la structure carrée les fréquences d'accord de phase sont situées dans l'intervalle de fréquence de $f_{min} = 0.7366$ jusqu'à $f_{max} = 0.7424$. III.4.2. Optimisation de la structure bidimensionnelle (2D) à base de nitrure de gallium (GaN) pour la génération de la seconde harmonique

III.4.2.1. Le Nitrure de gallium (GaN)

Le nitrure de gallium (GaN) se présente sous trois formes cristallines : des structures de type wurtzite, blende et NaCL. Celle de type wurtzite est la plus stable thermodynamiquement. Celle de type NaCL est la variété de GaN stable à haute pression. Les propriétés physico-chimiques du GaN font de lui un matériau intéressant en vue d'applications en opto et en microélectronique. Le GaN est un semi-conducteur à large gap (3.4eV) qui correspond à une longueur d'onde dans le bleu, à la limite de l'ultraviolet. De plus, son gap est direct, ce qui augmente la probabilité de transition optique. Dans le tableau III.3 sont rapportées les largeurs de bande interdite des composés de nitrure d'éléments III (Al, Ga, In) N à basse température et à température ambiante.

	GaN	AlN	InN
Gap à 300K (eV)	3.42	6.20	-
Gap à 2K (eV)	3.502	6.28	0.69

Tableau III.6. Gaps de GaN, AlN et InN [47, 100, 101].

Le *GaN* est un matériau uniaxe, son axe optique est dans la direction *z*. La dispersion des indices de réfraction ordinaire n_0 et extraordinaire n_e de *GaN* est donnée par les relations de Sellmeier rapportées ci-dessous, où la longueur d'onde λ est exprimée en nm [47]:

$$n_0(\lambda) = \left[1 + \frac{3.5017.\lambda^2}{\lambda^2 - (188.1539)^2}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(111.14)

$$n_e(\lambda) = \left[1 + \frac{4.2947.\lambda^2}{\lambda^2 - (189.9282)^2}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(III.15)

Le tableau III.7 donne les valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du *GaN* que nous utiliserons dans les simulations pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

n	$\lambda = 1.55 \ \mu m$	$\lambda = 1.064 \mu m$	Mode
n_0	2.1340	2.1481	TE
n _e	2.3152	2.3315	ТМ

Tableau III.7. Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du GaN.

La Figure III.10 montre la dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire obtenus à partir des équations III.14, III.15. Les dispersions des indices sont valables dans la gamme de longueurs d'onde de 0.6 à 2 μ m. On remarque dans cette gamme que l'accord de phase entre les ondes ordinaire et extraordinaire principale ne peut être satisfait.



Figure III.10. Dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du GaN [47].

III.4.2.2. Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre

La structure wurtzite du *GaN*, non centrosymétrique du fait de son appartenance au groupe de symétrie 6mm, manifeste des phénomènes non linéaires du second ordre tels que la génération de la second harmonique. Dans le cas particulier de la génération de la seconde harmonique son tenseur de susceptibilité du second ordre s'écrit [90, 102]:

$$d_{il} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$
(III.16)

L'expression de la polarisation de second harmonique se réécrit:

$$\begin{bmatrix} p_{x}^{(2)} \\ p_{y}^{(2)} \\ p_{z}^{(2)} \end{bmatrix} = \varepsilon_{0} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2} \\ E_{y}^{2} \\ E_{z}^{2} \\ 2E_{y}E_{z} \\ 2E_{x}E_{z} \\ 2E_{x}E_{y} \end{bmatrix}$$
(III.17)

Pour que le couplage entre l'onde fondamentale F et l'onde de seconde harmonique SH ne soit pas nul, la génération de la second harmonique put être obtenue pour deux polarisations différentes de l'onde fondamentale:

- On choisit de polariser l'onde F (TE). Compte tenu du tenseur non linéaire de GaN,
 l'onde SH est alors générée dans la polarisation (TM), (voir Figure III.11.a).
- lorsque l'onde fondamentale est polarisée (TM), l'onde SH est alors générée dans la polarisation (TM), (voir Figure III.11.b).

Le terme de polarisation non linéaire d'ordre deux devient:

$$p_{z}^{(2)} = \varepsilon_{0} d_{31} \left(E_{x}^{2} + E_{y}^{2} \right) + \varepsilon_{0} d_{33} E_{z}^{2}$$
(III.18)

La Figure III.11 représente schématiquement les types de polarisation de la structure étudiée pour un réseau triangulaire.





Avec *a* est la période du réseau triangulaire de trous d'air d'origine, et *r* le rayon d'un trou d'air.

Pour le premier type de polarisation, le champ F est polarisé TE (champ magnétique parallèle à l'axe des trous) et se propage dans la direction x du semi-conducteur GaN. Quant au champ SH, il est généré dans la polarisation TM (le champ électrique parallèle à l'axe des

trous). D'autre part et pour le deuxième type de polarisation, le champ F est polarisé TM (le champ électrique parallèle à l'axe des trous) et se propage dans la direction x du semiconducteur GaN. Le champ SH est alors généré dans la polarisation TM (le champ électrique parallèle à l'axe des trous).

III.4.2.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée

III.4.2.3.1. Polarisation (TE/TM)

(a)

Dans cette partie, nous allons déterminer les paramètres optiques et géométriques d'un réseau bidimensionnel de trous d'air dans le GaN présentant une bande interdite dans la polarisation TE de l'onde fondamentale auteur de la pulsation ω_0 , et dans la polarisation TM de l'onde généré SH autour de la pulsation $2\omega_0$.

Pour la polarisation TE/TM nous avons tracé la largeur des bandes interdites existantes et leurs positions en fonction du rapport r/a pour les deux structures carrée et triangulaire.

Pour la structure carrée, les calculs menés jusqu'à la quinzième bande pour les modes TE et TM ont permis d'obtenir les résultats illustrés sur les Figures III.12.a et III.13 pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et sur les Figures III.12.b et III.14 Pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

(b)



Figure III.12. Position et largeur de la quatrième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de *GaN* en mode *TE*, (a) $\lambda = 1.55 \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \mu m$.



Figure III.13. Position et largeur de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de *GaN* en mode *TM* pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.14. Position et largeur de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à base de *GaN* en mode *TM* pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Les simulations effectuées pour l'optimisation d'un réseau carrée de trous d'air dans le GaN pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$, ont montrées qu'il est impossible de générer un signal de seconde harmonique pour la polarisation TE/TM étudiée, à cause de l'absence d'une bonde interdite en mode TM capable de contenir une onde de la seconde harmonique. Pour la structure triangulaire, les calculs ont été menés jusqu'à la quinzième bande pour les modes *TE* et *TM* ont permis d'obtenir les résultats illustrés sur les Figures III.15, III.16 et III.17 pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.15. Position et largeur de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TE* et *TM* respectivement pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.16. Position et largeur de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TE* et *TM* respectivement pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Contrairement aux résultats vu précédemment pour la structure carrée; les résultats de simulations effectuées pour l'optimisation d'une structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN, ont montrés la possibilité de générer un signal de seconde harmonique pour la polarisation TE/TM pour les deux longueurs d'onde utilisées précédemment.



(b)



Figure III.17. Position de la première et la sixième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TE* et *TM*, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Les Figures III.15, III.16 et III.17, représentent les résultats de la simulation de la structure triangulaire pour les deux longueurs d'onde ($\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$) respectivement. Nous observons clairement l'existence de plusieurs valeurs du rapport r/a (voir les tableaux III.8 et III.9) permettant d'obtenir à la fois des gaps photonique dans la polarisation *TE* et la polarisation *TM*. Notons que la position de la sixième bande interdite en mode *TM* présente le double de la position de la première bande interdite en mode *TE*, pour chaque valeur du rapport r/a donné dans le tableau III.8 pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et le tableau III.9 pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$. Ces résultats montrent la possibilité de générer une onde de seconde harmonique se propage dans la sixième bande interdite en mode *TM* à partir d'une onde fondamentale se propage dans la première bande interdite en mode *TE*.

Nous remarquons, qu'en fixant le facteur de remplissage en air à f = 0.55, l'apparition de deux bandes interdites photoniques, l'une en mode *TE* très larges autour de $a/\lambda = 0.42$ pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ (voir figure III.17), et l'autre

dans la polarisation *TM* plus étroite autour de $a/\lambda = 0.8532$ pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et autour de $a/\lambda = 0.8482$ pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$ (voir Figures III.19 et III.20).

Les diagrammes de bande correspondant à r/a = 0.39 en mode TE et TM sont représentés sur les Figures III.18.a et III.19 ; pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et les Figure III.18.b et III.20 ; pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.18. Diagramme de la première bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TE* pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$, (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.19. Diagramme de la sixième bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TM* pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$ avec $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.20. Diagramme de la sixième bande interdites de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TM* pour $\left(\frac{r}{a} = 0.39\right)$ avec $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Les Figures III.18, III.19, et III.20 représentent la structure de bandes interdites du réseau triangulaire de trous d'air dans le GaN pour f = 0.55 en mode TE et TM respectivement. Les bandes jaunes représentent les bandes interdites photoniques pouvant contenir les fréquences fondamentales, et les bandes rouge représentent les bandes interdites photoniques pouvant contenir les fréquences générées de la seconde harmonique.

Les paramètres préliminaires (optiques et géométriques) de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN*, pour la génération de la seconde harmonique, sont donnés dans les tableaux III.8 et III.9 pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ respectivement, pour la polarisation *TE/TM*.

[$\lambda = 1.$	55 µm				
	H ^{FF} (La première bande interdite en mode TE)		<i>E^{SH}</i> (La sixième bande interdite en mode <i>TM</i>)				
Raγon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalise (a/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (µm)
0.32	65.21	0.3707	4.033	0.7574	0.37	0.183	0.574
0.33	70.87	0.377	2.388	0.7676	0.39	0.192	0.584
0.34	76.45	0.3837	1.288	0.7788	0.41	0.201	0.594
0.35	81.87	0.3908	2.724	0.791	0.44	0.211	0.605
0.36	86.96	0.3982	3.15	0.806	0.47	0.222	0.617
0.38	95.27	0.4139	1.259	0.837	0.52	0.243	0.641
0.3 9	98.08	0.4222	6.568	0.8532	0.55	0.255	0.654
0.40	99.77	0.4307	1.334	0.8706	0.58	0.266	0.667

Tableau III.8. Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN* pour la *GSH*, polarisation (*TE/TM*), pour $\lambda = 1.55 \mu m$.

		$\lambda = 1.$	064 μm]			
	H ^{FF} (La bande in mod	première terdite en e <i>TE</i>)	E ^{SH} (La six interdite er	ième bande n mode <i>TM</i>)			
Rayon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (µm)	Période a (μm)
0.35	82.71	0.389	2.166	0.786	0.44	0.144	0.413
0.36	87.88	0.3965	3.06	0.8007	0.47	0.151	0.421
0.38	9 6.38	0.4123	3.985	0.832	0.52	0.166	0.438
0.39	99.29	0.4206	5.433	0.8482	0.55	0.174	0.447
0.40	101.1	0.4292	3.671	0.8663	0.58	0.182	0.456

Tableau III.9. Paramètres de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN* pour la *GSH*, polarisation (*TE/TM*), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

III.4.2.3.2. Polarisation (TM/TM)

Dans cette partie, nous allons déterminer les paramètres optiques et géométriques d'un réseau bidimensionnel de trous d'air dans le GaN présentant une bande interdite dans la polarisation TM de l'onde fondamentale auteur de la pulsation ω_0 , et dans la même polarisation TM de l'onde généré SH autour de la pulsation $2\omega_0$. Cette configuration est la plus intéressante parce que le coefficient NL qui entre en jeu d_{33} a la valeur la plus élevée.

Pour la polarisation TM/TM nous avons tracé la largeur des bandes interdites existantes et leurs positions en fonction du rapport r/a pour les deux structures carrée et triangulaire.

Les calculs ont été menés jusqu'à la quinzième bande pour le mode *TM*. Comme nous l'avons observé dans le cas de polarisation précédente *TE/TM*, les simulations effectuées pour l'optimisation d'une structure carrée d'un cristal photonique à base de *GaN*, ont montrées qu'il est impossible de générer un signal de seconde harmonique pour la polarisation *TM/TM* pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Les résultats de simulation pour la structure carrée sont illustrés sur la Figure III.21.



Figure III.21. Position de la première et la troisième bande interdite de la structure carrée d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TM* pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Pour la structure triangulaire les résultats de simulation sont présentés sur les figures ci-dessous, pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.22. Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TM* pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.23. Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TM* pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.24. Position et largeur de la treizième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TM* pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.25. Position de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TM* pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.26. Position de la troisième et la treizième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en mode *TM* pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$, nous observons :

- Pour r/a = 0.41 et r/a = 0.43 la position de la douzième bande interdite en mode TM est le double de la position de la troisième bande interdite en mode TM; comme le montre la Figure III.25.
- Pour r/a = 0.39 et r/a = 0.40 la position de la treizième bande interdite en mode TM est le double de la troisième bande interdite en mode TM; comme le montre la Figure III.26.

Pour la polarisation TM/TM, et d'après nos résultats de simulations effectuées pour l'optimisation d'une structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN, le réseau triangulaire de trous d'air est capable de générer un signal de seconde harmonique se propage dans la polarisation TM à partir d'un signal fondamental se propage dans la même polarisation. Les résultats montrent l'existence de deux bandes interdites (la douzième et la treizième) pouvant contenir les fréquences de seconde harmonique générées à partir d'une onde fondamentale se propage dans la troisième bande interdite.

Les diagrammes de bandes interdites en mode TM sont représentés sur les Figures III.27, et III.28, pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.27. Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$.



Figure III.28. Diagramme de la troisième et la treizième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$.

Pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$, Les diagrammes de bandes interdites en mode TM sont représentés sur les Figures III.29, et III.30.



Figure III.29. Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$.



Figure III.30. Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode TM de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de GaN pour $\left(\frac{r}{a} = 0.40\right)$.

Les résultats de simulations obtenues pour la polarisation TM/TM montrent l'apparition d'une bande interdite (troisième bande) peut contenir l'onde fondamentale, et deux bandes

interdite (la douzième et la treizième bande) peuvent contenir l'onde générée de la seconde harmonique.

Pour f = 0.61, les zones hachurées en jaune sur les Figures III.27 et III.29 représentent respectivement la troisième bonde interdite autour de $a/\lambda = 0.611$ pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et autour de $a/\lambda = 0.6071$ pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$. Les zones hachurées en rouge sur les Figures III.27 et III.29 représentent respectivement la douzième bande interdite autour de $a/\lambda =$ 1.279 pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et autour de $a/\lambda = 1.272$ pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Pour f = 0.58, les zones hachurées en jaune sur les Figures III.28 et III.30 représentent respectivement la troisième bonde interdite autour de $a/\lambda = 0.5963$ pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et autour de $a/\lambda = 0.5924$ pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$. Les zones hachurées en rouge Figures III.28 et III.30 représentent respectivement la treizième bande interdite autour de $a/\lambda = 1.287$ pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$, et autour de $a/\lambda = 1.279$ pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Les similarités entre les résultats d'optimisation de *GaN* structuré sous forme cristal photonique obtenus pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$, pour la génération de la seconde harmonique sont dû principalement au grande acceptance spectrale du *GaN* dans la gamme de fréquence contenant les deux longueurs d'ondes. Les paramètres préliminaires (optiques et géométriques) de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN*, pour la génération de la seconde harmonique, sont donnés dans les tableaux cidessous pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ respectivement, pour la polarisation *TE/TM*.

(a)		$\lambda = 1.$	$\lambda = 1.55 \mu m$					
	<i>E^{FF}</i> (La bande in mod	troisième terdite en e <i>TM</i>)	E ^{SH} (La bande in mod	douzième terdite en e <i>TM</i>)				
Rayon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur $ imes 10^{-3}$	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (μm)	
0.41	9.391	0.611	2.172	1.279	0.61	0.388	0.947	
0.43	8.191	0.6485	5.283	1.344	0.67	0.432	1.005	

(b)		$\lambda = 1.$	55 µm]			
	E ^{FF} (La troisième bande interdite en mode TM)		E ^{SH} (La treizième bande interdite en mode TM)		-		
Rayon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (μm)
0.39	9.418	0.5835	3.797	1.252	0.55	0.352	0.904
0.40	10.1	0.5963	2.828	1.287	0.58	0.369	0.924

Tableau III.10. Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN* pour la *GSH*, polarisation (*TM/TM*), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.

(a)		$\lambda = 1.0$)64 μm]		
	<i>E^{FF}</i> (La troisième bande interdite en mode <i>TM</i>)		E ^{SH} (La bande in mod	douzième iterdite en le TM)			
Rayon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalisé (α/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (μm)
0.41	9.405	0.6071	1.558	1.272	0.61	0.264	0.645
0.43	8.221	0.6446	3.983	1.338	0.67	0.294	0.685

(b)		$\lambda = 1.6$					
	E ^{FF} (La bande in mod	troisième iterdite en le TM)	<i>E^{SH}</i> (La bande in mod	treizième iterdite en le <i>TM</i>)			
Rayon normalisé (r/a)	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur $ imes 10^{-3}$	Fréquence normalisé (α/λ)	<i>f</i> tri	Rayon r (μm)	Période a (μm)
0.39	9.427	0.5797	3.694	1.244	0.55	0.240	0.616
0.40	10.11	0.5924	2.339	1.279	0.58	0.252	0.630

Tableau III.11. Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *GaN* pour la *GSH*, polarisation (*TM*/*TM*), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

III.4.3. Optimisation de la structure bidimensionnelle (2D) à base de niobate de lithium $(LiNbO_3)$ pour la génération de la seconde harmonique

III.4.3.1. Le Niobate de Lithium (LiNbO₃)

Le niobate de lithium $(LiNbO_3)$ est un matériau qui n'existe pas dans la nature, mais depuis sa première synthèse en 1949, il fait l'objet d'intense étude. Le $LiNbO_3$ appartient à la classe des oxydes ferroélectriques et possède des non-linéarités optiques élevées est donc souvent utilisé pour la conversion de fréquence non linéaire, et pour la modulation électro-optique dans les télécommunications par fibres optiques [103].

Le $LiNbO_3$ est un matériau uniaxe. La dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire est donnée par les relations de Sellmeier rapportées ci-dessous, où la longueur d'onde λ est exprimée en μm [104]:

$$n_0(\lambda) = \left[4.9048 + \frac{0.11775}{\lambda^2 - 0.04753} - 0.027153\lambda^2\right]^{\frac{1}{2}}$$
(III.19)

$$n_e(\lambda) = \left[4.5820 + \frac{0.09921}{\lambda^2 - 0.04448} - 0.021940\lambda^2\right]^{\frac{1}{2}}$$
(III.20)

Le tableau III.12 donne les valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du $LiNbO_3$ que nous utiliserons dans les simulations pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

n	$\lambda = 1.55 \mu m$	$\lambda = 1.064 \mu m$	Mode
	2.2112	2.2321	TE
n_	2.1381	2.1560	ТМ

Tableau III.12. Valeurs des indices ordinaire et extraordinaire du LiNbO₃.

Ces relations sont valables dans la fenêtre de transparence de LiNbO3. La Figure III.31 montre la dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire obtenus à partir des équations.



Figure III.31. Dispersion de l'indice de réfraction dans LiNbO₃[104].

III.4.3.2. Types de polarisation non linéaire du deuxième ordre

Le cristal de $LiNbO_3$ appartient au groupe de symétrie 3m, il possède une large bande de transparence. Donc il a l'avantage de présenter de forts coefficients non linéaire. Ces coefficients sont très élevés et varient avec la composition de lithium. L'obtention de la seconde harmonique peut être réalisée à la température ambiante ainsi qu'à des températures élevées.

Dans le cas particulier de la génération de la seconde harmonique son tenseur de susceptibilité du second ordre s'écrit [105]:

$$d_{il} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$
(III.21)

L'expression de la polarisation de second harmonique se réécrit :

$$\begin{bmatrix} p_{x}^{(2)} \\ p_{y}^{(2)} \\ p_{z}^{(2)} \end{bmatrix} = \varepsilon_{0} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x}^{2} \\ E_{y}^{2} \\ E_{z}^{2} \\ 2E_{y}E_{z} \\ 2E_{x}E_{z} \\ 2E_{x}E_{y} \end{bmatrix}$$
(III.22)

La génération de second harmonique put être obtenue pour deux polarisations différentes de l'onde fondamentale:

- On choisit de polariser l'onde F (TE). Compte tenu du tenseur non linéaire de LiNbO₃, l'onde SH est alors générée dans les deux polarisations possibles (TE, TM), (Figure III.30.a, III.30.b).
- lorsque l'onde fondamentale est polarisée (TM), l'onde SH est alors générée dans la polarisation (TM), (Figure III.30.c).

Le terme de polarisation non linéaire d'ordre deux devient:

$$p_{y}^{(2)} = \varepsilon_0 d_{22} \left(E_y^2 - E_x^2 \right) \tag{III.23}$$

$$p_{z}^{(2)} = \varepsilon_{0} d_{31} \left(E_{x}^{2} - E_{y}^{2} \right) + \varepsilon_{0} d_{33} E_{z}^{2}$$
(III.24)

La Figure III.32 représente schématiquement les types de polarisation de la structure étudiée pour un réseau triangulaire de trous d'air dans le *LiNbO*₃.



Figure III.32. Représentation schématique de réseau triangulaire (2*D*) de trous d'air dans le $LiNbO_3$ utilisé pour la GSH, (a) polarisation (*TE/TE*), (b) polarisation (*TE/TM*), (c) polarisation (*TM/TM*).

Avec a est la période du réseau triangulaire de trous d'air d'origine, et r le rayon d'un trou d'air. La Figure III.30 représente les possibilités de polarisations pour l'onde fondamentale et l'onde générée de la seconde harmonique. Pour la polarisation (TE/TE), le champ F est polarisé TE (champ magnétique parallèle à l'axe des trous) et se propage dans la direction xde $LiNbO_3$. Quant au champ SH, il est généré dans la même polarisation. D'autre part, pour la polarisation (TE/TM), le champ SH est généré dans la polarisation TM (le champ électrique parallèle à l'axe des trous). Pour la dernière possibilité de polarisation le champ Fet le champ SH sont les deux en même polarisation (TE/TM).

III.4.3.3. Paramètres optiques et géométriques de la structure optimisée

Dans cette partie, nous allons déterminer les paramètres optiques et géométriques d'un réseau bidimensionnel de trous d'air dans le $LiNbO_3$, présentant une bande interdite dans la polarisation de l'onde fondamentale F autour de la pulsation ω_0 , et dans la polarisation de l'onde générée SH autour de la pulsation $2\omega_0$.

Dans un premier temps ; nous avons calculé la largeur des bandes interdites existantes et leurs positions en fonction du rayon normalisé r/a pour la structure carrée et triangulaire. Pour les trois possibilités de polarisation, les calculs ont été menés jusqu'à la quinzième bande pour les modes TE et TM pour $\lambda = 1.55 \,\mu m$ et $\lambda = 1.064 \,\mu m$. Les résultats des simulations montrent qu'il est impossible de générer un signal de la seconde harmonique pour les deux polarisations TE/TE et TE/TM en configurations carrée et triangulaire. Pour la polarisation TM/TM les résultats ont montrés la possibilité de générer un signal de la seconde harmonique en configuration carrée.

Dans la suit nous allons présenter les résultats des simulations effectuées pour l'optimisation d'un réseau triangulaire de trous d'air dans le $LiNbO_3$ en polarisation TM/TM pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

III.4.3.3.1. Structure triangulaire optimisée pour le mode de polarisation (TM/TM)

Pour la structure triangulaire les résultats de simulation sont présentés sur les figures cidessous, pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.33. Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de $LiNbO_3$ en modes TM pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.34. Position et largeur de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de $LiNbO_3$ en modes TM pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.



Figure III.35. Position de la troisième et la douzième bande interdite de la structure triangulaire d'un cristal photonique à bas de *GaN* en modes *TM* pour, (a) $\lambda = 1.55 \ \mu m$; (b) $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

Nous observons, pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$, pour r/a = 0.41, r/a = 0.42 et r/a = 0.43 la position de la douzième bande interdite en mode TM est le double de la position de la troisième bande interdite en mode TM, comme le montre la Figure III.33. Ces résultats montrent clairement la possibilité de générer une onde de seconde harmonique se propageant dans la douzième bande interdite en mode TM à partir d'une onde fondamentale se propageant dans la troisième bande interdite en mode TM à partir d'une onde findamentale se propageant dans la troisième bande interdite en mode TM. Les diagrammes de bandes interdites en mode TM sont représentés sur les figures ci-dessous, pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ réspectivement.



Figure III.36. Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode *TM* de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour $\left(\frac{r}{a} = 0.43\right)$, avec $\lambda = 1.55 \ \mu m$.



Figure III.37. Diagramme de la troisième et la douzième bande interdite en mode *TM* de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour $\left(\frac{r}{a} = 0.41\right)$, avec $\lambda = 1.064 \mu m$.

Nous remarquons pour $\lambda = 1.55 \,\mu m$, qu'en fixant le facteur de remplissage en air à f = 0.67, deux bandes interdites photoniques très étroites peuvent être obtenues, la

troisième bande interdite (hachurée en rouge sur la Figure III.36) autour de $a/\lambda = 0.6949$ pouvant contenir la fréquence fondamentale, et la douzième bande interdite (hachurée en jaune sur la Figures III.36) autour de $a/\lambda = 1.414$ pouvant contenir la fréquence générée de la seconde harmonique. Pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$, nous choisissons f = 0.61, nous remarquons aussi deux bandes interdites très étroites, la troisième bande interdite (hachurée en rouge sur le Figure III.37) autour de $a/\lambda = 0.6517$ peut contenir la fréquence fondamentale, et la douzième bande interdite (hachurée en jaune sur la Figures III.37) autour de $a/\lambda = 1.347$ peut contenir la fréquence générée de la seconde harmonique.

Comme nous l'avons vu précédemment dans le cas de GaN, les similarités entre les résultats d'optimisation obtenues pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ de la structure triangulaire d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$, pour la génération de la seconde harmonique, ont montré clairement que le $LiNbO_3$ possède une grande acceptance spectrale dans la gamme de fréquence contenant les deux longueurs d'ondes.

Les paramètres préliminaires (optiques et géométriques) de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$, pour la génération de la seconde harmonique, sont donnés dans les tableaux ci-dessous pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$ et $\lambda = 1.064 \ \mu m$ respectivement, pour la polarisation TM/TM.

[$\lambda = 1.$]				
Rayon normalisé	<i>E^{FF}</i> (La troisième bande interdite en mode <i>TM</i>)		E ^{SH} (La douzième bande interdite en mode TM)				
	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalisé (a/λ)	Largeur × 10 ⁻³	Fréquence normalisé (a/λ)	f _{tri}	Rayon r (μm)	Période a (µm)
0.41	9.126	0.6566	6.767	1.355	0.61	0.416	1.017
0.42	7.687	0.6742	9.691	1.385	0.64	0.438	1.045
0.43	7.762	0.6949	0.6502	1.414	0.67	0.463	1.077

Tableau III.13. Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de *LiNbO*₃ pour la *GSH*, polarisation (*TM/TM*), pour $\lambda = 1.55 \ \mu m$.

[$\lambda = 1.064 \mu m$						
Rayon normalisé (r/a)	E ^{FF} (La troisième bande interdite en mode TM)		E ^{SH} (La douzième bande interdite en mode TM)				
	Largeur × 10 ⁻⁵	Fréquence normalise (α/λ)	Largeur $\times 10^{-3}$	Fréquence normalisé (a/λ)	<i>f</i> tri	Rayon r (μm)	Période a (μm)
0.41	9.163	0.6517	6.385	1.347	0.61	0.284	0.693
0.42	7,726	0.6693	7.492	1.377	0.64	0.299	0.712
0.43	7.815	0.6899	7.068	1.406	0.67	0.315	0.734

Tableau III.14. Paramètres préliminaires de la structure triangulaire optimisée d'un cristal photonique à base de $LiNbO_3$ pour la GSH, polarisation (TM/TM), pour $\lambda = 1.064 \ \mu m$.

III.5. Réalisation de l'accord de phase pour la GSH dans une cavité linéaire L_3

Un défaut ponctuel dans un cristal photonique bidimensionnel consiste en une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal. Dans cette partie nous allons appliquer la méthode des supercellules pour réaliser la condition d'accord phase pour la *GSH*, dans un cristal photonique bidimensionnel de type réseau triangulaire de trous d'air cylindriques, à base de semiconducteur $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ dans lequel :

 Trois trous sont supprimés linéairement, ce type de structure est appelé cavité L₃ (Figure III.38).



Figure III.38. Représentation schématique de la cavité photonique de type linéique L_3 .

La Figure III.38 représente schématiquement la structure à laquelle le développement en ondes planes est appliqué. Le réseau d'origine est le même réseau qui a été étudié dans la partie 4.1.3, Les calculs sont effectués pour le champ électromagnétique dans les deux polarisations TE et TM. Pour la polarisation TE la structure d'origine présente une large

bande interdite entre les deux premières bandes. Pour la polarisation TM la structure d'origine présente une bonde interdite étroite entre la septième et la huitième bande.

III.5.1. Détermination de modes de la cavité

Les résultats de la simulation pour la cavité L_3 sont présentés sur les Figures III.39, et III.40, les bandes interdites permises du réseau sans défaut sont reportées sur les mêmes figures pour les deux polarisations.



Figure III.39. Structure de bandes de la structure L_3 en mode TE.



Figure III.40. Structure de bandes de la structure L_3 en mode TM.

Les Figures III.39 et III.40 représentent la structure de bandes de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ d'origine avec défaut d'un réseau triangulaire de trou d'air. Comme nous l'avons vu précédemment, la bande en mode *TE* représente la première bande interdite, et la bande en mode *TM* représente la septième bande interdite. Dans le cas présent nous observons plusieurs niveaux d'énergie discrets qui apparaissent dans les bandes interdites. Ces niveaux correspondent aux modes confinés à l'intérieur du défaut (modes propres de la cavité).

III.5.2. Réalisation de l'accord de phase dans la cavité L₃

A titre d'exemple pour avoir la condition d'accord de phase nous utilisons un mode de défaut confiné dans la bande interdite en mode *TE*, ce mode correspond au mode de l'onde fondamentale (Figure III.41), pour la bande interdite en mode *TM* nous utilisons les modes confinés à l'intérieur de cette bande, ces modes correspondent aux modes de l'onde générée de la seconde harmonique Figure III.42.



Figure III.41. Les modes propres de la cavité choisie pour la réalisation de l'accord de phase. (a) en bleu mode propre TE, (b) modes propres TM.

Pour avoir les fréquences d'accord de phase, on multiplie les axes des abscisses et des ordonnées de la Figure III.41.a par deux. De cette façon, les intersections entre ces courbes et les modes confinés dans la bande interdite en mode TM représentés dans la Figure III.41.b donnent les modes fondamentale et de la seconde harmonique accordés en phase. Les intersections entre les courbes sont numérotées de 1 à 4 sur la Figure III.42.b.

Les résultats de simulation effectuée pour le calcul d'accord de phase sont représentés sur la Figure III.42.



Figure III.42. Structure de bandes de la cavité L_3 en mode TM autour des fréquences de la seconde harmonique.

Les intersections avec les modes de la FigureIII.42 donnent les configurations pour lesquelles la condition d'accord de phase est satisfaite, ces intersections sont numérotées de 1 à 4. En prenant $\lambda = 1.55 \ \mu m$, les paramètres géométriques qui réalisent exactement l'accord de phase pour la génération de la seconde harmonique sont donnés dans le tableau III.15.

r/a	α/λ	a (µm)	<i>r</i> (μ <i>m</i>)
	$P_1 = 0.6881$	$a_1 = 1.066$	$r_1 = 0.426$
0.4	P ₂ =0.6863	$a_2 = 1.063$	$r_2 = 0.425$
	$P_3 = 0.6799$	$a_3 = 1.053$	$r_3 = 0.421$
	P ₄ =0.6761	$a_4 = 1.047$	$r_4 = 0.418$

Tableau III.15. Paramètres géométriques optimisés de la cavité L_3 à base de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ pour la réalisation de l'accord de phase, pour $\lambda = 1.55 \mu m$.

III.6. conclusion

Dans ce chapitre par utilisation de la méthode de décomposition en ondes planes, nous avons montré l'intérêt des structures à cristaux photoniques pour l'optique non linéaire. Nous avons déterminé les bandes interdites photoniques pouvant contenir l'onde fondamentale et la seconde harmonique en optimisant les paramètres optiques et
géométriques. Les résultats ont montré la possibilité de la génération de seconde harmonique dans les matériaux considérés à savoir le $(Al_{0.3}Ga_{0.7}As)$, le (GaN), et le $LiNbO_3$. Finalement, et à titre d'exemple nous avons créé un défaut ponctuel dans la structure d'origine, qui a permis de réaliser la condition d'accorde de phase.

Conclusion générale

Le travail présenté dans le cadre de ce mémoire, concerne l'optimisation des cristaux photonique bidimensionnels(2D) pour les applications en optique non linéaire. Nous nous sommes intéressés à l'étude théorique de la génération de seconde harmonique dans les cristaux photonique à base de l'arséniure de gallium dopé aluminium($Al_{0.3}Ga_{0.7}As$) et nitrure de gallium (GaN), puis dans le niobate de lithium ($LiNbO_3$).

A travers une recherche bibliographique, nous avons rappelé le principe de base et les mécanismes de l'optique non linéaire, ainsi que les conditions nécessaires pour avoir des effets non linéaire efficaces, en suite nous avons présenté les notions de base associées aux cristaux photoniques et les atouts majeurs du brassage de l'optique non linéaire avec ces structures.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à déterminer les polarisations possibles pour l'onde fondamentale et l'onde de la seconde harmonique. Nous remarquons que cette polarisation dépend directement par le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre deux de chacun des matériaux utilisés dans ce travail.

Dans un second lieu nous avons utilisé la méthode de décomposition en ondes planes pour modéliser la génération de la seconde harmonique dans les cristaux photonique à base des matériaux utilisés dans ce travail. Cette modélisation consiste à déterminer des bandes interdites photoniques contenant l'onde fondamentale autour de la pulsation ω_0 et l'onde de la seconde harmonique, autour de la pulsation $2\omega_0$, pour réaliser la condition d'accord de phase entre les deux ondes.

Les résultats de simulations déterminés, ont montré que les propriétés physiques des matériaux, en particulier l'indice de réfraction influe sur l'existence des bandes interdites, ainsi que la structure géométrique (la tailles des trous et le type de réseau) des cristaux photonique qui influe sur les largeurs des bandes et leurs position. En effet, ces résultats ont montré la possibilité de déterminer des bandes interdites photoniques pouvant contenir l'onde fondamental et l'onde de seconde harmonique, et de réaliser ainsi la condition d'accord de phase et de générer la seconde harmonique.

La dernière étape dans ce travail consiste à réaliser la condition d'accord de phase à titre d'exemple dans une cavité linéaire de type L_3 , pour cela nous avons appliqué la technique de supercellules sur la configuration triangulaire d'origine à base de $(Al_{0.3}Ga_{0.7}As)$. Les résultats ont montré que l'accord de phase est réalisable.

En perspectives, il est souhaitable de s'intéresser à l'étude et à la modélisation des spectres d'émission de la seconde harmonique dans des cavités à cristaux photoniques.

Références bibliographiques

- [1] T. H. Maiman, «stimulated optical radiation in ruby», nature, vol. 187, pp. 493-494, (1960).
- [2] P. Franken, A. Hill, C. Peters, ET G. Weinreich, «Generation of optical harmonics », Phys.Rev, Lett, vol. 7, pp. 118-119, (1961).
- [3] W. Herman, L. Hayden, Maker fringes revisited, « second-harmonic generation from birefringent or absorbing materials », J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, no. 3, pp. 416-427, (1995).
- [4] E. Yablonovitch, « Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics », Phys. Rev, Lett, vol. 58, pp. 2059-2062, (1987).
- [5] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, « Interaction between light waves in a nonlinear dielectric », Phys. Rev, vol. 127, (1962).
- [6] H. El Ouazzani, « Propriétés optiques non linéaires du deuxième et troisième ordre de nouveaux systèmes organiques conjugués de type push-pull », thèse de doctorat, Université d'Angers, (2012).
- [7] M. Born, and E. Wolf, « Principles of optics », Pergamon Press, Oxford, (1986).
- [8] A. Yariv, and P. Yeh, « Optical waves in crystals », Wiley, New York (2003).
- [9] J. Luc, « propriétés optique non linéaires et structuration photo-induite de nouveaux complexes organométalliques à base de ruthénium », thèse de doctorat, Université d'Angers, (2008).
- [10] D. A. Kleinman, « Nonlinear dielectric polarization in optical media », Phys, Rev, vol. 126, no. 6, p. 1977, (1962).
- [11] T. Strub, « résolution des équations de Maxwell tridimensionnelles instationnaires sur architecture massivement multicoeur », thèse de doctorat, université de Strasbourg, (2015).
- [12] R. W. Boyd, « Nonlinear optics », Third edition, Rochester, New York, (2007).
- [13] C. Delsart, « Lasers et optique non linéaire », Ellipses Edition Marketing S.A., (2008).
- [14] J. Teyssier, « Réalisation de guides d'ondes pour l'optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques », thèse de doctorat, Université de Savoie, (2004).
- [15] F. Raineri, « optique non linéaire dans les cristaux photonique en semiconducteurs III-V », thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, (2004).

- [16] M. J. cour, « ÉTUDE DE LA GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE DANS DES GUIDES D'ONDES À BASE DE PUITS QUANTIQUES ASYRIQUES DE GaAs/AlGaAs », mémoire présenté pour l'obtention du grade de maitre ès sciences, université de Sherbrooke, Canada, (1999).
- [17] C. Duchesne, « Etude des propriétés optiques non linéaires dans les verres. Cas du système Na₂O – TiO₂ – P₂O₅ », thèse de doctorat, université de Bordeaux I, (1993).
- [18] S. Santran, « Caractérisation non linéaire de composants optiques d'une chaîne laser de forte puissance », thèse de doctorat, Université Bordeaux I, (2000).
- [19] I. Fuks-Janczarek, « Etudes théoriques et expérimentales des effets optiques non linéaires du troisième ordre dans de nouveaux matériaux à conjugaison électronique élevée », Thèse de doctorat, l'Université d'Angers, (2003).
- [20] B. Sahraoui, « Propriétés optiques non linéaires du troisième ordre dans des nouveaux dérivés du tétrathiafulvalène », Thèse de doctorat, l'Université d'Angers, (1996).
- [21] F. Sanchez, « Optique non linéaire », Universités Physique, Ellipse, Paris, (1999).
- [22] S. R. Marder, and J. E. Sohn, « Materials for nonlinear optics », chemicals perspectives, American Chemical Society, Washington DC, (1992).
- [23] P. N. Prasad, and D. J. Williams, « Nonlinear optical effects in organic materials », John Wiley and Sons Inc, (1991).
- [24] L. Gheorghe, « Les oxoborates non linéaires Gd1-xRxCa4O(BO3)3, R = (Lu, Sc, Nd) : croissance cristalline et propriétés optiques », Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, (2014).
- [25] S. Ilas, « Élaboration et caractérisation de matériaux non linéaires pour la conception de dispositifs laser émettant dans l'ultraviolet », thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, (2014).
- [26] R. Sutherland, « Handbook of nonlinear optics », vol.2nd Edition. Marcel Dekker, New York, (2003).
- [27] P. Tannouri, « Investigation d'effets non-linéaires dans un guide d'ondes d'AlGaAs à réseau de Bragg », Université du Québec, (2012).
- [28] M. Braun, F. Bauer, T. Vogtmann, Schwoerer, « Precise second-harmonic generation maker fringe measurements in single crystals of diacetylene NP/4-MPU and evaluation by a second-harmonic generation theory in 4x4 matrix formulation and ray tracing », J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 7, pp. 1699–1706, (1997).

- [29] A. Royon, L. Canioni, B. Bousquet, M. Couzi, V. Rodriguez, C. Rivero, T. Cardinal, E. Fargin, M. Richardson and K. Richardson, Phys. Rev, (2007).
- [30] Shen, Y. R. «Self-focusing: experimental», Progress in Quantum Electronics, vol. 4, pp. 1-34, (1975).
- [31] R. H. Stolen et C. Lin, «Self-phase-modulation in silica optical fibers», Physical Reviews. A, vol. 17, no. 4, pp. 1448-1453, (1978).
- [32] P. Weinberger, «John Kerr and his Effects Found in 1877 and 1878», Philosophical Magazine Letters, vol. 88, no. 12, pp. 897-907, (2008).
- [33] E. L. Buckland et R. W. Boyd, «Electrostrictive contribution to the intensitydependent refractive index of optical fibers», Optics Letters, vol. 21, no. 15, pp. 1117-1119, (1996).
- [34] R. A. Shelby, D. R. Smith et S. Shultz, «Experimental Verification of a Negative Index of Refraction», Science, vol. 292, no. 5514, pp. 77-79, (2001).
- [35] C. W. Chen et al, «Negative nonlinear refraction obtained with ultrashort laser pulses», Optics Express, vol. 15, no. 11, pp. 7006-7018. ().
- [36] I. P. Nikolakakos et al, «Broadband characterization of the nonlinear optical properties of common reference materials», IEEE Selected Toppics in Quantum, (2004).
- [37] E.Yablonovitch, «Photonic band-gap crystals», J. Phys. Condens. Matter, vol.5, pp.2443-2460, (1993).
- [38] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, « Photonic Crystals- Molding the Flow of Light », Princeton University Press, (1995).
- [39] D. Yohan, « Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », thèse de doctorat, Lyon, (2001).
- [40] A. Benmerkhi, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques », thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, (2012).
- [41] R. Zengerle, « Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides », Journal of Modern Optics, vol. 34, pp. 1589-1617, (1987).
- [42] S. John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », Phys. Rev, Lett, vol. 58, pp. 2486-2489, (1987).
- [43] P. Vukusic, et J.R. Sambles, « Photonic structures in biology », Nature, vol. 424, pp. 852-855, (2003).

- [44] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu et R. Fu, « Coloration strategies in peacock feathers », Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 100, pp. 12576-12578, (2003).
- [45] C. Kittel, « Introduction to Solid State Physics », Third Edition. John Wiley and Sons Inc., New York, London, Sydney, (1967).
- [46] C. Kittel, « Quantum Theory of Solids », John Wiley and Sons Inc., New York, (1963).
- [47] Y. Benachour, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire », thèse de doctorat, université paris sud- Paris XI, (2008).
- [48] L. Ferrier, « Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière », thèse de doctorat, Lyon, (2008).
- [49] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, « Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array », Phys. Rev. Lett., vol. 68, pp. 2023–2026, (1992).
- [50] K. Sakoda, « Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices » Phys. Rev. B, vol. 52, pp. 7982 7986, (1995).
- [51] M. R. Beghoul, «Contribution à la réalisation de fonctions optoélectroniques à base de cristaux photoniques pour les télécommunications», thèse de doctorat, Université Mentouri – Constantine, (2008).
- [52] D. Bernier, « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde », thèse de doctorat, université paris sud- Paris XI, (2008).
- [53] S. Mazoyer, « Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels », thèse de doctorat, université paris sud- Paris XI, (2011).
- [54] T.E. Sale, « Vertical cavity surface emitting lasers », Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, (1995).
- [55] E. Yablonovitch, « Photonic band-gap structures », J. Opt. Soc. Am. B, vol. 10, no. 2, pp. 283-295, (1993).
- S. Y. Lin, J. G. Fleming, B. K. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas,
 W. Zubrycki, S. R. Kurtz, et J. Bur, « A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths », Nature, vol. 394, pp. 251-253, (1998).
- [57] J. D. Joannopoulos, « Photonics: Self-assembly lights up », Nature, vol. 414, pp. 257-258, (2001).

Références bibliographique

- [58] Y. A. Vlasov, et al, « On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals », Nature, vol. 414, pp. 289-293, (2001).
- [59] P. Lodahl, et al, « Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals », Nature, vol. 430(7000), pp. 654-657, (2004).
- [60] M. Zelsmann, « Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, (2003).
- [61] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, J. A. Levenson, et R. Raj, « Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-Q photonic crystal resonators », Phys. Rev. Lett., vol. 96, p. 093901, (2006).
- [62] F. Raineri, G. Vecchi, A. M. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, et A. Levenson, « Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes », Appl. Phys. Lett., vol. 86, p. 011116, (2005).
- [63] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Victorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, et C. Jouanin, « Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic crystal waveguide on InP membranes », Appl. Phys. Lett., vol. 79, pp. 2312–2314, (2001).
- [64] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdr'e, et U. Oesterle, "Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two- dimensional photonic crystals," Appl. Phys. Lett., vol. 71, pp. 738–740, (1997).
- [65] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. R. Romeo, P. Viktorovitch, M. L. V. d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, et B. Aspar, « Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal », Journal of Applied Physics, vol. 93, pp. 23-31, (2003).
- [66] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelnokov, « Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, (2003).
- [67] J. M. Bendickson, J. P. Dowling, et M. Scalora, "Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one dimensional, photonic band-gap structures », Phys. Rev. E, vol. 53, pp. 4107–4121, (1996).
- [68] P. Yeh, « Electromagnetic propagation in birefringent layered media », Journal of the OpticalSociety of America, vol. 69, pp. 742–756, (1979).
- [69] V. Berger, « Second-harmonic generation in monolithic cavities » J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 6, pp. 1351–1360, (1997).
- [70] Y. Dumeige, F. Raineri, A. Levenson, et X. Letartre, « Second-harmonic generation in

one-dimensional photonic edge waveguides » Phys. Rev. E, vol. 68, p. 066617, (2003).

- [71] J. P. van der Ziel, « Phase-matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers », Appl. Phys. Lett. 26, vol. 60, (1975).
- [72] A. Fiore, S. Janz, L. Delobel, P. van der Meer, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher, and J. Nagle, « Second-harmonic generation at λ =1.6 μ ; in AlGaAs/Al₂o₃ waveguides using birefringence phase matching » Appl. Phys. Lett., vol. 72, p. 2942, (1998).
- [73] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka, J. P. Dowling, C. M. Bowden, R. Wiswanathan, and J. W. Haus, « Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures », Phys. Rev. A, vol. 56, p. 3166, (1997).
- [74] B. Shi, Z. M. Jiang, X. F. Zhou, et X.Wang, « A two-dimensional nonlinear photonic crystal for strong second harmonic generation » J. Appl. Phys., vol. 91, pp. 6769–6771, (2002).
- [75] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, et K. Busch, « Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5 μm », Appl. Phys. Lett., vol. 68, pp. 747–749, (1996).
- [76] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, et R. Houdré, « Coupledmode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides », Optics Express, vol. 11, pp. 1490–1496, (2003).
- [77] A. R. Cowan et J. F. Young, « Mode matching for second-harmonic generation in photonic crystal waveguides », Phys. Rev. B, vol. 65, p. 085106, (2002).
- [78] D. Coquillat, G. Vecchi, C. Comaschi, A. M. Malvezzi, J. Torres, et M. Le Vassor d'Yerville, « Enhanced second- and third-harmonic generation and induced photoluminescence in a two-dimensional GaN photonic crystal », Appl. Phys. Lett., vol. 87, p. 101106, (2005).
- [79] D. M. Whittaker et I. S. Culshaw, « Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures », Phys. Rev. B, vol. 60, p. 2610, (1999).
- [80] P. Dansas et N. Paraire, « Fast modeling of photonic bandgap structures by use of a diffraction-grating approach », J. Opt. Soc. Am. A, vol. 15, pp. 1586–1598, (1998).
- [81] M. Neviére et F. Montiel, « Deep gratings: a combination of the differential theory and the multiple reflection series », Opt.Commun., vol. 108, p. 1, (1994).
- [82] H. Azarinia et A. Tavakoli, « Finite difference time domain analysis of a photonic crystal », Physica B, vol. 370, pp. 223–227, (2005).
- [83] S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, « Block-iterative frequency-domain methods for Max-well's equations in a planewave basis », Optics Express, vol. 8, p. 173, (2001).
- [84] M. Dems, R. Kotynski, et K. Panajotov, « Planewave admittance method », Optics

Express, vol. 13, p. 3196, (2005).

- [85] M. Plihal and A. A. Maradudin, « Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems the Triangular Lattice », Physical Review B, vol. 44, no. 16, pp. 8565-8571, (1991).
- [86] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, « Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials », Phys. Rev. 8, vol. 44, no. 24, pp. 13772-13774, (1991).
- [87] S. Guo, et S.Albin, « Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations », Optics Express, Vol.11, no.2, pp. 167-175, (2003).
- [88] S. Shi, C. Chen, et D.W. Prathe, « Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs », Appl. Phys. Lett., vol. 86, pp. 043104-43104, (2005).
- [89] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, « Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis », Optics Lett, vol. 24, p. 711, (1999).
- [90] J. Torres, « Exaltation de la génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à bases de nitrures », Thèse de doctorat, L'université Montpellier II, (2005).
- [91] P. G. Eliseev, H. B. Sun, S. Juodkazis, et T. Sugahara, « Laser-induced damage threshold and surface processing of GaN at 400 nm wavelength », Japanese. J. Appl. Phys., vol. 38, p. L839, (1999).
- [92] I. Shoji et T. Kondo, « Second-order nonlinear susceptibilities of various dielectric and semiconductor materials », Opt. and Quant. Elect., vol. 34, pp. 797–833, (2002).
- [93]] I. M. Tiginyanu, I. V. Kravetsky, D. Pavlidis, A. Eisenbach, R. Hildebrandt, G. Marowsky, et H. Hartnagel, « Nonlinear optical characterization of GaN layers grown by MOCVD on sapphire » M.R.S, (1999).
- [94] I. V. Kravetsky, I. M. Tiginyanu, R. Hildebrandt, G. Marowsky, D. Pavlidis, A. Eisenbach, et H. L. Hartnagel, « Nonlinear optical response of GaN layers on sapphire : The impact of fundamental beam interference », Appl. Phys. Lett., vol. 76, pp. 810–812, (2000).
- [95] V. I. Gavrilenko et R. Q. Wu, « Linear and nonlinear optical properties of group-III nitrides », Phys. Rev. B, vol. 61, pp. 2632 – 2642, (2000).
- [96] J. Miragliotta and D. K. Wickenden, « Nonlinear Opticals Properties of Gallium Nitride », Semiconductors and Semimetals , vol. 57, (1999).
- [97] J. Miragliotta et D. K. Wickenden, « Nonlinear electroreflectance from gallium nitride

using optical second-harmonic generation », Phys. Rev. B, vol. 53, pp. 1388 – 1397, (1996).

- [98] A. Kasic, M. Schubert, S. Einfeldt, D. Hommel and T. E. Tiwald, «Free-carrier and phonon properties of n- and p-type hexagonal GaN films measured by infrared ellipsometry », Phys. Rev. B, vol. 62, p. 7365, (2000).
- [99] H. J. Casey, Jr, M. B. Panish, « Laser heterostructures », Academic press New York, (1978).
- [100] B. Monemar, « Fundamental energy gap of gan from photoluminescence excitation spectra », Phys. Rev. B, vol. 10, pp. 676–681, (1974).
- [101] T. P. Chow et M. Ghezzo, SiC power devices. in III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices. Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh, PA, (1996).
- [102] A. Yariv, « Optical Electronics, fourth edition », International edition, (1991).
- [103] R. Hammoum, « Etude par spectroscopie Raman de la structure des domaines périodiquement polarisés dans le niobate de lithium (PPLN)», thèse de doctorat, université Paul Verlaine de Metz, (2008).
- [104] A. Grisard, « Lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium », thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, (1997).
- [105] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyqn, « Handbook of nonlinear optical crystals », Springer-Verlag, (1991).

4